

CONSOLIDATED VERSION

VERSION CONSOLIDÉE



**Gyromagnetic materials intended for application at microwave frequencies –
Measuring methods for properties**

**Matériaux gyromagnétiques destinés à des applications hyperfréquences –
Méthodes de mesure des propriétés**



THIS PUBLICATION IS COPYRIGHT PROTECTED

Copyright © 2016 IEC, Geneva, Switzerland

All rights reserved. Unless otherwise specified, no part of this publication may be reproduced or utilized in any form or by any means, electronic or mechanical, including photocopying and microfilm, without permission in writing from either IEC or IEC's member National Committee in the country of the requester. If you have any questions about IEC copyright or have an enquiry about obtaining additional rights to this publication, please contact the address below or your local IEC member National Committee for further information.

Droits de reproduction réservés. Sauf indication contraire, aucune partie de cette publication ne peut être reproduite ni utilisée sous quelque forme que ce soit et par aucun procédé, électronique ou mécanique, y compris la photocopie et les microfilms, sans l'accord écrit de l'IEC ou du Comité national de l'IEC du pays du demandeur. Si vous avez des questions sur le copyright de l'IEC ou si vous désirez obtenir des droits supplémentaires sur cette publication, utilisez les coordonnées ci-après ou contactez le Comité national de l'IEC de votre pays de résidence.

IEC Central Office
3, rue de Varembe
CH-1211 Geneva 20
Switzerland

Tel.: +41 22 919 02 11
Fax: +41 22 919 03 00
info@iec.ch
www.iec.ch

About the IEC

The International Electrotechnical Commission (IEC) is the leading global organization that prepares and publishes International Standards for all electrical, electronic and related technologies.

About IEC publications

The technical content of IEC publications is kept under constant review by the IEC. Please make sure that you have the latest edition, a corrigenda or an amendment might have been published.

IEC Catalogue - webstore.iec.ch/catalogue

The stand-alone application for consulting the entire bibliographical information on IEC International Standards, Technical Specifications, Technical Reports and other documents. Available for PC, Mac OS, Android Tablets and iPad.

IEC publications search - www.iec.ch/searchpub

The advanced search enables to find IEC publications by a variety of criteria (reference number, text, technical committee,...). It also gives information on projects, replaced and withdrawn publications.

IEC Just Published - webstore.iec.ch/justpublished

Stay up to date on all new IEC publications. Just Published details all new publications released. Available online and also once a month by email.

Electropedia - www.electropedia.org

The world's leading online dictionary of electronic and electrical terms containing 20 000 terms and definitions in English and French, with equivalent terms in 15 additional languages. Also known as the International Electrotechnical Vocabulary (IEV) online.

IEC Glossary - std.iec.ch/glossary

65 000 electrotechnical terminology entries in English and French extracted from the Terms and Definitions clause of IEC publications issued since 2002. Some entries have been collected from earlier publications of IEC TC 37, 77, 86 and CISPR.

IEC Customer Service Centre - webstore.iec.ch/csc

If you wish to give us your feedback on this publication or need further assistance, please contact the Customer Service Centre: csc@iec.ch.

A propos de l'IEC

La Commission Electrotechnique Internationale (IEC) est la première organisation mondiale qui élabore et publie des Normes internationales pour tout ce qui a trait à l'électricité, à l'électronique et aux technologies apparentées.

A propos des publications IEC

Le contenu technique des publications IEC est constamment revu. Veuillez vous assurer que vous possédez l'édition la plus récente, un corrigendum ou amendement peut avoir été publié.

Catalogue IEC - webstore.iec.ch/catalogue

Application autonome pour consulter tous les renseignements bibliographiques sur les Normes internationales, Specifications techniques, Rapports techniques et autres documents de l'IEC. Disponible pour PC, Mac OS, tablettes Android et iPad.

Recherche de publications IEC - www.iec.ch/searchpub

La recherche avancée permet de trouver des publications IEC en utilisant différents critères (numéro de référence, texte, comité d'études,...). Elle donne aussi des informations sur les projets et les publications remplacées ou retirées.

IEC Just Published - webstore.iec.ch/justpublished

Restez informé sur les nouvelles publications IEC. Just Published détaille les nouvelles publications parues. Disponible en ligne et aussi une fois par mois par email.

Electropedia - www.electropedia.org

Le premier dictionnaire en ligne de termes électroniques et électriques. Il contient 20 000 termes et définitions en anglais et en français, ainsi que les termes équivalents dans 15 langues additionnelles. Egalement appelé Vocabulaire Electrotechnique International (IEV) en ligne.

Glossaire IEC - std.iec.ch/glossary

65 000 entrées terminologiques électrotechniques, en anglais et en français, extraites des articles Termes et Définitions des publications IEC parues depuis 2002. Plus certaines entrées antérieures extraites des publications des CE 37, 77, 86 et CISPR de l'IEC.

Service Clients - webstore.iec.ch/csc

Si vous désirez nous donner des commentaires sur cette publication ou si vous avez des questions contactez-nous: csc@iec.ch.

CONSOLIDATED VERSION

VERSION CONSOLIDÉE



**Gyromagnetic materials intended for application at microwave frequencies –
Measuring methods for properties**

**Matériaux gyromagnétiques destinés à des applications hyperfréquences –
Méthodes de mesure des propriétés**

INTERNATIONAL
ELECTROTECHNICAL
COMMISSION

COMMISSION
ELECTROTECHNIQUE
INTERNATIONALE

ICS 29.100.10

ISBN 978-2-8322-3292-7

**Warning! Make sure that you obtained this publication from an authorized distributor.
Attention! Veuillez vous assurer que vous avez obtenu cette publication via un distributeur agréé.**

IECNORM.COM : Click to view the full PDF of IEC 60556:2006+AMD1:2016 CSV

REDLINE VERSION**VERSION REDLINE**

**Gyromagnetic materials intended for application at microwave frequencies –
Measuring methods for properties**

**Matériaux gyromagnétiques destinés à des applications hyperfréquences –
Méthodes de mesure des propriétés**

IECNORM.COM : Click to view the full PDF of IEC 60556:2006+AMD1:2016 CSV

CONTENTS

FOREWORD.....	6
1 Scope	8
2 Normative references	8
3 Terms and definitions	8
4 Saturation magnetization M_S	8
4.1 General	8
4.2 Object	9
4.3 Theory.....	9
4.4 Test sample.....	10
4.5 Measuring apparatus for the vibrating coil method (VCM)	10
5.5 Measuring apparatus	22
5.4 Test specimen	21
4.7 Calibration.....	16
4.8 Measuring procedure	17
4.9 Calculation	18
4.10 Accuracy	18
4.11 Data presentation	19
5 Magnetization (at specified field strength) M_H	19
5.1 General	19
5.2 Object	19
5.3 Theory.....	19
4.6 Measuring apparatus for the vibrating sample method (VSM).....	13
5.6 Calibration.....	24
5.7 Measuring procedure	25
5.8 Calculation	25
5.9 Accuracy	25
5.10 Data presentation.....	25
6 Gyromagnetic resonance linewidth ΔH and effective Landé factor g_{eff} (general).....	26
6.1 General	26
6.2 Object	26
6.3 Theory.....	26
6.4 Test specimens and cavities	27
6.5 Measuring apparatus	30
6.6 Measuring procedure	30
6.7 Calculation	32
6.8 Accuracy	32
6.9 Data presentation	32
7 Gyromagnetic resonance linewidth ΔH_{10} and effective Landé factor g_{10} (at 10 GHz)	32
7.1 General	32
7.2 Object	32
7.3 Theory.....	32
7.4 Test specimen and cavity.....	33
7.5 Measuring apparatus	34
7.6 Measuring procedure	34
7.7 Calculation	35

7.8	Accuracy	35
7.9	Data presentation	36
8	Spin-wave resonance linewidth ΔH_k	36
8.1	General	36
8.2	Object	36
8.3	Theory.....	36
8.4	Test specimen and cavity.....	39
8.5	Measuring apparatus	40
8.6	Calibration.....	40
8.7	Measuring procedure	40
8.8	Calculation	41
8.9	Accuracy	41
8.10	Data presentation	41
9	Effective linewidth ΔH_{eff}	41
9.1	General	41
9.2	Object	41
9.3	Theory.....	42
9.4	Test specimen and cavity.....	44
9.5	Measuring apparatus	44
9.6	Calibration.....	45
9.7	Apparatus adjustment	45
9.8	Measuring procedure	46
9.9	Calculation	47
9.10	Accuracy	47
9.11	Data presentation	47
10	Complex permittivity ϵ_r	48
10.1	General	48
10.2	Object	48
10.3	Theory.....	48
10.4	Test specimen and cavity.....	51
10.5	Measuring apparatus	51
10.6	Measurement procedure	52
10.7	Calculation	52
10.8	Accuracy	53
10.9	Data presentation	53
11	Apparent density ρ_{app}	53
11.1	General	53
11.2	Apparent density (by mensuration)	53
11.3	Apparent density (by water densitometry).....	55
12	Gyromagnetic resonance linewidth ΔH and effective gyromagnetic ratio γ_{eff} by non resonant method	56
12.1	General	56
12.2	Object	57
12.3	Measuring methods	57
Annex A (informative) Method to calculate the linewidth using a spreadsheet software program.....		73
Bibliography		75

Figure 1 – Vibrating coil method – Sample and coils arrangement	10
Figure 2 – Magnetic field configuration	11
Figure 3 – Measuring apparatus (VCM).....	13
Figure 4 – Vibrating sample method – Sample and coil arrangement	14
Figure 5 – Measuring apparatus (VSM).....	15
Figure 6 – Hysteresis curves for a magnetic material: $B(H)$ curve, $M(H)$ curve	20
Figure 7 – Test sample with compensation unit.....	21
Figure 8 – Test specimen.....	22
Figure 9 – Measuring circuit for determining magnetization (at specified field strength) M_H	23
Figure 10 – Miller integrator	24
Figure 11 – Cavity for measurement of gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor	28
Figure 12 – Stripline resonator for measurement of gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor at low frequency	29
Figure 13 – Schematic diagram of the equipment required for measurement of gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor	31
Figure 14 – Schematic diagram of the equipment required for measurement of gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor at 10 GHz	35
Figure 15 – Subsidiary absorption and saturation of the normal resonance	37
Figure 16 – Pulse deterioration at onset of subsidiary resonance	37
Figure 17 – Measured critical r.f. field strength as a function of pulse duration t_d	38
Figure 18 – Typical TE ₁₀₄ cavity for the measurement of spin-wave resonance linewidth at about 9,3 GHz	39
Figure 19 – Block diagram of spin-wave resonance linewidth test equipment	40
Figure 20 – Sectional view of the cavity with specimen	43
Figure 21 – Dimensions of a cavity designed for resonance at a frequency of 9,1 GHz	43
Figure 22 – Schematic diagram of equipment for measuring effective linewidth ΔH_{eff}	45
Figure 23 – Determination of Q_0	47
Figure 24 – Ideal resonant cavity with specimen, used for theoretical calculation (sectional view).....	49
Figure 25 – Dimensions of the resonant cavity with specimen	51
Figure 26 – Schematic diagram of equipment required for the measurement of complex dielectric constant	52
Figure 27 – Schematic drawing of short-circuited microstrip line fixture with specimen.....	58
Figure 28 – Equivalent circuits of short-circuited microstrip line	58
Figure 29 – Cross-sectional drawing of all-shielded shorted microstrip line with specimen	59
Figure 30 – Block diagram of measurement system	60
Figure 31 – Observed absorption curve of imaginary part $\eta'' L_0$ of inductance for a 5 mm square garnet specimen with 0,232 mm thickness and $M_s = 0,08$ T	62
Figure 32 – Assumed equivalent circuit of the test fixture.....	63
Figure 33 – Structure of test fixture to measure resonance linewidth by transmission	64
Figure 34 – Model to measure resonance linewidth by transmission	65
Figure 35 – Test fixture for measurement of resonance linewidth by transmission.....	66
Figure 36 – Example of a test fixture (tolerance: Class f)	67

Figure 37 – Block diagram of the equipment for measuring the resonance linewidth	68
Figure 38 – Measurement procedures	69
Figure 39 – Steps to obtain resonance linewidth by numerical analysis	71
Table 1 – Typical dimensions of test fixture	59
Table 2 – Specimen shape and typical dimensions	59
Table 3 – The fixture constants for 5 mm long specimens	64
Table A.1 – Example of the linewidth calculation using a spreadsheet software program	74

IECNORM.COM : Click to view the full PDF of IEC 60556:2006+AMD1:2016 CSV

INTERNATIONAL ELECTROTECHNICAL COMMISSION

**GYROMAGNETIC MATERIALS
INTENDED FOR APPLICATION AT MICROWAVE FREQUENCIES –
MEASURING METHODS FOR PROPERTIES**

FOREWORD

- 1) The International Electrotechnical Commission (IEC) is a worldwide organization for standardization comprising all national electrotechnical committees (IEC National Committees). The object of IEC is to promote international co-operation on all questions concerning standardization in the electrical and electronic fields. To this end and in addition to other activities, IEC publishes International Standards, Technical Specifications, Technical Reports, Publicly Available Specifications (PAS) and Guides (hereafter referred to as "IEC Publication(s)"). Their preparation is entrusted to technical committees; any IEC National Committee interested in the subject dealt with may participate in this preparatory work. International, governmental and non-governmental organizations liaising with the IEC also participate in this preparation. IEC collaborates closely with the International Organization for Standardization (ISO) in accordance with conditions determined by agreement between the two organizations.
- 2) The formal decisions or agreements of IEC on technical matters express, as nearly as possible, an international consensus of opinion on the relevant subjects since each technical committee has representation from all interested IEC National Committees.
- 3) IEC Publications have the form of recommendations for international use and are accepted by IEC National Committees in that sense. While all reasonable efforts are made to ensure that the technical content of IEC Publications is accurate, IEC cannot be held responsible for the way in which they are used or for any misinterpretation by any end user.
- 4) In order to promote international uniformity, IEC National Committees undertake to apply IEC Publications transparently to the maximum extent possible in their national and regional publications. Any divergence between any IEC Publication and the corresponding national or regional publication shall be clearly indicated in the latter.
- 5) IEC itself does not provide any attestation of conformity. Independent certification bodies provide conformity assessment services and, in some areas, access to IEC marks of conformity. IEC is not responsible for any services carried out by independent certification bodies.
- 6) All users should ensure that they have the latest edition of this publication.
- 7) No liability shall attach to IEC or its directors, employees, servants or agents including individual experts and members of its technical committees and IEC National Committees for any personal injury, property damage or other damage of any nature whatsoever, whether direct or indirect, or for costs (including legal fees) and expenses arising out of the publication, use of, or reliance upon, this IEC Publication or any other IEC Publications.
- 8) Attention is drawn to the Normative references cited in this publication. Use of the referenced publications is indispensable for the correct application of this publication.
- 9) Attention is drawn to the possibility that some of the elements of this IEC Publication may be the subject of patent rights. IEC shall not be held responsible for identifying any or all such patent rights.

DISCLAIMER

This Consolidated version is not an official IEC Standard and has been prepared for user convenience. Only the current versions of the standard and its amendment(s) are to be considered the official documents.

This Consolidated version of IEC 60556 bears the edition number 2.1. It consists of the second edition (2006-04) [documents 51/850/FDIS and 51/859/RVD] and its amendment 1 (2016-03) [documents 51/1064/CDV and 51/1089A/RVC]. The technical content is identical to the base edition and its amendment.

In this Redline version, a vertical line in the margin shows where the technical content is modified by amendment 1. Additions are in green text, deletions are in strikethrough red text. A separate Final version with all changes accepted is available in this publication.

International Standard IEC 60556 has been prepared by IEC technical committee 51: Magnetic components and ferrite materials.

This second edition is a consolidation of the first edition and its amendments 1 and 2. It includes editorial improvements as well as improvements to the figures.

This standard is to be read in conjunction with IEC 60392.

The French version of this standard has not been voted upon.

This publication has been drafted in accordance with the ISO/IEC Directives, Part 2.

The committee has decided that the contents of the base publication and its amendment will remain unchanged until the stability date indicated on the IEC web site under "<http://webstore.iec.ch>" in the data related to the specific publication. At this date, the publication will be

- reconfirmed,
- withdrawn,
- replaced by a revised edition, or
- amended.

IMPORTANT – The 'colour inside' logo on the cover page of this publication indicates that it contains colours which are considered to be useful for the correct understanding of its contents. Users should therefore print this document using a colour printer.

GYROMAGNETIC MATERIALS INTENDED FOR APPLICATION AT MICROWAVE FREQUENCIES – MEASURING METHODS FOR PROPERTIES

1 Scope

This International Standard describes methods of measuring the properties used to specify polycrystalline microwave ferrites in accordance with IEC 60392 and for general use in ferrite technology. These measuring methods are intended for the investigation of materials, generally referred to as ferrites, for application at microwave frequencies.

Single crystals and thin films generally fall outside the scope of this standard.

NOTE 1 For the purposes of this standard, the words “ferrite” and “microwave” are used in a broad sense:

- by “ferrites” is meant not only magneto-dielectric chemical components having a spinel crystal structure, but also materials with garnet and hexagonal structures;
- the “microwave” region is taken to include wavelengths approximately between 1 m and 1 mm, the main interest being concentrated on the region 0,3 m to 10 mm.

NOTE 2 Examples of components employing microwave ferrites are non-reciprocal devices such as circulators, isolators and non-reciprocal phase-shifters. These constitute the major field of application, but the materials may be used in reciprocal devices as well, for example, modulators and (reciprocal) phase-shifters. Other applications include gyromagnetic filters, limiters and more sophisticated devices, such as parametric amplifiers.

2 Normative references

The following referenced documents are indispensable for the application of this document. For dated references, only the edition cited applies. For undated references, the latest edition of the referenced document (including any amendment) applies.

IEC 60050-221, *International Electrotechnical Vocabulary (IEV) – Part 221: Magnetic materials components*

IEC 60205:2006, *Calculation of the effective parameters of magnetic piece parts*

IEC 60392:1972, *Guide for the drafting of specifications for microwave ferrites*

3 Terms and definitions

For the purposes of this document, the terms and definitions given in IEC 60050-221 apply.

4 Saturation magnetization M_s

4.1 General

Saturation magnetization is a characteristic parameter of ferrite materials. It is widely used in theoretical calculations, for instance in computation of tensor permeability components (see IEC 60050-221). In a variety of microwave applications, saturation magnetization determines the lower frequency limit of the device, mainly due to the occurrence of so-called low-field loss when the material is unsaturated.

4.2 Object

The object is to give two similar techniques for measuring saturation magnetization. These are the vibrating coil method (VCM) and vibrating sample method (VSM).

The vibrating coil method [1]¹ [2] has the advantages of easier sample mounting and simpler mechanical arrangement when measurements over a range of temperatures are required, particularly at low temperatures.

The vibrating sample method is more accurate, given a similar degree of elaboration in electronic apparatus.

The equipment needed in both cases is very similar and the calibration methods are identical. The same test samples can be used for either technique.

4.3 Theory

When a sphere of isotropic magnetic material is placed in a uniform magnetic field, the sphere becomes uniformly magnetized in the direction parallel to the applied field. The sphere now produces its own external magnetic field, equivalent to that of a magnetic dipole at the centre of the sphere and orientated parallel to the direction of magnetization.

If a small detection coil (in practice a pair wound in opposition) is now vibrated at small amplitude, close to the sample sphere and in a direction at right angles to the applied field, a voltage e_s , will be induced in the coil, proportional to the rate of change of flux φ_s due to the sample at the mean coil position x_0 whose value is given by

$$e_s = -N \left(\frac{d\varphi_s}{dx} \right)_{x_0} \cdot \frac{dx}{dt} \quad (1)$$

where N is the number of turns on the coil.

The motion of the coil, in the x -direction, is given by

$$x = x_0 + \delta \sin \omega t \quad (2)$$

where

x is displacement at time t ;

ω is angular frequency;

δ is vibration amplitude.

If the unknown sample is now replaced by a calibrating sample of known saturation magnetization M_c and volume V_c , inducing a voltage e_c , the magnetization of the sample M_s may be found by comparison:

$$\frac{M_s}{M_c} = \frac{e_s}{e_c} \cdot \frac{V_c}{V_s} \quad (3)$$

If the induced voltages e_s and e_c give rise to readings E_s and E_c from the apparatus, then

$$M_s = M_c \cdot \frac{E_s}{E_c} \cdot \frac{d_c^3}{d_s^3} \quad (4)$$

where d_s and d_c are diameters of the sample and calibrating spheres, respectively.

¹ Figures in square brackets refer to the bibliography.

Identical equations apply in the VSM case, when the sample is vibrated while the coil remains stationary.

4.4 Test sample

For the dipole assumption to be valid, the test sample shall be a sphere, whose deviation from roundness is not more than 0,5 %. The percentage deviation from roundness is defined as

$$\left(\frac{\text{max. diameter} - \text{min. diameter}}{\text{min. diameter}} \right) \times 100 \quad (5)$$

For most ferrite materials, a diameter of about 2,5 mm is suitable. If it is less than 1 mm, a reasonable signal-to-noise ratio will be difficult to achieve, particularly when M_s is low. Spheres larger than about 4 mm are less convenient to make and it is not so easy to maintain a uniform applied field over the volume of the sphere.

It may be permissible to use other than spherical samples, provided that the induced voltage can be shown to be a linear function of the magnetization to within the accuracy required, and that the calibration sample has identical dimensions to the samples to be measured.

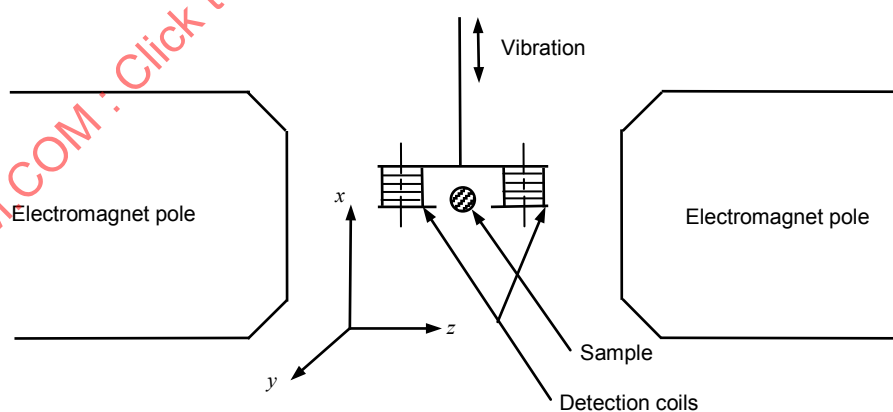
4.5 Measuring apparatus for the vibrating coil method (VCM)

4.5.1 Arrangement of detection coils and sample

A schematic diagram of the arrangement of the detection coils and the sample is shown in Figure 1. Figure 2 indicates the directions of the applied and sample fields.

The sample is rigidly mounted between the pole-pieces of an electromagnet, in such a way that its position relative to the detection coils is reproducible to $\pm 0,1$ mm in any direction. All parts of the sample holder shall be made of non-magnetic material.

The detection coils are an identical pair wound in series opposition. They are attached to the vibrator by a rigid, non-magnetic arm and are located as close to the sample as practicable. Their axes are normally parallel to the direction of vibration, but other configurations are acceptable.



IEC 555/06

Figure 1 – Vibrating coil method – Sample and coils arrangement

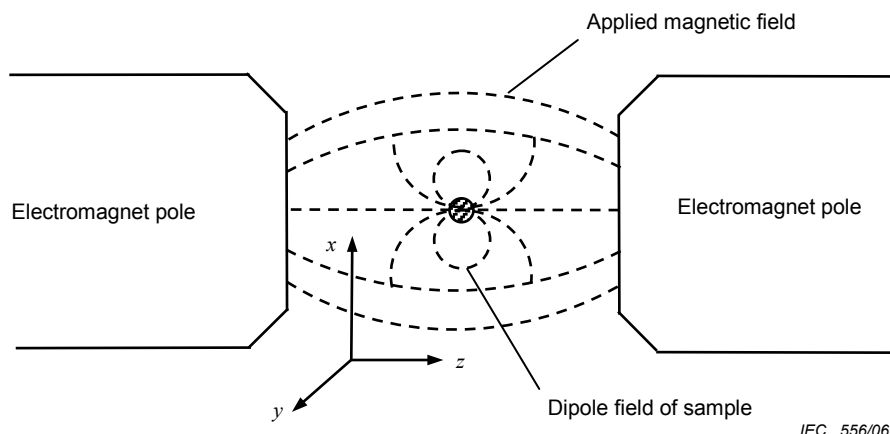


Figure 2 – Magnetic field configuration

The direction of vibration (the x -direction) is at 90° to the z -axis of the electromagnet (Figure 1), i.e. perpendicular to the magnetostatic field direction, and the amplitude shall be of the order of 0,05 mm to 0,5 mm. The frequency is not critical, but would normally be between 20 Hz and 200 Hz, although frequencies outside that range are acceptable. Motion of the coils in the z - and y -directions shall be limited by means of suitable mounting to not more than 1 % of that in the x -direction. Some means of stabilizing the vibration amplitude by use of a feedback loop may be incorporated if required.

4.5.2 The electromagnet

The magnetostatic field shall be capable of fully saturating a spherical specimen of the material to be measured. For most microwave ferrites, a field of 300 kAm^{-1} will be adequate, but for the hexagonal, barium-based ferrites, a field up to 500 kAm^{-1} may be needed. The current supply to the electromagnet shall be such as to maintain the field stable to 0,5 %.

At the mean position of the detection coils, the transverse field shall be not more than 1 % of the longitudinal field (H_z).

Since the uniformity of the field is dependent on the field-strength, measurements shall always be made at the applied field at which calibration and zero-setting (see 4.8) have been carried out.

4.5.3 Elimination of applied field effects

If the applied field were wholly uniform and had no radial components, while the direction of vibration was exactly at right angles to the applied field, the theory of 4.3 could be applied directly to the experimental arrangement of Figure 1.

However, as indicated in Figure 2, the applied field is not uniform, and its direction and magnitude vary from point to point. Moreover, it is impracticable to make an identical pair of detection coils. The angle of vibration will deviate from 90° and some residual motion in the y - and z -directions will always be present.

Voltages will therefore be induced in the coils by the inhomogeneity of the applied field. The effect of H_z is considerably lessened by winding the coils in opposition, so that voltages due to H_z tend to cancel out whereas those due to the sample dipole field will add up.

However, complete cancellation cannot in general be achieved with one pair of coils alone. Therefore, a second pair of coils, the compensating coils, is used. These are mounted on the same formers as the sample coils, but are wound in series, so that the voltages induced by H_z are additive. A compensating voltage can then be obtained, which may be adjusted in amplitude and phase to balance out the voltage induced in the sample coils by H_z .

The effect of H_x is more difficult to eliminate because the voltages induced in the sample coils will be added in the same way as those due to the dipole field. However, in general, the variation of H_x with x will be different from that of the sample dipole field. The two signals will therefore differ in phase and may be distinguished by means of a phase sensitive detector.

4.5.4 Electronic instrumentation

A schematic diagram of the measuring apparatus is shown in Figure 3. The vibrator is driven by a low-frequency oscillator (9), which may be tunable, and a power amplifier. The amplitude of the oscillator output and the gain of the power amplifier shall be sufficiently stable to provide a constant drive to the vibrator to within $\pm 0,3$ %, after warm-up. If this is not possible, some means of stabilizing the vibration amplitude shall be provided. The oscillator frequency shall be stable to 0,05 % after warm-up.

The output from the compensating coils (1(c)) is balanced against that of the sample coils (1(s)) by means of the difference amplifier (4), using the variable attenuator (2) and phase shifter (3). The phase shifter shall be fully variable over 360° and its resolution shall be at least $\pm 0,1^\circ$. Neither the phase shifter nor the attenuator needs to be calibrated.

The difference amplifier shall have a low enough noise level at low frequencies to allow precise zero setting. The exact requirements will depend on the design of the coils and other equipment. A variable gain control may be incorporated.

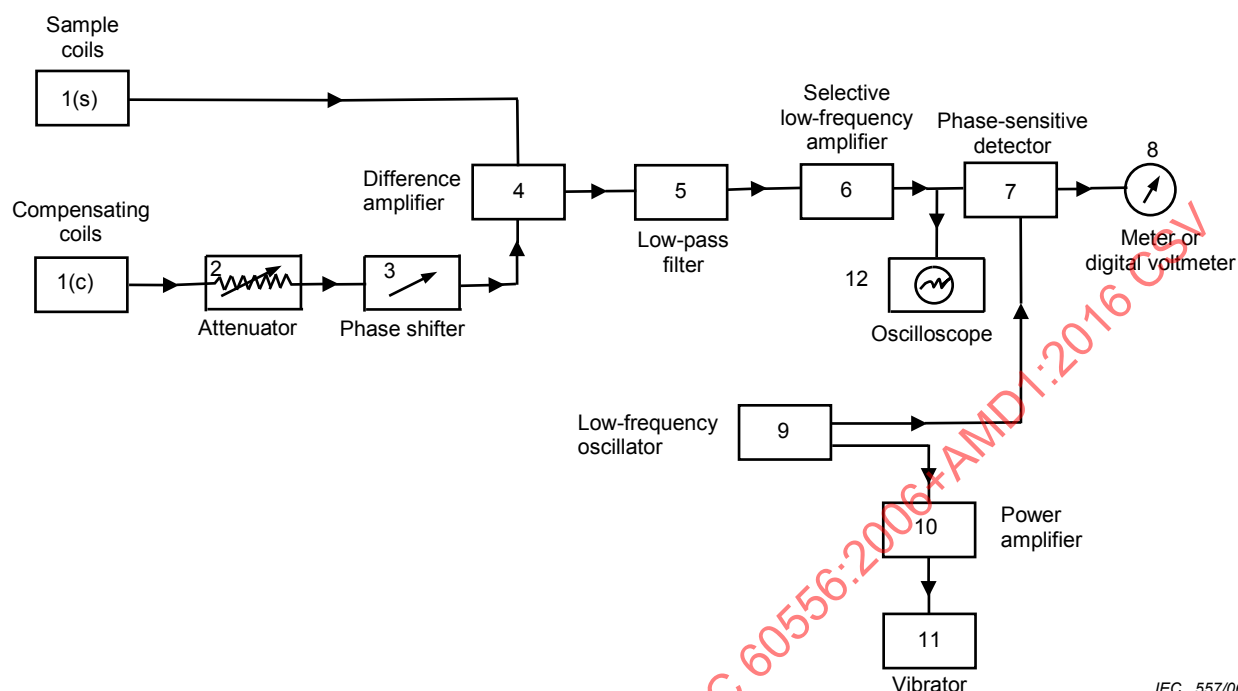
The low-pass filter (5) shall reduce all harmonics by at least 20 dB with respect to the fundamental frequency.

The selective amplifier, which is tuned to the oscillator frequency, shall have a bandwidth of the order of 1 % and shall be tunable if the oscillator is not tunable.

The phase-sensitive detector (7) shall have a resolution better than 3° and either the reference or signal channel shall be variable over 360° in phase. The phase setting shall be independent of the amplitude of the input to either channel.

The meter (8) may be an analogue or digital type. When measurements are to be made over a range of temperatures, an X-Y-recorder may be substituted for the meter, one axis to record a linear function of magnetization, the other a linear function of temperature. Both axes shall be calibrated to the accuracy required. The temperature measuring device, normally a thermocouple, shall be in close thermal contact with the sample itself.

All the electronic instruments shall have adequate temperature stability to ensure the required accuracy over the range of ambient temperatures to be met in use.



IEC 557/06

Figure 3 – Measuring apparatus (VCM)

4.6 Measuring apparatus for the vibrating sample method (VSM)

4.6.1 Arrangement of detection coils and sample

In the vibrating sample case, the detection coils (Figure 4) are rigidly mounted between the pole-pieces of the electromagnet, but in such a way that frequent small adjustments are possible. Normally, their axes are at right angles to the applied field and parallel to the direction of vibration, but other configurations [5] are acceptable. The mean sample position is on the axis of the electromagnet, normally located symmetrically with respect to the detection coils. Its position shall be reproducible to $\pm 0,1$ mm. It is rigidly mounted on a non-magnetic vibrating arm, attached to a vibrator, and is as close to the detection coils as practicable.

The direction of vibration (the x -direction) is at 90° to the z -axis of the electromagnet (Figure 4), i.e. perpendicular to the magnetostatic field direction, and the amplitude shall be of the order of 0,05 mm to 0,5 mm. The frequency is not critical, but would normally be between 20 Hz and 200 Hz, although frequencies outside that range are acceptable. Motion of the sample in the z - and y -directions shall be limited by means of a suitable mounting to not more than 1 % of that in the x -direction. Some means of stabilizing the vibration amplitude by use of a feedback loop may be incorporated if necessary.

A small permanent magnet is attached to the vibrating arm, far enough away from the electromagnet to be unaffected by it. Two small coils are mounted rigidly on either side of this magnet to detect its field. A small coil carrying a precisely controlled direct current may be used instead of the magnet.

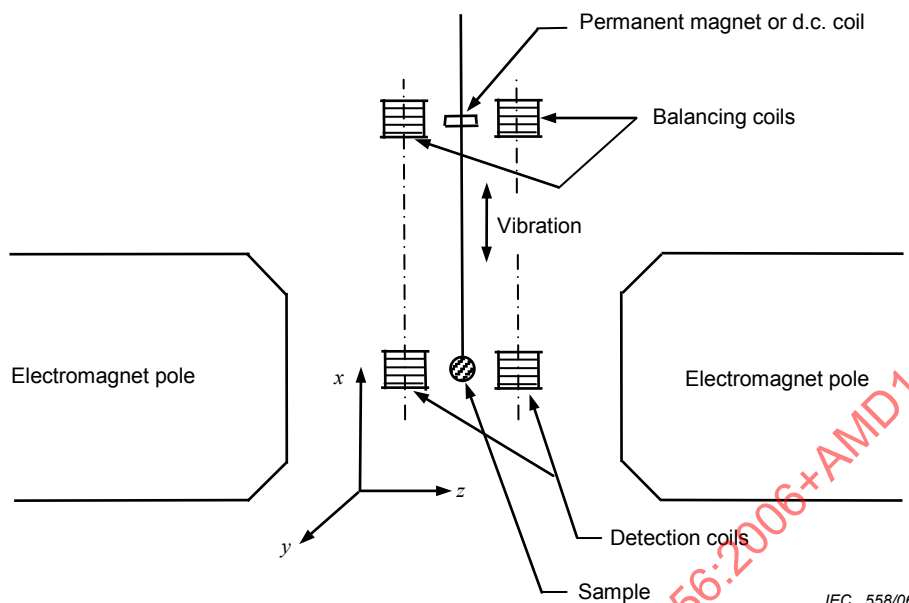


Figure 4 – Vibrating sample method – Sample and coil arrangement

4.6.2 The electromagnet

No precautions need be taken to counteract curvature and non-uniformity of applied field, provided that a uniformity of about 3 % over the volume of the sample is maintained. A radial field of up to 1 % of the longitudinal field is permissible.

The magnetostatic field shall be capable of fully saturating a spherical specimen of the material to be measured. For most microwave ferrites, a field of 300 kAm^{-1} will be adequate, but for the hexagonal, barium-based ferrites a field up to 500 kAm^{-1} may be needed. The current supply shall maintain the field stable to about 0,5 %.

4.6.3 Electronic instrumentation

A schematic diagram of the electronic instrumentation is shown in Figure 5. The simplest arrangement uses only items 1 to 8, and allows point-by-point measurements to be made at fixed temperatures. The calibrated potential divider (3) is used to balance the voltage induced in the balancing coils against that in the sample coils. The null point is observed by means of the oscilloscope (5). Magnetization is calculated from the potential divider setting.

Alternatively, the null balance may be made with the empty sample holder in position. The out-of-balance signal on insertion of a sample is then proportional to magnetization. This signal may be read directly from the meter (5) or oscilloscope. For continuous plotting of M_s as a function of temperature, an X-Y-recorder may be substituted for the oscilloscope. Greater sensitivity and better stability may be obtained by use of a phase sensitive detector (9) to detect the signal, which may then be observed by means of a meter or recorder.

If a d.c. coil (12) is used instead of a permanent magnet to obtain the balancing voltage, automatic null balancing may be achieved by feeding the output of this phase sensitive detector to the d.c. coil. The current in the coil is then directly proportional to magnetization.

The coil current may be measured by means of a d.c. ammeter in series with it, or by a high-resistance voltmeter in parallel with the coil. In the second case, variations in coil resistance due to temperature changes shall be compatible with the degree of accuracy required in M_s .

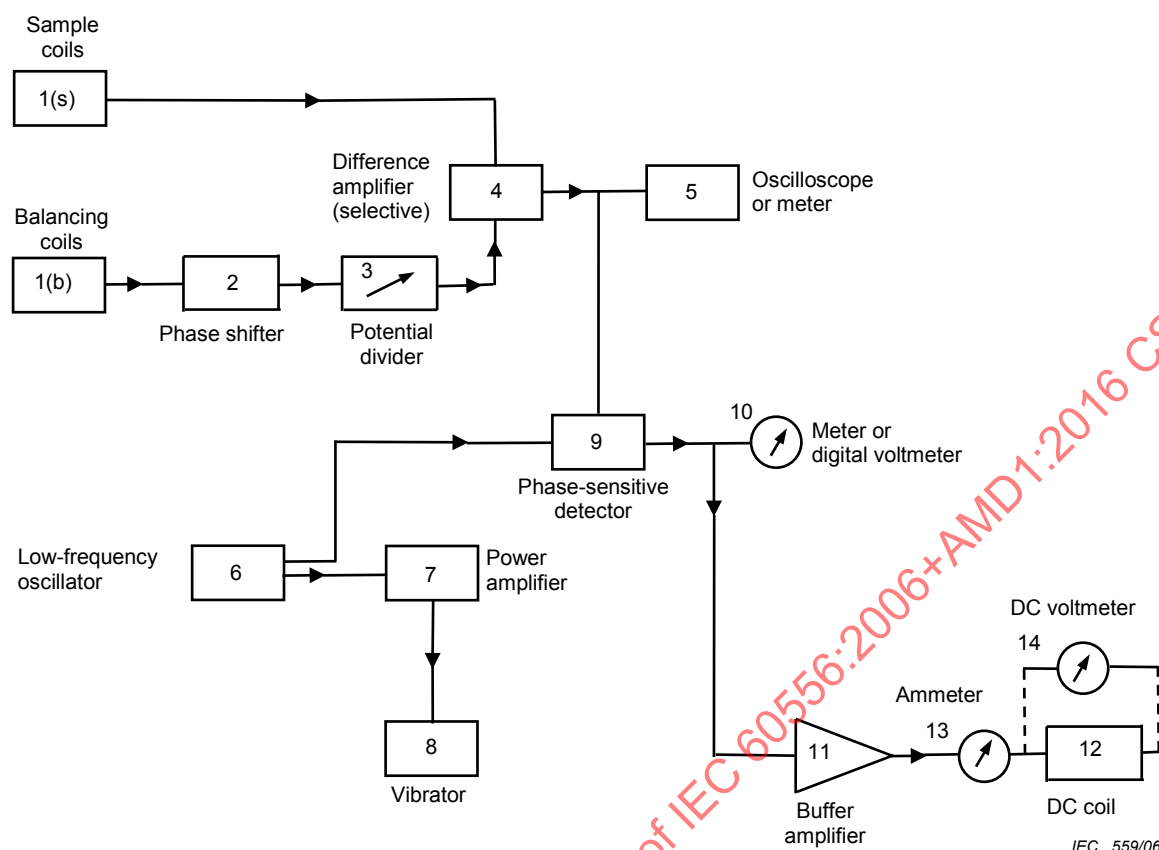


Figure 5 – Measuring apparatus (VSM)

The vibrator is driven by a low-frequency oscillator, which may be tunable, and a power amplifier. The amplitude of the oscillator output and the gain of the power amplifier shall be sufficiently stable to maintain the drive to the vibrator at a constant level, to within 0,3 % after warm-up. If this is not possible, some means of stabilizing the vibration amplitude shall be provided. The oscillator frequency shall be stable to within 0,05 % after warm-up.

The potential divider shall be continuously variable with a resolution of 0,01 % or better and shall be calibrated to the accuracy required.

The difference amplifier shall have a sufficiently low noise level and shall incorporate, or be followed by, a selective amplifier with a bandwidth of the order of 3 %, tuned to the oscillator frequency. The selective stage shall be tunable if the oscillator is not tunable.

The requirements for the phase-sensitive detector are not stringent. A resolution of 10° is adequate. The phase setting shall be independent of the amplitude of the input to either channel.

The meters may be analogue or digital types. When measurements are to be made over a range of temperatures, an X–Y-recorder may be substituted for the meter, one axis to be a linear function of magnetization, the other a linear function of temperature. Both shall be calibrated to the accuracy required. The temperature measuring device, normally a thermocouple, shall be in close thermal contact with the sample itself.

All the electronic equipment shall have adequate temperature stability to maintain the required accuracy over the range of ambient temperatures generally encountered in use.

4.7 Calibration

4.7.1 Comparison method

This method, which is equally applicable to either the vibrating coil or the vibrating sample methods, calls for a standard sample whose saturation magnetization is accurately known. The most usual material for the standard is pure nickel, but other materials may be used if their saturation magnetization is known accurately enough.

The calibration sample shall be a sphere (if the samples to be measured are spheres) and be of a similar order of size. (If samples other than spheres have to be measured, calibration samples with identical dimensions shall be used.) The calibration sphere shall show a deviation from roundness of not more than 0,5 % and its mean diameter shall be known to within 0,1 %. Standard metallic spheres shall be fully annealed before use.

The density of the material to be used as a standard shall first be determined. The generally accepted value for the saturation magnetization of 99,995 % pure nickel with a density of $8,90 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, is $485,6 \text{ kAm}^{-1}$ at 23°C . For less dense material:

$$M_s = \frac{485,6 \times \text{density}}{8,90} \quad (\text{kAm}^{-1}) \quad (6)$$

However, the actual value for a specific sample may differ from this by as much as 1 % [3], depending on purity, state of strain, applied field, or ambient temperature. The accuracy of the comparison method is therefore limited.

4.7.2 “Slope” method

This method, which is equally applicable to either the vibrating coil or the vibrating sample methods, is based on the observation that the voltage induced in the detection coils by a spherical specimen is directly proportional to the applied field over the lower region of the magnetization curve [4]. Furthermore, the constant of proportionality is independent of the permeability, provided that the latter is sufficiently high.

According to 4.3, the voltmeter reading E_x , for any sample x , can be written:

$$E_x = kM_x d_x^3 \quad (7)$$

where

M_x is the magnetization of the sample at a (low) value of applied magnetostatic field strength H_0 .

d_x is the sample diameter;

k is the constant.

In the region below saturation, the (linear) relationship between M_x and H_0 is given by the following equations:

$$M_x = (\mu_x - 1)H_i \quad (8)$$

$$H_i = H_0 - NM_x \quad (9)$$

where

H_i is the magnetostatic field strength inside the sample;

μ_x is the relative permeability of the sample;

N is the demagnetization factor which is equal to one-third for a perfect sphere.

Elimination of H_i between Equations (8) and (9) yields:

$$H_0 = \left(\frac{1}{\mu_x - 1} + N \right) M_x \quad (10)$$

Elimination of M_x between Equations (7) and (10) yields:

$$E_x = k \frac{H_0}{1/(\mu_x - 1) + N} d_x^3 \quad (11)$$

The linear part of the graph of E_x as a function of H_0 has a slope which, according to Equation (11), is equal to

$$\frac{\Delta E_x}{\Delta H_0} = \frac{k d_x^3}{1/(\mu_x - 1) + N} \quad (12)$$

If μ_x is sufficiently high, for example 2 000, the first term in the denominator can be neglected in comparison with N , and the parameter k can be expressed as

$$k = \frac{\Delta E_x / \Delta H_0}{3 d_x^3} \quad (13)$$

to within an error of 0,15 %.

A deviation from roundness of 0,25 % leads to a maximum error in N of 0,25 % [3].

The value of k thus obtained, using a high-permeability calibration sample, can be inserted into equation (7) which is subsequently applied to the unknown sample, at saturation. The saturation magnetization of the unknown sample M_{su} is, to within 0,4 %, given by

$$M_{su} = \frac{E_{su}}{k d_u^3} = E_{su} \frac{3 d_c^3}{(\Delta E_c / \Delta E_0) d_u^3} \quad (14)$$

where

E_{su} is the voltmeter reading for the saturated unknown sample, and
subscripts c and u refer to the calibration sample and unknown sample, respectively.

This method does not require an absolute calibration standard.

4.8 Measuring procedure

4.8.1 Zero setting – Vibrating coil method

The electromagnet current is switched on, with the empty sample holder between the poles. The detection coils are allowed to vibrate. The attenuator and phase shifter are adjusted to obtain a minimum output from the selective amplifier, as observed on the oscilloscope.

The applied field is then altered and the attenuator and phase shifter settings checked. If these have changed significantly, the location of the coils is adjusted and the zero re-set, until a position is found at which the zero setting is sufficiently independent of applied field over the range of interest.

A calibration sample is placed in the holder and the phase sensitive detector adjusted until a maximum reading is obtained on the voltmeter.

4.8.2 Zero setting – Vibrating sample method

The balancing coils are first made as insensitive as possible to the exact position of the reference magnet (or d.c. coil). In the absence of any signal from the detection coils, the balancing coils are rotated about the x -axis for maximum output. They are then adjusted in the z -direction for minimum output, in the y -direction for maximum output and the x -direction for a maximum (if the coils are short) or minimum (if they are long). The output is now independent of small changes in the position of the magnet.

The balancing coils are then firmly fixed in position and the above adjustments are not normally repeated.

A sample is placed in the holder and similar adjustments carried out for the sample coil in the absence of a signal from the balancing coils.

4.8.3 Measurement

All the electronic equipment shall be switched on at least 30 min before starting measurements, to allow it to stabilize at the ambient temperature. The zero reading is checked with the sample holder empty and the apparatus adjusted if necessary.

A calibration sample is placed in the holder and the reading checked to ensure that it is correct for that particular specimen at the ambient temperature.

The diameter of the spherical sample is measured making at least five separate micrometer or microscope measurements. The deviation from roundness is calculated according to Equation (5).

The sample is fixed in the holder and the applied field set to the required value.

In the VSM case, the potential divider setting is adjusted to obtain a null reading on the oscilloscope or, alternatively, if the null has been obtained for the empty sample holder, the meter reading is noted. If automatic null balancing with a d.c. coil is being used, the coil current is observed.

In the VCM case, the meter reading is noted.

The temperature of the sample is also observed. If measurements are to be made over a range of temperatures, the temperature is set to the lowest value to be used, allowing enough time for the environmental chamber to stabilize, and then increased at not more than 3 °C/min until the whole temperature range of interest has been covered.

4.9 Calculation

The readings are converted into values of magnetization, using either Equation (4) or (14) according to whether the calibration method was as described in 4.7.1 or 4.7.2.

4.10 Accuracy

The accuracy of either VCM or VSM depends on the method of calibration. If the comparison method is used, a systematic error of up to 1 % may be introduced because of uncertainty in the magnetization of the calibration sample. The slope method is somewhat better because the absolute value of M_c is not needed. In that case, the error due to uncertainty in the calibration may be kept to less than 0,5 %.

The relative error for the VCM is typically ± 3 %.

The relative error for the VSM is typically $\pm 1,5$ %.

The relative errors depend on the value of M_s , being greater for low values of saturation magnetization.

4.11 Data presentation

Values of M_s obtained by either method shall be quoted as follows:

saturation magnetization at a temperature of θ °C: M kAm⁻¹ $\pm$ estimated error, where the number M is given to three significant figures.

If M_s has been plotted as a function of temperature, the actual curve shall be given together with an estimate of the accuracy of both M_s and temperature measurements.

The report shall also include the unique identity of the sample.

5 Magnetization (at specified field strength) M_H

5.1 General

For theoretical computations of tensor permeability components, knowledge of the saturation magnetization of the material is necessary (see IEC 60050-221). However, in general, the ferrite material in a microwave component is not completely saturated.

For example, in the recently developed so-called latching devices, the ferrite is in a state of remanence. Therefore, a method has been sought whereby more general information on the hysteresis loop properties of a material can be obtained. The applicability of this method is somewhat limited by the fact that the test specimen has to be a toroid, or at least a closed magnetic circuit that can, with sufficient accuracy, be expressed in terms of an equivalent toroid.

5.2 Object

The measuring method to be described has been developed primarily in order to measure magnetization. However, it also permits simultaneous measurement of a number of other magnetic properties, for instance remanent magnetization and coercivity when the material is in a cyclic magnetic condition. The "squareness ratio", M_r/M_H , of the material may be calculated, and the hysteresis loop can be continuously displayed on an oscilloscope during measurements. The latter fact enables the sensitivity of the material to mechanical stress to be checked qualitatively.

By placing the test specimen in a programmed temperature test chamber all quantities can be obtained as functions of temperature. By allowing for a sufficient temperature sweep range, the Curie temperature and, for certain materials, the compensation temperature may be determined.

5.3 Theory

In a ferrite toroid, the following relation between flux density B , magnetization M and field strength H is valid:

$$B = \mu_0 (H + M) \quad (15)$$

where μ_0 is the magnetic constant.

If the ratio of outer to inner diameter of the toroid is close to unity, all the field quantities can be assumed to be reasonably constant over the toroid cross-section.

If H is varied periodically and symmetrically and B is measured simultaneously and plotted as a function of H in a Cartesian co-ordinate system, a dynamic $B(H)$ loop is obtained (Figure 6a). This curve can be changed into an $M(H)$ loop by subtracting from B a quantity equal to $\mu_0 H$ and dividing by μ_0 (Figure 6b). If the variation in H is sufficiently large, the height of the curve becomes independent of any further increase in H and equal to M_s . In this case, the intercepts of the loop with the H -axis correspond to the cyclic coercivity H'_{cJ} .

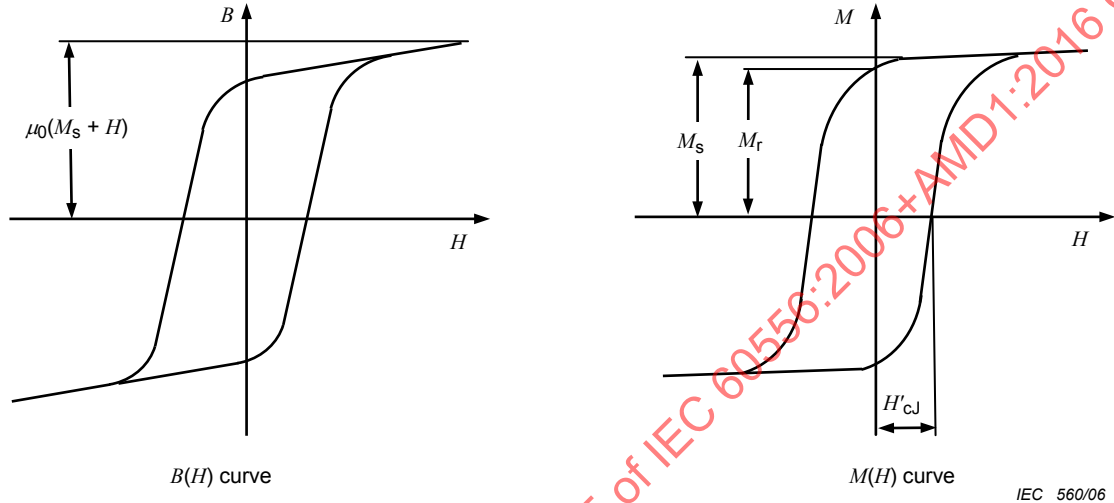


Figure 6 – Hysteresis curves for a magnetic material: $B(H)$ curve, $M(H)$ curve

If a winding consisting of N_1 turns is uniformly distributed over a toroidal core having rectangular cross-section, a current I through that winding gives rise to a magnetic field inside the core with a mean value equal to

$$H = \frac{N_1 I}{2\pi r_m} \quad (16)$$

where r_m is the mean radius of the core calculated as

$$r_m = \frac{\ln(r_2 / r_1)}{(1/r_1) - (1/r_2)} \quad (17)$$

where r_1 and r_2 are the inner and outer radii of the toroid, respectively (see IEC 60205) .

If a secondary winding of N_2 turns is uniformly distributed over the same core, an electromotive force E , proportional to the time derivative of the flux density in the core is induced in that winding:

$$E = -k \frac{dB}{dt} \quad (18)$$

where

k is $N_2 A_e$;

A_e is the effective cross-section of the specimen, as defined in 5.5.

Had the same two windings been placed on a non-magnetic core, the induced voltage would have been proportional to the time derivative of the field strength:

$$E' = -k\mu_0 \frac{dH}{dt} \quad (19)$$

The arrangements described above correspond to a ferrite-core and an air-core transformer, respectively. If two such transformers, one of either kind, are connected in series opposition, as shown in Figure 7, the total output voltage U is equal to

$$U = E - E' = -k \left(\frac{dB}{dt} - \mu_0 \frac{dH}{dt} \right) \quad (20)$$

whence

$$U = -k\mu_0 \frac{dM}{dt} \quad (21)$$

By integrating the voltage U , a voltage-time integral proportional to M can be obtained. Thus, since H is proportional to I , there are two electrical quantities that may be used to give an analogue representation of the $M(H)$ loop.

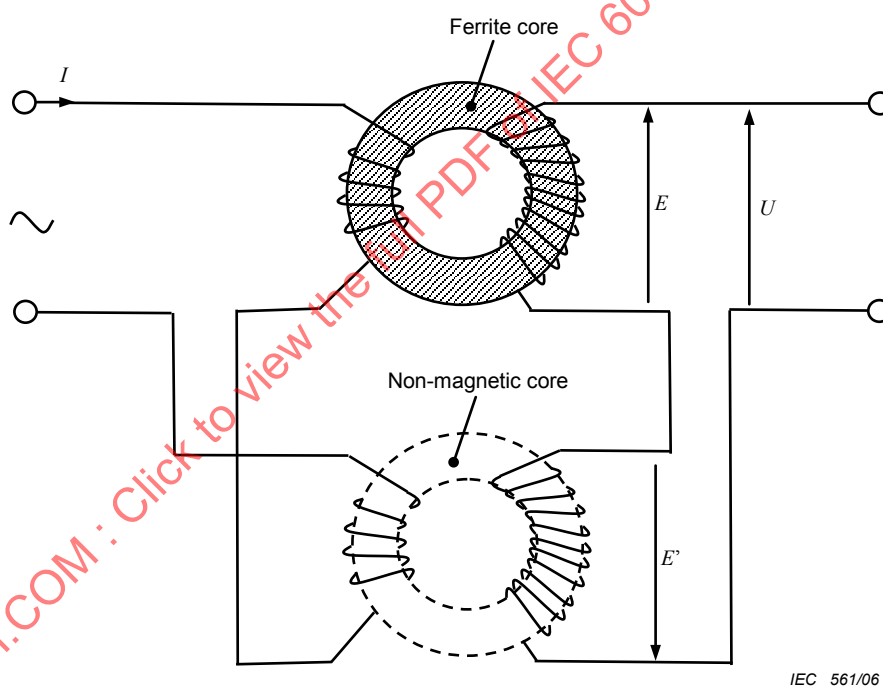


Figure 7 – Test sample with compensation unit

5.4 Test specimen

A toroid is made from the material to be investigated. An example of suitable dimensions for the toroid is given in Figure 8. The dimensions may be slightly changed, but the ratio of inner to outer diameter shall always exceed 0,7.

A minor portion of one of the flat sides of the specimen is silver-coated. A suitable silver preparation should show good adhesion and solderability after curing.

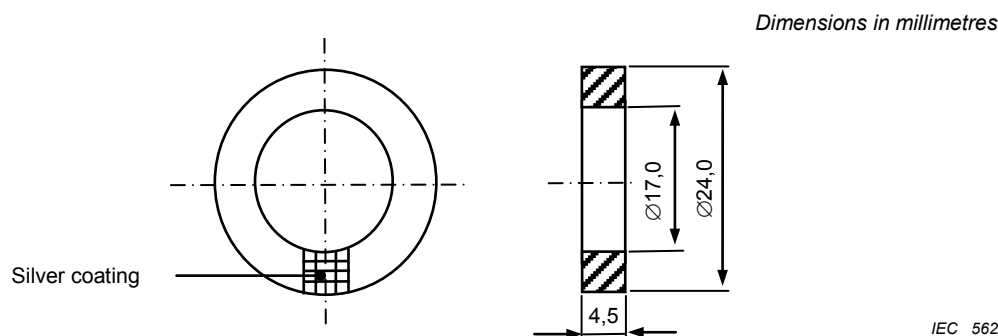


Figure 8 – Test specimen

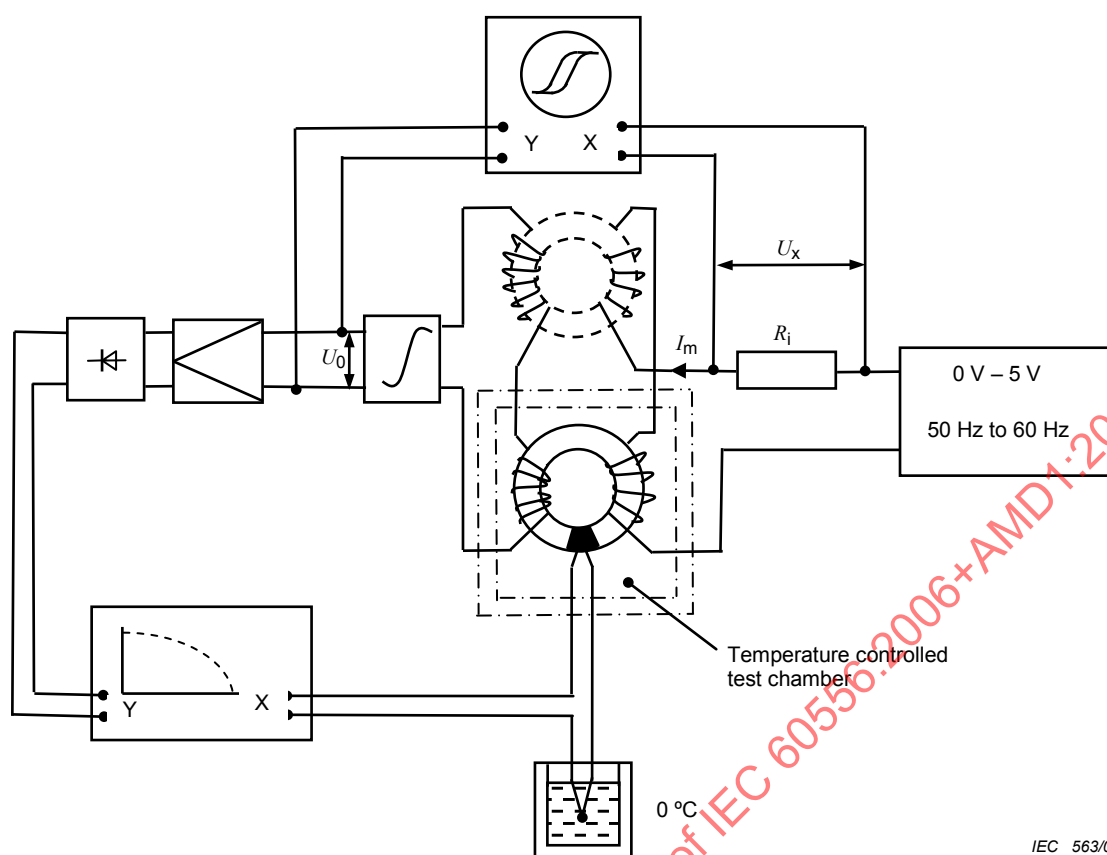
A high melting-point solder (melting-point approximately 310 °C) is prepared by making an alloy of about 90 % by weight of lead and the remainder tin. This alloy, which can be used in the same way as ordinary solder, is used to fix a thermocouple (copper-constantan) to the silver-coated portion of the core surface. This thermocouple measures the real core temperature with sufficient accuracy. Some sort of protective coating may be applied to the thermocouple junction to minimize direct heat radiation pick-up.

Heating (such as during silver curing or soldering) may be harmful to certain ferrite materials. If this is the case, other means for assuring good thermal contact with the thermocouple should be considered.

The next step is to place two windings on the core: the first is the search coil, consisting of a single layer containing 200 turns of 0,2 mm diameter copper wire, insulated with a heat resistant lacquer such as polyamide. The winding should be spread as evenly as possible over the core excluding only the silver-coated part. Then the drive coil is wound on top of the search coil. The drive coil consists of 70 turns of 0,5 mm diameter copper wire, insulated with heat resistant lacquer. The figures given above should be taken as examples only; other numbers of turns may equally well be used provided that they are taken into account in the calculations.

5.5 Measuring apparatus

The test specimen and a similar transformer (compensation unit), wound on a non-magnetic core of the same dimensions as the ferrite toroid, are connected to a measuring circuit as shown in Figure 9. A sinusoidal power source delivering 0 V to 5 V r.m.s. with a frequency less than or equal to 60 Hz is connected to the primary windings through a resistor R_i . The resistor is made of a short length of constantan wire and has, in the example given here, a resistance of 0,0963 Ω . (If care is exercised, the resistance may be increased somewhat to allow for a lower sensitivity of the oscilloscope X input.) The voltage drop across the resistor U_x is fed to the horizontal input of an oscilloscope.



**Figure 9 – Measuring circuit for determining magnetization
(at specified field strength) M_H**

This voltage is proportional to the drive current I_m and hence to the magnetic field strength H_m . It follows that

$$U_X = I_m R_i = \frac{H_m l_m}{N_1} R_i \quad (22)$$

where

l_m is the mean flux path length;
 N_1 is the number of primary turns.

An input signal of 1 V corresponds to a field strength equal to

$$H_m = \frac{N_1}{l_m R_i} \quad (23)$$

or, with the figures used in the example quoted, $11,51 \times 10^3 \text{ Am}^{-1}$.

Therefore, an oscilloscope input voltage of 1 mV corresponds to a field strength of $11,51 \text{ Am}^{-1}$.

The output voltage from the two secondary windings, connected in series, is proportional to the time derivative of M . To obtain a signal proportional to M , it has to be integrated, which is done in a Miller integrator.

A Miller integrator may be built with the aid of an operational amplifier according to Figure 10:

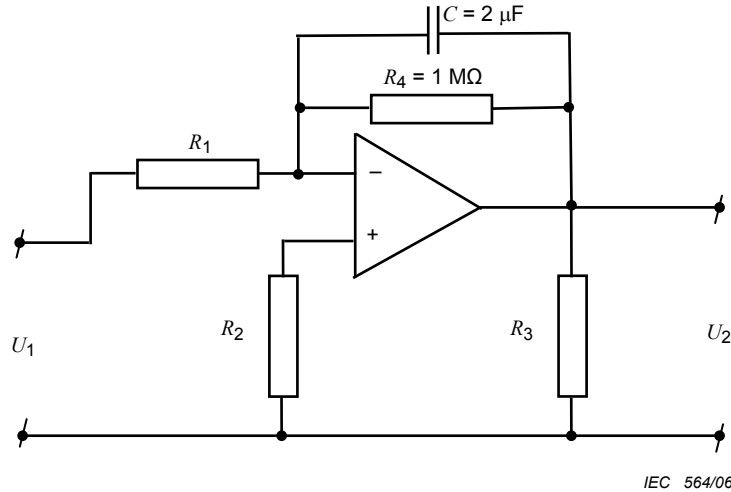


Figure 10 – Miller integrator

In order to have satisfactory performance from the integrator, its effective time constant $RC \times G$ (where G is the amplifier gain) shall exceed the reciprocal of the measuring frequency by a factor of at least 100. It should also be checked that the integrator does not introduce phase shift at low frequency.

The integrator output voltage is equal to

$$U_2 = \frac{\mu_0 M N_2 A_e}{R_1 C} \cdot \frac{G}{G+1} \quad (24)$$

where

$$A_e = \frac{\ln(r_2/r_1)}{(1/r_1) - (1/r_2)} \quad (25)$$

is the effective cross-sectional area of the core and N_2 is the number of secondary turns.

This signal U_2 is fed to the vertical input of the oscilloscope. Typically, an input voltage of 1 mV corresponds to an M_H value of approximately 2 kAm^{-1} .

The bandwidth and sensitivity of the oscilloscope shall be adequate. A low-frequency limit of less than 0,25 Hz (preferably d.c.) and an upper limit of more than 10 kHz will give satisfactory results. The sensitivity of the X and Y amplifiers shall exceed 2 mm per millivolt.

The oscilloscope Y input signal is also amplified to a level of 10 V to 20 V and subsequently rectified in a peak-sensing rectifier. The rectified signal is fed to the Y input of an X-Y-recorder. The X input of the recorder is fed by the thermocouples in such a way that the recorder deflection is directly proportional to the core temperature in degrees Celsius. Thus a diagram showing the temperature dependence of M_H can be obtained.

5.6 Calibration

The oscilloscope inputs are calibrated with the aid of an external, high precision voltage source. The recorder is adjusted to correct sensitivity with regard to the temperature interval and the expected maximum value of M_H in that region.

The output from the power source is adjusted (with the aid of the oscilloscope) so that the field strength amplitude is equal to $n \times H'_{cJ}$ (where n is an integer, typically 5) at room temperature. This value (that is the width of the oscilloscope display) shall be kept constant during the entire measurement.

5.7 Measuring procedure

All the electronic equipment shall be switched on approximately 30 min before measurement, to ensure adequate stability. The test specimen is mounted in the temperature controlled test chamber and its windings and thermocouple leads are connected to the measuring circuit. The X- and Y-amplifiers of the oscilloscope are calibrated.

The drive current is increased so that the maximum magnetic field strength is equal to the desired value, usually five times the coercivity. The sensitivity of the X-Y-recorder is adjusted and its Y-axis calibrated against the value of M read off the oscilloscope screen.

The temperature of the test chamber is brought down to the lowest temperature of interest. The measurement starts from this point and the core temperature is allowed to rise so slowly (typically less than 3 °C/min) that the test specimen can be considered to be in reasonable thermal equilibrium. The maximum value of M , (M_H), is automatically recorded as a function of temperature. At certain temperatures, readings of remanent magnetization and coercivity are taken. Alternatively, photographs may be taken for more detailed study of loop configuration.

The measurement is terminated when the temperature has reached an appropriate value; normally a temperature a little above the Curie point is chosen.

5.8 Calculation

The oscilloscope readings, whether obtained from direct observation or photographs, are converted into values of magnetization and field strength using the expressions given in 5.5. The "squareness ratio", M_r/M_H , is calculated using the values thus obtained. The recorder curve is self-explanatory and requires no further calculation.

5.9 Accuracy

The measuring accuracy varies with M_H , the error generally increasing when a transition temperature is approached and M_H becomes small. Sufficiently far from these points, the systematic error is, however, very small, of the order of ± 1 %, provided that the measuring circuit is correctly built. The uncertainty introduced by the readout instrumentation is additional to this. This quantity may be very difficult to establish, but the following relative errors are typical of data obtained according to this method:

$$M_H \rightarrow \pm 3 \% \text{ (max.)}$$

$$H'_{cJ} \rightarrow \pm 5 \%$$

$$\text{Curie point} \rightarrow \pm 2 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$\text{Squareness ratio} \rightarrow \pm 6 \%$$

5.10 Data presentation

Values of M_H obtained by this method shall be quoted as follows:

- magnetization at a magnetic field strength equal to n times the coercivity and at a temperature of θ °C: $M \text{ kAm}^{-1} \pm 3 \%$;

or, in the case of remanent magnetization:

- remanent magnetization when the magnetic field strength has been decreased from n times the coercivity to zero at a temperature of θ °C: $M \text{ kAm}^{-1} \pm 3 \%$, where the number M is given to three significant figures.

In cases where M_H is plotted against temperature, the actual curve shall be given together with a statement concerning the estimated accuracy.

The report shall also include the unique identity of the sample.

6 Gyromagnetic resonance linewidth ΔH and effective Landé factor g_{eff} (general)

6.1 General

The gyromagnetic resonance linewidth and the effective Landé factor are properties which are of fundamental importance in determining the performance of devices operating at or near gyromagnetic resonance, and are necessary for the computation of tensor permeability components in that region. Determination of these quantities involves the measurement of a resonance phenomenon in which both frequency and applied magnetostatic field strength are critical parameters. Stability, both dimensional (of the cavity) and electrical, thus becomes of primary importance, particularly when it comes to investigating materials having very narrow resonance linewidths.

6.2 Object

To describe a method that can be used for measuring the gyromagnetic resonance linewidth and the effective g -factor of isotropic microwave ferrites over the approximate frequency range 0,3 GHz to 30 GHz. It may be used for materials having wide as well as narrow linewidths.

6.3 Theory

The method applies exclusively to the so-called Kittel's mode or uniform precession resonance; resonances in which other magnetostatic modes are involved or which suffer from ambiguity due to insufficient magnetic saturation are disregarded.

The value of the field for maximum absorption or resonance H_0 may be theoretically computed in terms of the saturation magnetization of the sample M_s , the demagnetizing factors N_x , N_y , N_z , the effective g -factor g_{eff} and the measuring frequency f_0 . If the specimen has the shape of a small sphere, the relationship reduces to the simple formula:

$$f_0 = \frac{\gamma \mu_0 H_0}{2\pi} \quad (26)$$

where

γ is the gyromagnetic ratio;

μ_0 is the magnetic constant.

If, on the other hand, the specimen is shaped as a disk with a diameter sufficiently larger than its thickness, and the external field is perpendicular to the surface, the formula becomes:

$$f_0 \approx \frac{\gamma \mu_0}{2\pi} [H_0 - (1 - 3\rho) M_s] \quad (27)$$

where

ρ is the $d/D < 1/20$;

d is the thickness of the specimen;

D is the diameter of the specimen.

Recognizing that $\gamma = 88 g_{\text{eff}} \cdot 10^9 \text{ T}^{-1}\text{s}^{-1}$, it is thus possible, knowing f_0 , H_0 and M_s , to calculate the effective Landé factor g_{eff} .

The gyromagnetic resonance linewidth ΔH is defined as the difference between the two magnetic field strength values at which the power absorbed by the ferrite material is one-half the maximum absorption.

The method recommended for the measurement of g_{eff} and ΔH is based on the cavity perturbation concept, which requires that the specimen dimensions shall be small compared with the wavelength inside the specimen. For disk specimens to be used over the frequency range 0,3 GHz to 3,0 GHz, the quotient of diameter and thickness shall exceed 30 with the diameter meeting the requirement of 6.4.

The absorption in the specimen is measured by determining the change of power incident on the cavity required to keep the output power from the cavity at a fixed reference level.

The variation in input power may be expressed as the variation of the attenuation inserted between the monitored source and the cavity in order to maintain the reference output level. If α_0 is the attenuator reading, in decibels, with no sample present and α_r is the reading for maximum specimen absorption, then the reading $\alpha_{1/2}$ corresponding to a specimen absorption of half the resonance value, is given by one of the following equations:

$$\alpha_{1/2} = \alpha_0 + 10 \lg 2 - 10 \lg \left(10^{(\alpha_0 - \alpha_r)/10} + 1 \right) \quad (28)$$

6.4 Test specimens and cavities

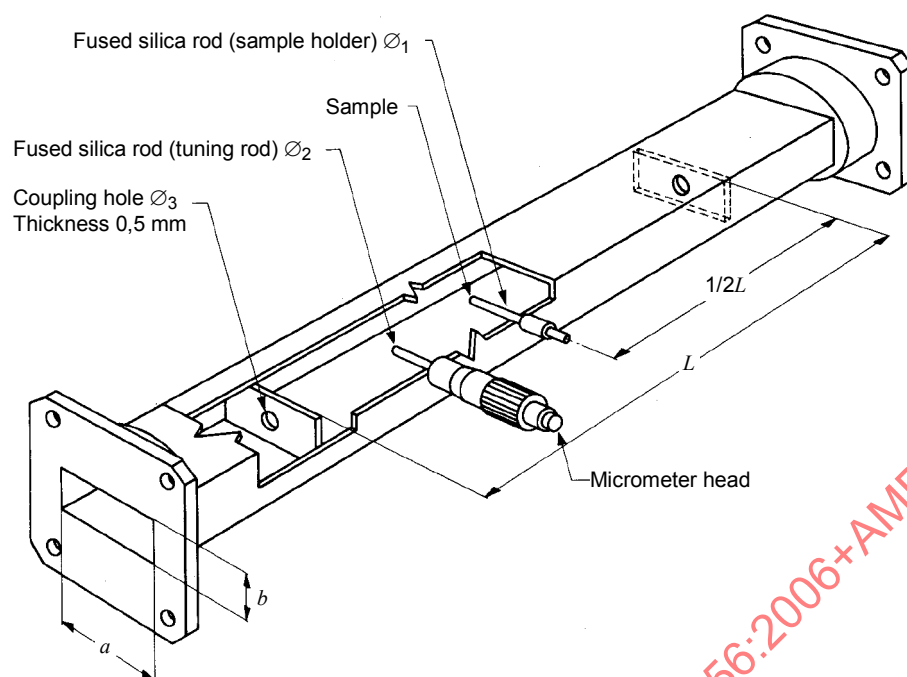
The test specimens for this method may be either spherical (for materials having linewidths greater than about 400 Am^{-1}) or disk-shaped. Dimensional restrictions appear both in the preceding and the following text.

In particular, to ensure a sufficiently small cavity perturbation, the measured values of ΔH and H_0 shall satisfy the following condition:

$$\alpha_0 - \alpha_r < 20 \lg \left(1 + 0,06 Q_0 \frac{\Delta H}{H_0} \right) \quad (29)$$

where Q_0 is the Q value of the cavity without specimen.

The sample dimensions, for example the sphere diameter, shall be reduced until the loss difference meets this requirement.



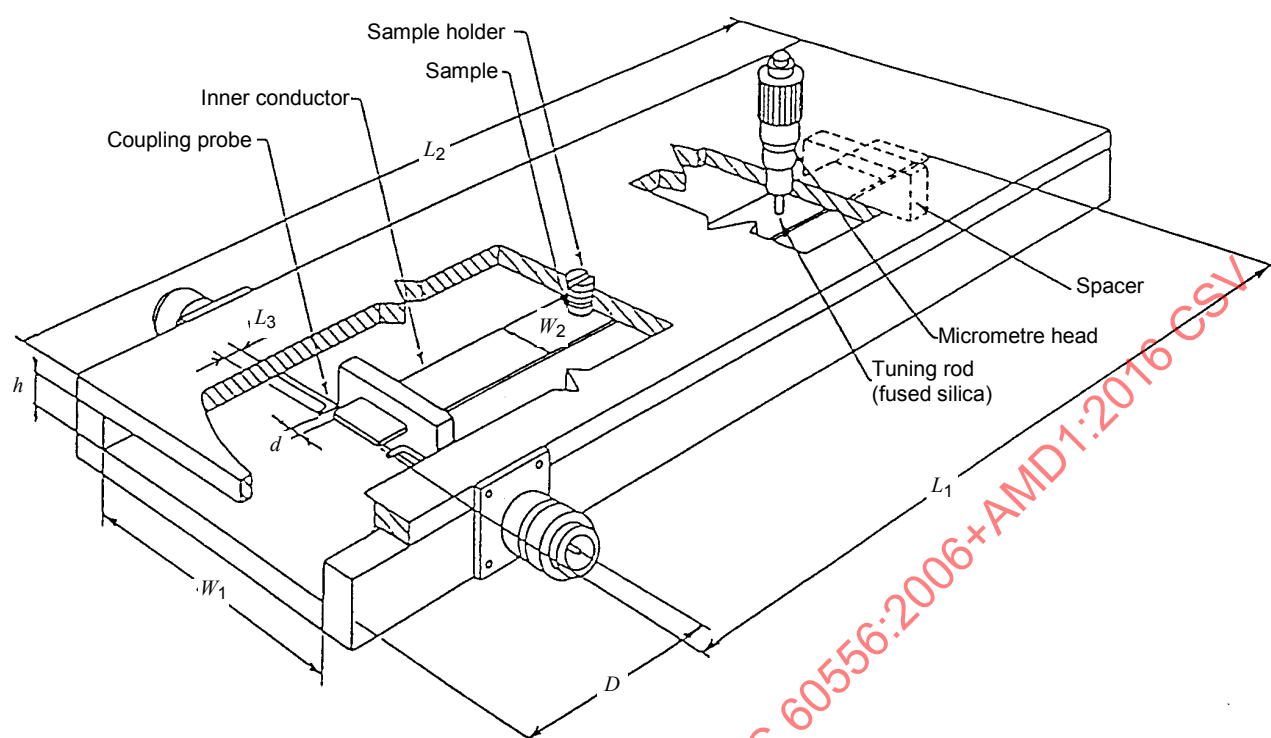
IEC 565/06

Frequency GHz	Dimension mm					
	L	a	b	$\varnothing_1$	$\varnothing_2$	$\varnothing_3$
3	278	72,14	32,04	2	6	15
10	118,4	22,86	10,16	1	3	5
30	36,9	8,636	4,318	0,5	1,5	2,5

Figure 11 – Cavity for measurement of gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor

For spheres with a relatively low linewidth (less than 3 kAm^{-1}), the measurement results depend strongly on the state of surface of the samples. Ideally, they would be optically polished. In practice, a ΔH -curve may be plotted from three ΔH measurements corresponding to three progressive stages of grinding, the asymptotic ΔH value being quoted in 6.9. The state of surface of the sphere to be measured may also be indirectly defined through the grain size of the grinding abrasive.

The polishing process may introduce stress in the sample, affecting the measured value of ΔH . This effect may be minimized by annealing for a short period of time.



IEC 566/06

NOTE The spacer may be a PTFE slab typically measuring 7 mm by 2 mm by 25 mm, slightly adjustable in position.

Frequency MHz	Dimension mm							
	d	D	h	L_1	L_2	L_3	W_1	W_2
300	2,0	39	7	470	510	21	60	20
1 000	2,0	28	7	140	180	10	60	20

Figure 12 – Stripline resonator for measurement of gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor at low frequency

By way of an example, Figure 11, illustrates a cavity of the transmission type. Dimensions yielding a loaded quality factor (Q_0) greater than 2 000 are given for three frequencies. The spherical specimen is positioned at a point of minimum electric and maximum magnetic microwave field. In Figure 11, the proper specimen position is also indicated. The specimen is mounted on a sample holder (fused silica rod). The hole for inserting the specimen into the cavity is located in the narrow cavity wall and shall not exceed 2 mm in diameter (for an X-band cavity). An additional perturbing rod is mounted in a suitable position to allow tuning by interaction with the electric field in the cavity. The input and output lines to the cavity are made to appear as matched loads by means of pads or isolators. This type of cavity design applies for spherical samples over the frequency range of 3 GHz to 30 GHz. If the measuring frequency exceeds the value given by

$$f = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{2}{3} M_s \quad (30)$$

the observed value of ΔH will contain contributions from the spin-wave modes excited by defects of polycrystalline ferrites [6].

For measurements between 0,3 GHz and 3 GHz, however, a disk-shaped specimen is preferable. The type of cavity recommended, in this case, is a tunable stripline resonator with both ends open-circuited as illustrated in Figure 12. As is evident from the figure, the cavity has odd-order resonances at wavelengths of about $2L$, $2/3L$..., where L is the length of the stripline inner conductor². Dimensions yielding a loaded quality factor (Q_0) greater than 400 are given for two frequencies. The specimen is glued to a sample holder which is in the form of a metal plug screwed through the outer conductor so that the specimen is located in the vicinity of the centre of the inner conductor. To keep the microwave field as uniform as possible over the specimen, the sample diameter shall be less than one-third of the width of the inner conductor. The tuning rod serves to tune the cavity by additional perturbation so that measurement can be made at a predetermined frequency. Linewidths measured on disk-shaped specimens are not broadened by spin-wave loss.

The preparative process may introduce stress in the specimen affecting the measured value of ΔH . This effect may be minimized by a process of annealing for a short period of time.

6.5 Measuring apparatus

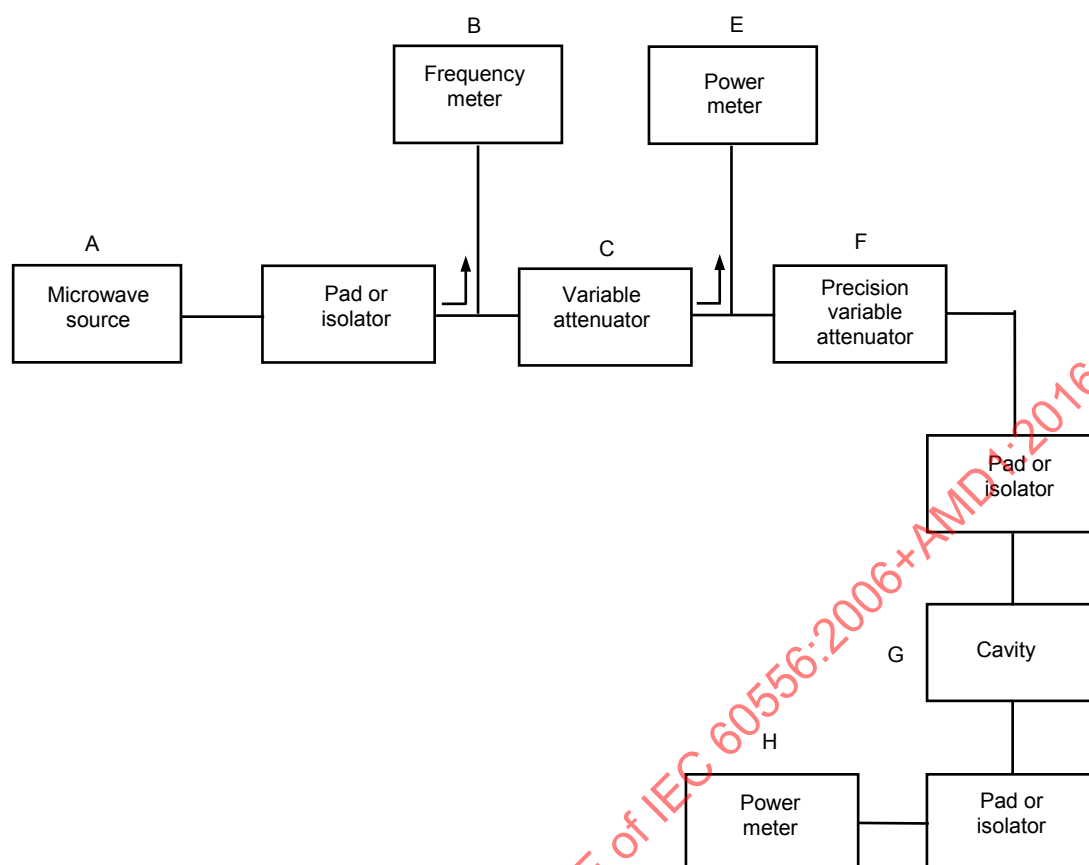
Figure 13 is a schematic diagram of the equipment required to make the measurements. Power from a suitable microwave source A operated either unmodulated or with amplitude modulation, but free from frequency modulation, is fed through a precision variable attenuator F to the cavity G, and the output power is detected and indicated on a suitable meter H. The power incident on the precision attenuator is monitored at E by means of a directional coupler and crystal detector, and this incident power is kept constant throughout the measurement by means of a variable attenuator C. The microwave frequency, which is monitored at B, can be kept unchanged because the tuning rod may be used to tune the cavity to the generator frequency. An adjustable magnetic field of sufficient stability perpendicular to the microwave magnetic field is applied to the specimen. The non-homogeneity of the applied field over the specimen shall be negligible compared to the linewidth being measured.

6.6 Measuring procedure

Set the generator frequency as closely as possible to the measuring frequency. Tune the cavity for maximum transmission with the aid of the tuning rod. Establish an input level measured at E, a setting α_0 on the precision attenuator, and an output level measured at H. Take this output level as a reference value.

Insert the specimen into the cavity. This operation should have a negligible effect on the output level. Apply the magnetic field and adjust it for maximum absorption (minimum transmission). Determine the new setting α_r on the precision attenuator which restores the output level to the reference value. Determine the microwave frequency f_0 and the applied magnetostatic field strength H_0 .

² The use of a dielectric sample holder may be preferred; this will necessitate the use of a larger specimen for a given sensitivity but the location of the specimen within the outer conductor is then not so critical.



IEC 567/06

Figure 13 – Schematic diagram of the equipment required for measurement of gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor

The gyromagnetic resonance linewidth may now be obtained by the following method:

Method

Calculate the attenuator setting to obtain the reference output level at the half-power points with the aid of equation (28). Set the precision attenuator at this value and vary the magnetic field to obtain the reference output level. Retune the cavity for maximum output with the aid of the tuning rod. Readjust the field strength and the tuning as required and note the final field strength value H_1 . Repeat the procedure at the other half-power point to obtain H_2 .

In order to check sphericity and isotropy of spherical specimens, the specimen may be rotated in the cavity. The values obtained for H_0 and ΔH should not depend upon the specimen orientation for correctly shaped isotropic materials. Allowable limits of variation are 1 % of H_0 and 5 % of ΔH . For thin disk specimens, the effect of the electromagnetic mirror image upon the measured data shall be eliminated prior to final measurement. This is effectively accomplished by making successive measurements on a specimen whose thickness is varied stepwise by means of careful grinding³. The values obtained for H_0 and ΔH should not depend upon the thickness. Allowable limits of variation are in this case 3 % of H_0 and 5 % of ΔH .

³ In most practical cases this condition is reached for a given material with a particular value of the ratio $\rho = d/D$, which may be determined from the result of the procedure described. Usually $\rho < 1/10$.

6.7 Calculation

The effective Landé factor is calculated from observed values of frequency and resonance field strength according to Equation (26) (sphere) or Equation (27) (disk).

The gyromagnetic resonance linewidth is calculated as

$$\Delta H = |H_1 - H_2| \quad (31)$$

6.8 Accuracy

If frequency is measured with an accuracy of $\pm 1\%$ and magnetic field strength with an accuracy of $\pm 2\%$, the relative errors in the determination of ΔH and g_{eff} become equal to $\pm 5\%$ and $\pm 2\%$, respectively.

6.9 Data presentation

Data shall be presented so as to conform with the requirements of IEC 60392. The measurement frequency shall be declared: this may be done by using a subscript which represents the measuring frequency in gigahertz, i.e. ΔH_{10} , g_{10} (if measured at 10 GHz). Information on the shape and size of the specimen (spherical or disk-shaped, dimensions) is desirable, and its unique identity shall be given.

7 Gyromagnetic resonance linewidth ΔH_{10} and effective Landé factor g_{10} (at 10 GHz)

7.1 General

Gyromagnetic resonance is characterized by an effective Landé factor and a resonance linewidth. The measurement of these quantities involves both frequency and applied magnetostatic field as critical parameters.

Stability, both dimensional (of the cavity) and electrical, thus becomes of primary importance, particularly with regard to materials having very narrow resonance linewidths.

7.2 Object

To describe a method for measuring gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor of isotropic microwave ferrites at a frequency of 10 GHz. It may be used for materials having wide as well as narrow linewidths.

7.3 Theory

The method applies exclusively to the uniform precession resonance; such resonances in which magnetostatic modes of higher order are involved or which suffer from ambiguity due to insufficient magnetic saturation are disregarded.

The value of the field for maximum absorption or resonance may be theoretically computed in terms of the magnetization of the sample, the demagnetizing factor, the effective Landé factor g_{eff} and the measuring frequency f_0 . If the specimen has the shape of a small sphere the relationship reduces to the simple formula:

$$f_0 = \frac{\gamma \mu_0 H_0}{2\pi} \quad (32)$$

where

γ is the gyromagnetic ratio;

μ_0 is the magnetic constant.

Recognizing that $\gamma = 88 g_{\text{eff}} \cdot 10^9 \text{ T}^{-1} \text{ s}^{-1}$, it is thus possible, knowing f_0 and H_0 to calculate the effective Landé factor g_{eff} which may depend on H_0 .

The gyromagnetic resonance linewidth ΔH is defined as the difference between the two magnetic field strength values at which the power absorbed by the ferrite material is one-half the maximum absorption.

The method recommended for the measurement of g_{eff} and ΔH is based on the cavity perturbation theory. The absorption at resonance is approximately proportional to the (saturation) magnetization divided by the resonance linewidth. If the absorption becomes too large to maintain the required accuracy, as may sometimes be the case with narrow linewidth materials, the specimen should be reduced in size. To obtain less absorption, the diameter (of spherical samples) should be reduced as required (see 7.4).

The absorption in the specimen is measured by determining the change of power incident on the cavity required to keep the output power from the cavity at a fixed reference level.

The variation in input power may be expressed as the variation of attenuation inserted between the monitored source and the cavity in order to maintain the reference or input level. If α_0 is the attenuator reading in decibels with no sample present and α_r is the reading for maximum specimen absorption, then the reading $\alpha_{1/2}$ corresponding to a specimen absorption of half the resonance value, is given by one of the following equations:

$$\alpha_{1/2} = \alpha_0 + 10 \lg 2 - 10 \lg \left(10^{(\alpha_0 - \alpha_r)/10} + 1 \right) \quad (33)$$

7.4 Test specimen and cavity

The test specimen for this method is a sphere. Spherical specimens with a diameter not greater than 1 mm will give sufficient accuracy, provided that ΔH is greater than approximately 800 Am^{-1} . When ΔH is less than 800 Am^{-1} and particularly when the magnetization is high, a smaller sphere will be required. This is found out by verifying whether the condition:

$$\alpha_0 - \alpha_r < 20 \lg \left(1 + 0,06 Q_0 \frac{\Delta H}{H_0} \right) \quad (34)$$

is met, where Q_0 is the Q value of the cavity without specimen.

The cavity is of the transmission type, resonant at 10 GHz with a loaded Q (Q_0) greater than 2 000. The specimen is positioned away from the cavity walls at a point of minimum electric and maximum magnetic microwave field. Figure 11 with the dimensions for $f = 10 \text{ GHz}$, shows a suitable cavity in which the proper specimen position is indicated. The specimen is mounted on a fused silica (or other dielectric) rod. The hole for inserting the specimen into the cavity is located in the narrow cavity wall and shall not exceed 2 mm in diameter. An additional perturbing rod is mounted in a suitable position to allow tuning by interaction with the electric field in the cavity. The input and output lines to the cavity are made to appear as matched loads by means of pads or isolators. This cavity design applies for spherical samples, having diameters restricted according to the preceding paragraph at a measuring frequency of 10 GHz.

7.5 Measuring apparatus

Figure 14 is a schematic diagram of the equipment required to make the measurements. Power from a suitable microwave source A, operated either unmodulated or with amplitude modulation, but free from frequency modulation, is fed through a precision variable attenuator F to the cavity G, and the output power is detected and indicated on a suitable meter H. The power incident on the precision attenuator is monitored at E by means of a directional coupler and crystal detector, and this incident power is kept constant throughout the measurement by means of a variable attenuator C. The microwave frequency, which is monitored at B, can be kept unchanged because the perturbing rod may be used to tune the cavity to the generator frequency. An adjustable magnetic field of sufficient stability perpendicular to the microwave magnetic field is applied to the specimen. The inhomogeneity of the applied field over the specimen shall be negligible compared to the linewidth being measured.

7.6 Measuring procedure

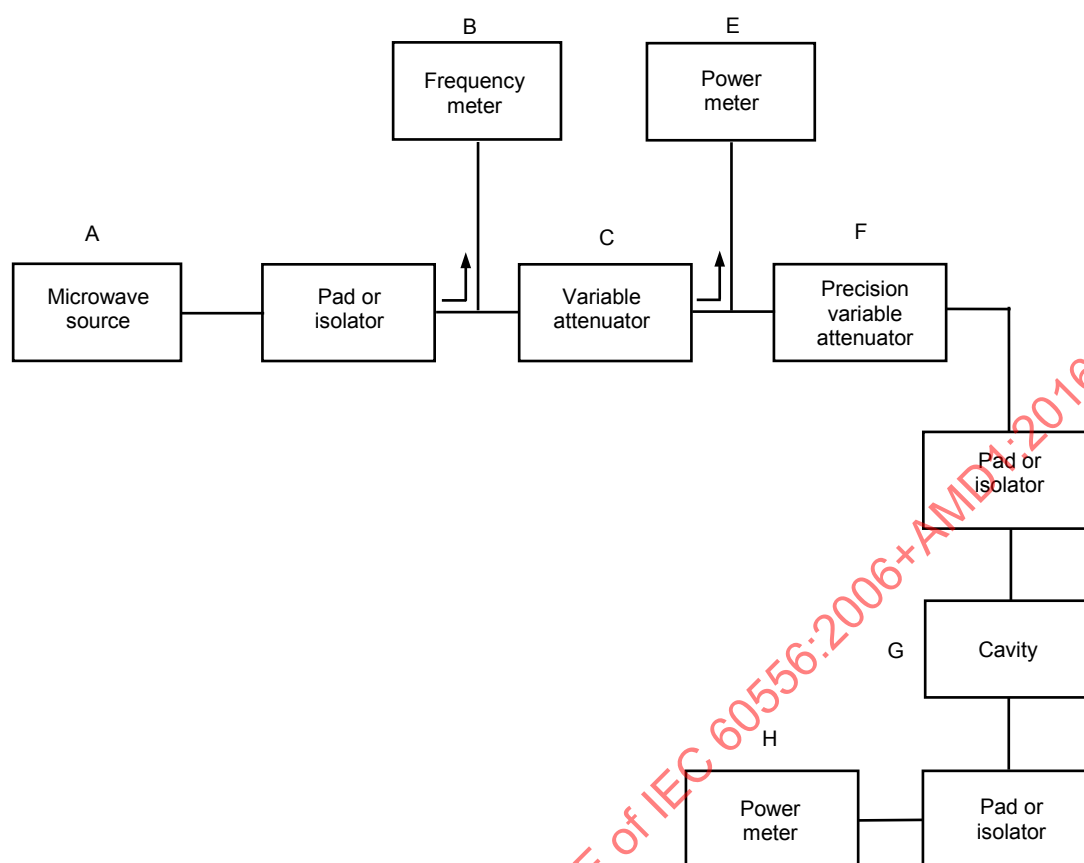
Set the generator frequency as closely as possible to 10 GHz. Tune the cavity for maximum transmission with the aid of the dielectric rod. Establish an input level measured at E, a setting α_0 on the precision attenuator, and an output level measured at H. Take this output level as reference value.

Insert the specimen into the cavity. This operation should have negligible effect on the output level. Apply the magnetic field and adjust it for maximum absorption (minimum transmission). Determine the new setting α_r on the precision attenuator which restores the output level to the reference value. Determine the microwave frequency f_0 and the applied magnetostatic field strength H_0 .

The gyromagnetic resonance linewidth may now be obtained by the following method:

Method

Calculate the attenuator setting to obtain the reference output level at the half-power points with the aid of equation (33). Set the precision attenuator at this value and vary the magnetic field to obtain the reference output level. Retune the cavity for maximum output with the aid of the dielectric rod. Readjust the field strength and the tuning as required and note the final field strength value H_1 . Repeat the procedure at the other half-power point to obtain H_2 .



IEC 568/06

Figure 14 – Schematic diagram of the equipment required for measurement of gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor at 10 GHz

In order to check sphericity and isotropy of the specimen, the sphere may be rotated in the cavity. The values of field strength measured should not depend upon specimen orientation for correctly shaped isotropic materials. A variation of $\pm 1\%$ due to rotation may, however, be tolerated.

7.7 Calculation

The effective Landé factor is calculated from known values of frequency and resonance field strength according to Equation (32).

The gyromagnetic resonance linewidth is calculated as

$$\Delta H = |H_1 - H_2| \quad (35)$$

7.8 Accuracy

If frequency is measured with an accuracy of $\pm 1\%$ and magnetic field strength with an accuracy of $\pm 2\%$, the relative errors in the determination of ΔH and g_{eff} become equal to $\pm 5\%$ and $\pm 2\%$, respectively.

7.9 Data presentation

The values obtained shall be expressed as follows:

- resonance linewidth at 10 GHz, ΔH_{10} at a temperature of θ °C: $p \text{ kAm}^{-1} \pm 5 \%$;
- effective Landé factor at 10 GHz, g_{10} , at a temperature of θ °C: $q \pm 2 \%$.

where the numbers p and q are given to three significant figures.

The report shall also include the unique identity of the sample.

8 Spin-wave resonance linewidth ΔH_k

8.1 General

Ferrite materials exhibit an anomalous absorption at high r.f. power levels that results from a power dependent coupling between the uniform mode of precession and spin-waves, or through a direct coupling of r.f. field to spin-waves. Through this transfer of energy, certain spin-wave amplitudes build up. The spin-wave frequencies are equal to one-half the applied frequency or to the applied frequency. The absorption is observed when the spin-waves are parametrically excited beyond some threshold level where unstable growth of spin-wave amplitude occurs. This threshold level, and hence the relatively high power performance of the ferrite material, can be shown to be related to the spin-wave linewidth ΔH_k of the material.

Spin-wave linewidth is an important property of the material, and its determination is necessary to characterize the material completely. Not only do the high-power characteristics of the materials depend on ΔH_k but this linewidth is also indicative of loss in applications where the material is biased far from resonance. For information about spin-waves in general and, in particular, about their significance in microwave ferrite applications, see [7] and [8].

8.2 Object

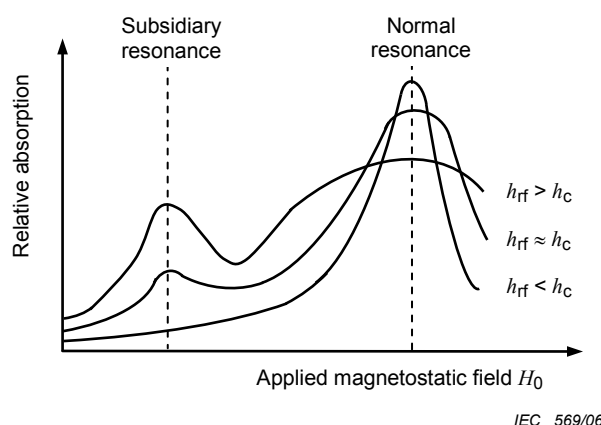
The procedure described permits the determination of the microwave spin-wave linewidth of gyromagnetic materials. The test is made at frequencies near to 10 GHz, on spherical samples at room temperature. Both mono- and polycrystalline samples can be measured by this procedure. In the case of monocrystalline samples, account shall be taken of the orientation of the crystal.

The measurement described here is based on the so-called parallel pump technique wherein the sample is biased below resonance by a magnetostatic field applied parallel to the r.f. field. In this arrangement, the sample shows low magnetic loss at low r.f. power levels. The threshold r.f. field is determined by observing the onset of non-linear loss as evidenced by a change in shape of the r.f. pulse. Although most devices operate with perpendicular high-frequency and magnetostatic fields, this method, employing parallel pumping for convenience, nevertheless gives results indicative of the losses at high-power levels.

For materials having a large ΔH_k (of the order of 1 kAm^{-1}), the onset of pulse deterioration may be difficult to observe, making measurement of μ'' as a function of power a preferable method [7], where μ'' is the imaginary part of the complex permeability.

8.3 Theory

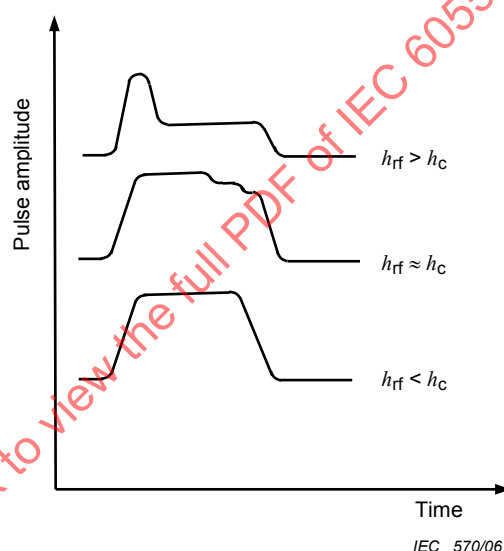
The excitation of spin-waves beyond the threshold level is observed either as an increase in loss at magnetostatic field values below that required for resonance or as a saturation and broadening of the main resonance line. These effects are indicated in Figure 15. Because the subsidiary resonance exhibits a more sharply defined threshold, more accurate measurements of threshold level are possible in that region.



IEC 569/06

Figure 15 – Subsidiary absorption and saturation of the normal resonance

With an increasing r.f. field, high power absorption is first observed at the trailing edge of the r.f. pulse. As the r.f. field is increased beyond this threshold, absorption occurs over increasingly larger fractions of the pulse as indicated in Figure 16.



IEC 570/06

Figure 16 – Pulse deterioration at onset of subsidiary resonance

This behaviour is a result of the time required for the spin-wave amplitude to build up and can lead to some ambiguity in critical field determination h . It is experimentally found that measured critical field values are a function of t_d , where t_d is the pulse duration. Optimally, the measurements should be made with a pulse whose duration is long compared to the time required for spin-wave build-up at threshold. For polycrystalline materials with $\Delta H_k > 800 \text{ Am}^{-1}$, a pulse length of $1 \mu\text{s}$ is adequate, but for materials with $\Delta H_k < 800 \text{ Am}^{-1}$, a longer pulse length is necessary. Equipment limitations may make this impossible and, as an alternative, measurements of h can be made at different pulse lengths and extrapolated as indicated in Figure 17 to obtain the true value.

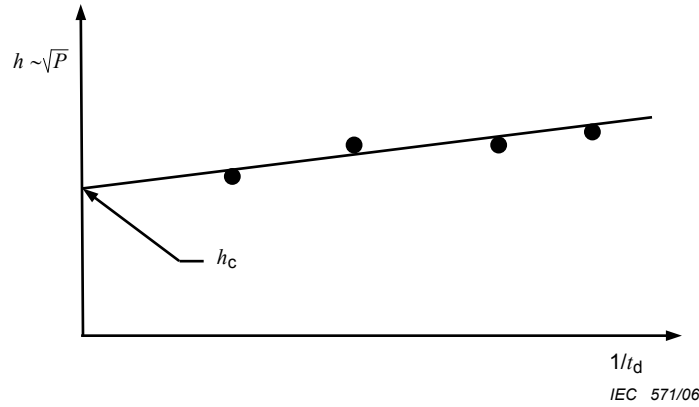


Figure 17 – Measured critical r.f. field strength as a function of pulse duration t_d

The threshold field strength h_c is equal to the r.f. magnetic field strength at the sample at the critical power level. When the sample is located at the centre of a TE_{10n} cavity (where n is even), the r.f. field strength is given by

$$h_{rf} = 4 \sqrt{\frac{P_{in} \cdot Q_L}{s \cdot \mu_0 \pi f_0 \cdot abd [1 + (d/na)^2]}} \quad (36)$$

where

- s is $1 + \gamma_1$ (subcritical coupling);
- s is $1 + (1/\gamma_1)$ (overcritical coupling);
- γ_1 is the input VSWR of cavity at resonance;
- P_{in} is the peak power incident at resonance;
- Q_L is the loaded Q of the cavity;
- a, b, d are the cavity width, height and length, respectively;
- f_0 is the resonant frequency of the cavity;
- μ_0 is the magnetic constant;
- n is the number of half-wavelengths along the cavity.

From this threshold field strength, the spin-wave linewidth ΔH_k in the general case can be calculated from the formula:

$$\Delta H_k = h_c \cdot \frac{\omega_m}{\omega} \cdot \sin^2 \theta_k \quad (37)$$

where θ_k is the angle between the spin wave propagation direction and the direction of the magnetostatic field, and ω, ω_m have the meanings given below.

The lowest value of h_c is obtained when $\theta_k = \pi/2$, in which case:

$$\Delta H_k = h_c \cdot \frac{\omega_m}{\omega} \quad (38)$$

where

- ω_m is $\gamma \mu_0 M_s$;
- γ is the gyromagnetic ratio;

M_s is the saturation magnetization;

ω is the operating angular frequency.

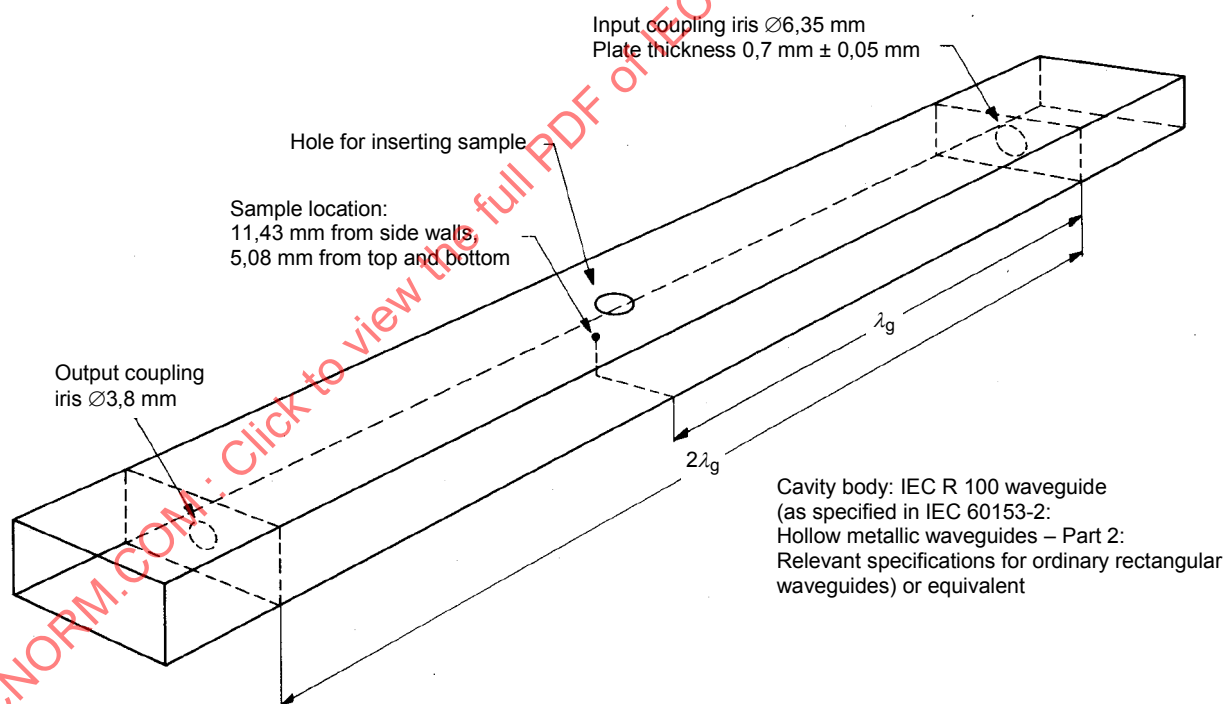
In the case of monocrystalline samples, ω_m shall be corrected with regard to anisotropy.

The minimum threshold for parallel pumping occurs when spin-waves with $\theta_k = \pi/2$ are degenerated with one-half of the operating frequency, and, in the case of a sphere, this occurs at an applied magnetostatic field strength H_0 , given by

$$H_0 \approx -\frac{M_s}{6} + \frac{1}{2} \sqrt{M_s^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma \mu_0} \right)^2} \quad (39)$$

8.4 Test specimen and cavity

The sample to be measured shall be spherical and have a diameter between 1 mm and 2 mm. A transmission cavity of the type sketched in Figure 18 can be conveniently used as a TE_{104} cavity resonant between 9 GHz and 10 GHz with a loaded Q of between 2 000 and 3 000. The sample is mounted on a rod of fused silica or other suitable dielectric, and positioned in the centre of the cavity cross-section at a point of minimum r.f. electric field and maximum r.f. magnetic field. The hole for inserting the sample into the cavity is centred in the broad wall of the cavity.

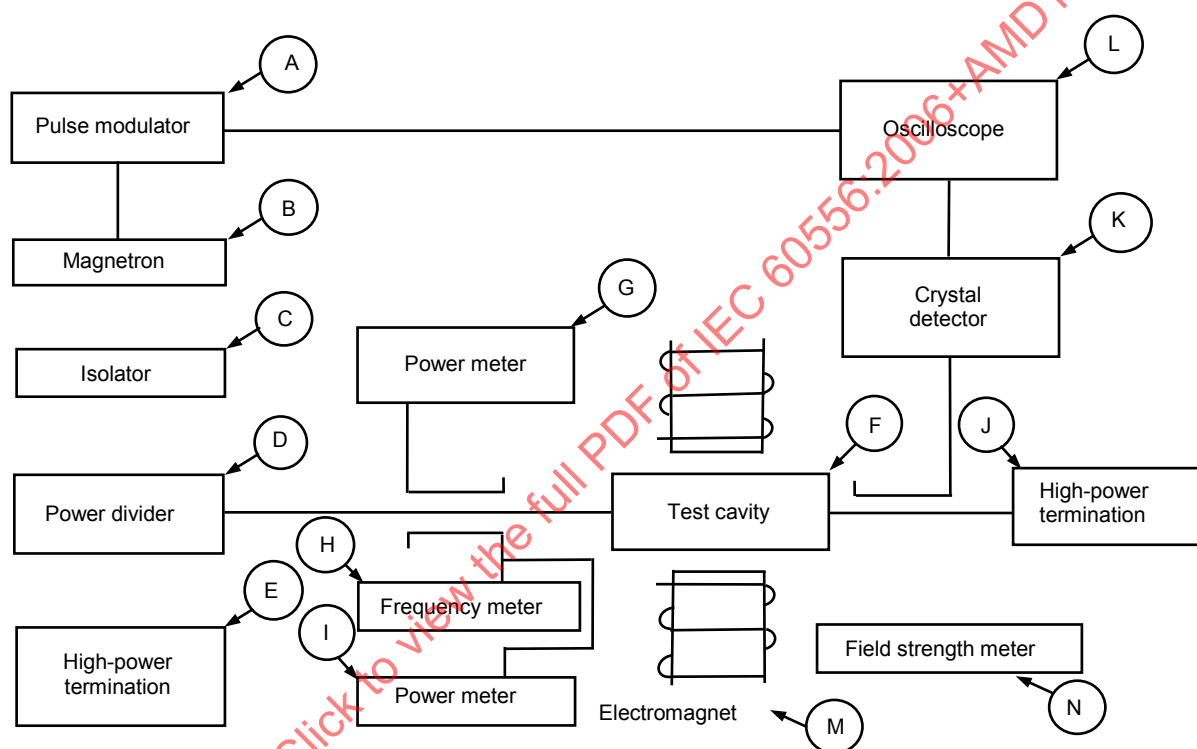


IEC 572/06

Figure 18 – Typical TE_{104} cavity for the measurement of spin-wave resonance linewidth at about 9,3 GHz

8.5 Measuring apparatus

Figure 19 is a block diagram of the equipment required. The pulse modulator A operates the magnetron B at a duty cycle of about 10^{-4} and provides a synchronizing pulse to the oscilloscope L. The isolator C provides an impedance matched to the magnetron and the power divider D allows the power to the test cavity F to be varied over at least a 20 dB range. The unused power is dissipated in the high-power termination E. The frequency and power level incident on the test cavity are monitored by the frequency meter H and the peak power meter I. This monitoring is accomplished with a directional coupler whose directivity exceeds 40 dB. The power reflected from the cavity at resonance is monitored through an identical coupler by the peak power meter G. By comparing the readings of meters G and I, the power reflection coefficient Γ can be obtained and the input voltage standing wave ratio V_{SWR} computed. The transmitted signal is terminated in a high-power termination J, sampled through a directional coupler by a crystal detector K and displayed on the oscilloscope L.



IEC 573/06

Figure 19 – Block diagram of spin-wave resonance linewidth test equipment

8.6 Calibration

The loaded Q of the cavity shall be determined. This can be easily accomplished with the equipment and procedures used to determine the complex permittivity of ferrite materials (see Clause 10).

8.7 Measuring procedure

The sample to be measured is mounted in the cavity and the field supplied by the electromagnet M is adjusted with the aid of the field strength meter N to provide a magnetostatic field strength approximately equal to that calculated from Equation (39). This field shall be oriented in a plane parallel to the broad wall of the waveguide and normal to the longitudinal axis of the guide, i.e. parallel to the r.f. magnetic field in the guide at the sample location.

The frequency of the magnetron is made to coincide with the resonant frequency of the cavity by adjusting the frequency for maximum output of the crystal detector K. The pulse duration shall be made as long as possible and the repetition rate adjusted to yield a duty cycle of the order of 10^{-4} . With the magnetron operating at the resonant frequency of the cavity, the power reflection coefficient can be determined from readings at meters G and I.

The power divider is adjusted so that the r.f. magnetic field in the cavity according to Equation (36) is well below the critical value and then increased until some deterioration of pulse shape is observed. The magnetostatic field is then carefully adjusted about the determined value H_0 to minimize the critical field strength. The incident power level that first causes a perceptible degradation in shape of the trailing edge of the pulse can then be used to calculate the critical r.f. power level for that pulse length.

When necessary, as indicated in 8.3, the measurement should be repeated for shorter pulse lengths to establish a basis for extrapolation to infinite pulse length.

8.8 Calculation

From the value of h_c , the spin-wave linewidth ΔH_k is calculated from Equation (38).

8.9 Accuracy

The determination of the quality factor of the loaded cavity Q_L shall be made to an accuracy of ± 3 %. Incident power level determination shall be made to an accuracy of ± 10 %. Cavity dimensions and resonant frequency measurements are easily made to within $\pm 0,5$ %. This restricts the expected error in ΔH_k to ± 15 %.

The measurement technique described here is primarily intended for the evaluation of those ferrimagnetic garnets and spinels currently manufactured for use in microwave ferrite devices. Accuracy can be improved by employing reflection cavity techniques.

8.10 Data presentation

The value of ΔH_k shall be reported together with the frequency and temperature at which the measurements were made and the unique identity of the sample. The estimated accuracy of the measurement shall also be given.

9 Effective linewidth ΔH_{eff}

9.1 General

At magnetostatic field strengths widely different from that required for resonance at the working frequency, calculation of the permeability tensor components using the gyromagnetic resonance linewidth ΔH yields results which can be grossly in error. Consequently, insertion loss values cannot be predicted with sufficient accuracy. In order to eliminate this difficulty an effective linewidth ΔH_{eff} is defined, which takes into account any deviations from the classical Lorentzian behaviour. In this context, effective linewidth means the relaxation parameter W as given in [9]. Knowledge of the related frequency shift S is also required to make a formal calculation of the imaginary part μ''_+ of the permeability for the clockwise sense of circular polarization.

9.2 Object

This method covers the measurement of the magnetic permeability tensor components from which the effective linewidth is deduced. The method is valid for magnetically saturated polycrystalline isotropic ferrites operating at microwave frequencies, outside the gyromagnetic resonance region and at low power level. The test specimen is a rod, arranged coaxially in a resonant cylindrical cavity and submitted to an axial magnetostatic field. The effective linewidth is a useful parameter as regards the insertion loss of microwave devices.

9.3 Theory

9.3.1 Definitions

In an isotropic magnetic medium, submitted to a magnetostatic field H_0 , the microwave magnetic flux density B is related to the microwave magnetic field strength H by the following equation:

$$B = \mu_0(\mu)H = \mu_0(1 + \kappa)H \quad (40)$$

where

- μ_0 is the magnetic constant;
- (μ) is the relative tensor permeability of the medium;
- (κ) is the relative tensor susceptibility of the medium;
- (μ) and (κ) are functions of H_0 .

In perpendicular pumping, the susceptibility tensor may be reduced to a two-dimensional expression:

$$(\kappa) = \begin{pmatrix} \kappa_+ & 0 \\ 0 & \kappa_- \end{pmatrix} \quad (41)$$

where κ_+ and κ_- are the susceptibilities for the clockwise and counter-clockwise circularly polarized waves, respectively. Usually, they are complex quantities:

$$\kappa_{\pm} = \kappa'_{\pm} - j\kappa''_{\pm} \quad (42)$$

the imaginary part κ'' originating from the magnetic losses in the medium, and being related to the effective linewidth ΔH_{eff} .

$$\Delta H_{\text{eff}} = 2M_s \cdot \text{Im}\left(\frac{1}{\kappa_+}\right) \quad (43)$$

where M_s is the saturation magnetization. However, these susceptibilities $\kappa_{\pm}$ are intrinsic susceptibilities of the medium. Due to demagnetizing effects, the quantities obtained through measurement in a cavity are effective susceptibilities:

$$\kappa_{\pm e} = \kappa'_{\pm e} - j\kappa''_{\pm e} \quad (44)$$

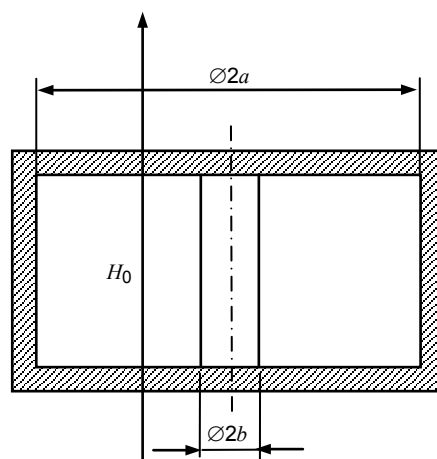
Since $\text{Im}\left(\frac{1}{\kappa_{+e}}\right)$ is equal to $\text{Im}\left(\frac{1}{\kappa_+}\right)$, independent of the demagnetizing factor N , ΔH_{eff} may then be rewritten:

$$\Delta H_{\text{eff}} = 2M_s \cdot \text{Im}\left(\frac{1}{\kappa_{+e}}\right) = 2M_s \frac{\kappa''_{+e}}{(\kappa'_{+e})^2 + (\kappa''_{+e})^2} \quad (45)$$

9.3.2 Measurement

A cylindrical TM₁₁₀ resonator and a rod-shaped specimen are used for the measurement (see Figures 20 and 21).

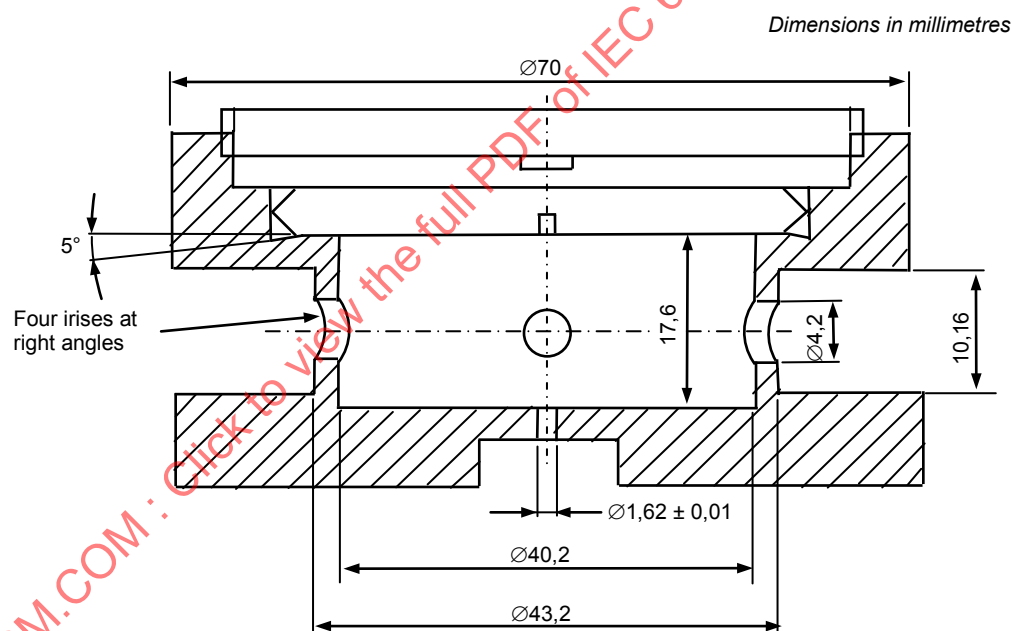
With the applied magnetic field H_0 and for a circular polarization in the clockwise sense of the microwave magnetic field, the following quantities shall be measured: the resonant frequency of the cavity with and without the specimen, the loaded Q of the cavity with the specimen and the sufficiently magnetically saturated specimen, and the dimensions of the cavity and the specimen.



IEC 574/06

Figure 20 – Sectional view of the cavity with specimen

If f_0 is the resonance frequency of the empty cavity and $f = f_0 + \delta f_+$ is that of the cavity containing the specimen, κ'_{+e} and κ''_{+e} may be expressed as functions of $\delta f_+/f_0$ by an approximation, according to [10], as follows:



IEC 575/06

Figure 21 – Dimensions of a cavity designed for resonance at a frequency of 9,1 GHz

With the cavity dimensions given in Figure 21, and using the following designations:

- a is the radius of the cavity, determined from the resonance frequency of the empty cavity;
- b is the radius of the specimen;
- ε' is the real part of the relative permittivity of the specimen;
- ε'' is the imaginary part of the relative permittivity of the specimen;
- Q_+ is the loaded Q of the cavity with the specimen to be measured;
- Q_0 is the loaded Q of the cavity with the saturated low-loss sample.

The following parameters are defined:

$$C_1 = \left(\frac{b}{a}\right)^2 \left(1 + \frac{2\delta f_+}{f_0}\right)$$

$$C_2 = \frac{\varepsilon'}{2} \left(1 + \frac{1}{1 + \kappa'_{+e}}\right) - 1$$

$$C_3 = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{1}{(1 + \kappa'_{+e})^2}\right)$$

$$C_4 = \left[1 - 1,191 \frac{\delta f_+}{f_0} \left(\frac{1}{3,671 C_1} + 1 - 4,605 \lg 3,415 \frac{b}{a}\right)\right]^2$$

The susceptibility components are then given approximately by

$$\frac{1}{1 + \kappa'_{+e}} = 3,671 \varepsilon' C_1 - 1 + 2 \left[\frac{1 + 5,485 (\delta f_+ / f_0) \lg 3,415 (b / a)}{C_4^{1/2}} \right] \quad (46)$$

$$\frac{\kappa''_{+e}}{(1 + \kappa'_{+e})^2} + 3,671 \varepsilon'' C_1 = 2 \left(\frac{1}{Q_+} - \frac{1}{Q_0} \right) \left(\frac{1}{6,153 C_1 C_4} + 3,671 C_1 C_2 + C_3 \right) \quad (47)$$

An alternative approximation may be developed by means of a computer programme on complex Bessel functions.

9.4 Test specimen and cavity

The specimen shall be cylindrical, of diameter $(1,60 \pm 0,01)$ mm and of length $(22 \pm 0,5)$ mm. It shall be in a clean and dry state. The test specimen is inserted through holes in the cavity wall and a uniform axial magnetic field is imposed on the specimen.

The dimensions of the cavity are given in Figure 21. It has four irises at right angles, two of them for excitation of the circularly polarized wave, and two for detection.

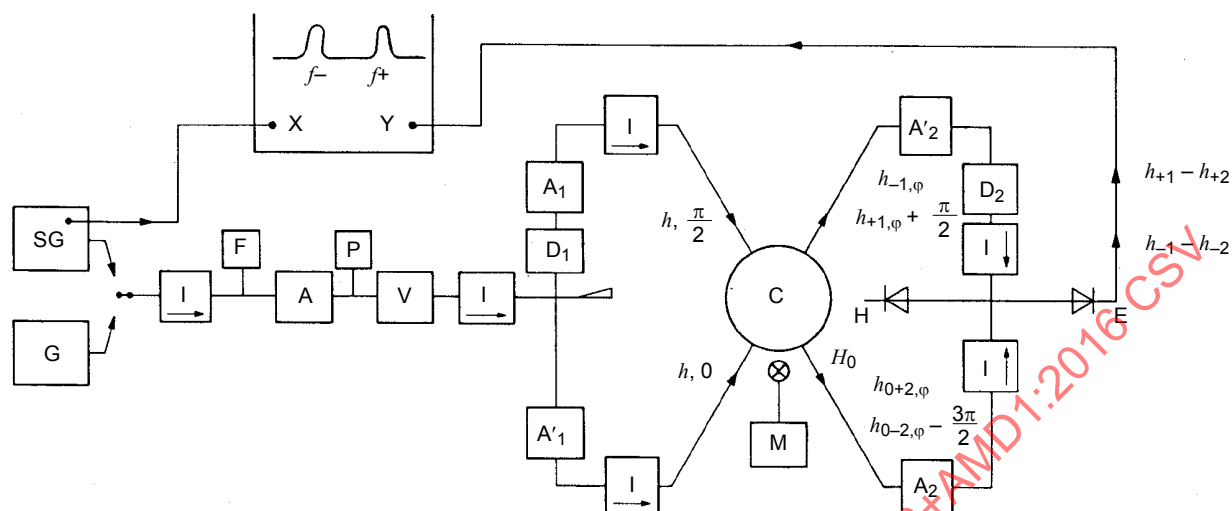
The coupling coefficient is identical for each iris and less than 0,1. The loaded Q of the cavity shall be greater than 5 000.

The preparative process may introduce stress in the specimen affecting the measured value of ΔH_{eff} . This effect may be minimized by a process of annealing for a short period of time.

9.5 Measuring apparatus

Figure 22 is a schematic diagram of the equipment required for the measurement. Power from either an X-band sweep generator, SG, or a high-stability X-band CW generator, G (short-term stability better than 1×10^{-7}) is fed through a variable attenuator A, the frequency being measured by F, then through a variable precision attenuator V, power being measured at P.

A magic tee divides the power into two parts which, through adjustments of the variable attenuators A_1 and A'_1 and the variable phase shifter D_1 , recombine to give a circularly polarized wave inside the cavity C. The two output irises, through adjustments of the variable attenuators A_2 and A'_2 and the variable phase shifter D_2 , feed a magic tee delivering output power to detectors E and H. The boxes I are isolators. The axial magnetostatic field H_0 is measured with a field strength meter M.



IEC 576/06

Figure 22 – Schematic diagram of equipment for measuring effective linewidth ΔH_{eff}

9.6 Calibration

The frequency meter, the variable precision attenuator and the field strength meter shall be calibrated.

9.7 Apparatus adjustment

Since the measurement depends upon the precise detection of small quantities, it is important that complete temperature stabilization is achieved before any adjustment of the apparatus is made, and that it is maintained throughout the entire measurement.

9.7.1 Adjustment principle

An empty, perfect TM_{110} cavity, excited by a linearly polarized wave, provides two degenerate contra-rotating modes. Due to unavoidable mechanical imperfections, the modes are slightly separated. Let f_+ be the clockwise mode frequency and f_- the counter-clockwise mode frequency.

If a ferrite cylinder is inserted into the cavity and an axial magnetic field H_0 is applied, the two mode frequencies are separated according to the difference between μ_+ and μ_- . When H_0 becomes very high, μ_+ and μ_- tend to unity and the difference $f_+ - f_-$ tends to zero.

The purpose of the measuring equipment described above is to obtain the rotating mode f_+ . By means of the input magic tee, attenuators and phase shifter, two signals in phase-quadrature are applied to the input irises of the cavity. The phase shift between the signals at the output irises is compensated by the output phase shifter so that the signals are in phase again.

After some amplitude correction, the signals are recombined in the output magic tee; their sum at the H arm gives the f_+ signal; their difference at the E arm gives a null. However, if the phase and amplitude adjustments are not correct at the cavity input, the f_- mode is detected. At the output irises, the f_- signals are in phase quadrature, but after the additional $\pi/2$ phase shift they become in antiphase. The f_- signal therefore appears in the E arm of the magic tee.

The equipment is aligned by adjusting phase and amplitude of the input and output signals to obtain a null at the E arm, for f_- and f_+ respectively.

9.7.2 Adjustment procedure

Reset to zero all attenuators and phase shifters. Connect generator SG and switch the oscilloscope to the E arm of the output magic tee. Insert the specimen into the cavity and apply the desired value of the magnetic field H_0 . Two peaks appear on the oscilloscope screen. As H_0 is varied, only the f_+ peak moves and the f_- peak remains stationary.

First use phase shifters D_1 and D_2 to reduce the intensity of the f_- and f_+ peaks. D_1 mainly controls the f_- peak and D_2 the f_+ peak. Then obtain a minimum for the f_- peak by successive adjustments of A_1 (or A'_1) and D_1 .

Similarly, obtain a minimum for the f_+ peak by successive adjustments of A_2 (or A'_2) and D_2 .

Check that, at the H arm, only the f_+ peak appears and is about 40 dB above the residual peaks at the E arm.

This adjustment shall be repeated for each specimen and for each value of the applied magnetostatic field strength.

9.8 Measuring procedure

9.8.1 Measurement of f_0

Connect generator SG, insert the low-loss sample in the cavity and apply the maximum value of the magnetostatic field strength. Adjust as specified in 9.7.2.

Using D_1 and D_2 increase the f_+ peak at the E arm by about 20 dB.

Switch off the magnetostatic field and remove the low-loss sample: then the larger peak detected at the E arm corresponds to f_0 . By means of the phase shifters and attenuators, cancel the f_- peak.

Connect generator G and measure the frequency f_0 .

The radius of the cavity is calculated from f_0 by means of the expression:

$$a = 3,8317 \cdot \frac{c}{2\pi f_0} \quad (48)$$

where c is the speed of light.

9.8.2 Determination of Q_0

Q_0 is extrapolated from measurements made on the low-loss sample at different high values of the applied magnetostatic field strength.

Insert the low-loss sample and apply a known value of the applied magnetostatic field strength H_0 . After adjustment, as specified in 9.7.2, connect generator G.

Introduce an attenuation of 3 dB with the variable precision attenuator V. Adjust the microwave frequency to cavity resonance as indicated by maximum output power with respect to frequency variation. Note the indication of the output power level on the H arm and measure the resonance frequency f with the frequency meter F. Remove the 3 dB of attenuation on V and locate the two frequencies at which the output power is the same as at cavity resonance with the 3 dB attenuation in. The frequency separation of the half-power points is measured on the frequency meter F as Δf . The loaded Q of the cavity with the low-loss sample at H_0 is given by

$$Q = \frac{f}{\Delta f} \quad (49)$$

Repeat the operation for increasing values of magnetostatic field strength. Draw the curve $Q = f/\Delta f$ versus H_0 . The minimum of Q gives the resonance field strength H_r for the low-loss specimen.

Plot values of $1/Q = f/\Delta f$ versus $(H_0 - H_r)^{-2}$ and deduce Q_0 by extrapolation:

$$\frac{1}{Q_0} = \lim_{H_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{Q} \quad (50)$$

as illustrated in Figure 23.

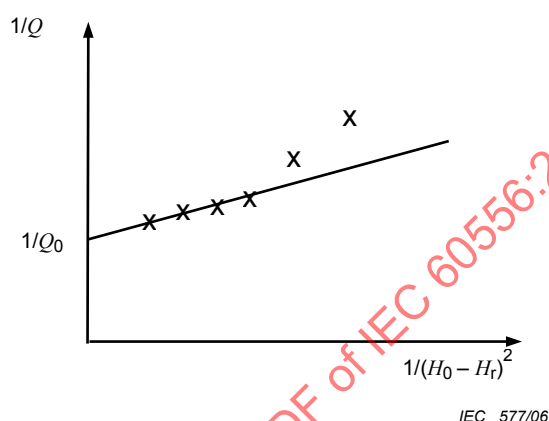


Figure 23 – Determination of Q_0

9.8.3 Measurement of f and Q

Insert the specimen to be measured in the cavity and apply the desired value of magnetostatic field strength H_0 . Adjust as in 9.7.2.

Connect generator G and measure as specified in 9.8.2. Record $f (= f_0 + \delta f_+)$ and Δf . Calculate $Q_+ (= f/\Delta f)$.

9.9 Calculation

κ'_{+e} , κ''_{+e} and ΔH_{eff} are calculated from the Equations (45), (46) and (47), using values of ε' and ε'' measured separately. (A suitable measuring method is given in Clause 10.)

9.10 Accuracy

The overall accuracy in κ'_{+e} is of the order of 2 %.

The overall accuracy in ΔH_{eff} is ≈ 20 % (for low values: 80 Am^{-1} or 20 %, whichever is the greater).

9.11 Data presentation

The report shall include the following:

- unique identity of the sample;
- value of the magnetic field strength H_0 ;

value of κ'_{+e} , κ''_{+e} and ΔH_{eff} ; and

temperature of the sample during the measurement.

The estimated accuracy of the measurements shall also be given.

10 Complex permittivity $\underline{\varepsilon}$

10.1 General

A knowledge of the complex permittivity of a ferrite material is of primary importance for the theoretical analysis of wave propagation in ferrites as well as in the design of ferrite microwave components. Microwave ferrites frequently exhibit very low dielectric loss, in fact so low that it becomes difficult to measure, primarily due to the fact that it becomes difficult to distinguish between dielectric and magnetic loss. This difficulty is often avoided by subjecting the test sample to a very strong magnetic field, so strong that it saturates the material and moves the gyromagnetic resonance frequency well above the measuring frequency. By this means neither low-field nor resonance magnetic losses will be present to obscure the result.

10.2 Object

To describe a method for the measurement of complex permittivity of isotropic ferrites for microwave applications by means of a resonant cavity. For this measurement a rod-shaped test specimen is placed coaxially in a cylindrical cavity with openings in the wall to accept the ends of the specimen (Figure 25). The theory on which this method is based is strictly valid only for the impracticable arrangement shown in Figure 24, with no openings in the wall of the cavity and no air-gap between the ends of the specimen and the cavity; hence, there will be a systematic error which can be only roughly estimated. However, as it is possible to keep the error approximately constant, it does not normally affect comparative measurements on different materials.

The cavity is designed for a measuring frequency of about 10 GHz, the actual value depending upon the characteristics of the specimen. This is, however, relatively unimportant, since the dielectric properties of ferrites change very slowly with frequency in the microwave region.

10.3 Theory

In an isotropic dielectric medium having an applied steady electric field strength E , the electric displacement D is given by the equation:

$$D = \varepsilon_r \varepsilon_0 E \quad (51)$$

where

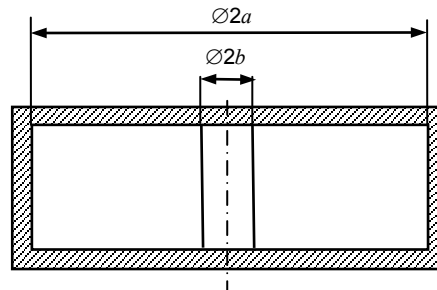
ε_0 is the electric constant;

ε_r is the relative permittivity.

NOTE In accordance with usual engineering practice, the subscript r in the symbols ε_r , ε'_r and ε''_r , etc. and the underlining of $\underline{\varepsilon}$ to denote that it is a complex quantity are omitted from the following text.

If the medium is subjected to an alternating electric field, the electric displacement is not necessarily in phase with the field strength. This fact may be expressed mathematically by assuming that ε is a complex quantity. If we write $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$, the imaginary part ε'' can be taken to represent the dissipation in the medium.

A cylindrical TM_{010} -resonator and a rod-shaped specimen are used for the measurement. The quantities that shall be measured are the resonant frequency and loaded Q of the cavity with and without the specimen, and the cavity and specimen dimensions. The method is not suitable for materials with dissipation factors $\tan \delta = \varepsilon''/\varepsilon' > 0,1$:



IEC 578/06

Figure 24 – Ideal resonant cavity with specimen, used for theoretical calculation (sectional view)

The cylindrical resonant cavity contains the coaxially mounted cylindrical specimen. The permeability of the specimen μ' is approximately equal to 1 and the real part of the permittivity ε' is determined by the equation:

$$\sqrt{\varepsilon'} \cdot \frac{J_1\left(\frac{\omega}{c} \varepsilon'^{1/2} b\right)}{J_0\left(\frac{\omega}{c} \varepsilon'^{1/2} b\right)} = \frac{J_1\left(\frac{\omega}{c} b\right) N_0\left(\frac{\omega}{c} a\right) - J_0\left(\frac{\omega}{c} a\right) N_1\left(\frac{\omega}{c} b\right)}{J_0\left(\frac{\omega}{c} b\right) N_0\left(\frac{\omega}{c} a\right) - J_0\left(\frac{\omega}{c} a\right) N_0\left(\frac{\omega}{c} b\right)} \quad (52)$$

J_0 and J_1 being the Bessel functions of order zero and one, N_0 and N_1 the Neumann functions of order zero and one, c the velocity of light in free space, a the radius of the cavity, b the radius of the specimen (Figure 24) and $\omega = 2\pi f$ the resonance angular frequency of the cavity.

By introducing f_0 , the resonant frequency of the empty cavity, and f_1 , that of the cavity containing the specimen, the series expansion of Equation (52) in ascending powers of $\delta f / f_0 = (f_0 - f_1)/f_0$ and b/a results in the following approximation valid, for small values of these quantities [13]:

$$\varepsilon' = \varepsilon'' \left(1 - 0,722 \frac{b^2}{a^2} \varepsilon' \right) \quad (53)$$

where

$$\frac{1}{\varepsilon'} = 1 + \frac{0,78 \frac{\delta f}{f_0} \left(1 + \frac{0,692 a^2/b^2}{1 - 2\delta f/f_0} \right)}{1 + 1,56 \frac{\delta f}{f_0} \ln\left(\frac{a/b}{2,14}\right)} \quad (54)$$

Assuming a specimen without loss ($\varepsilon'' = 0$), yet with the real part of ε remaining unaltered, the change in $1/Q$ when replacing the loss-free specimen by the real one is determined by the quotient of the following volume integrals [14] [15]:

$$\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_2} = \frac{\int_{V_s} \varepsilon'' |E|^2 dV}{\int_{V_c} \varepsilon' |E|^2 dV} \quad (55)$$

where

Q_2 is the loaded Q of the cavity with loss-free sample;

Q_1 is the loaded Q with real sample;

V_s is the volume of the sample;

V_c is the volume of the cavity with sample inserted;

E is the amplitude of the electric field with loss-free sample.

Using the same approximation as above, this results in:

$$\varepsilon'' = \left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_2} \right) = \left[\frac{0,27 a^2/b^2}{\left(1 - \frac{\delta f}{f_0}\right)^2 \left(1 + 1,56 \frac{\delta f}{f_0} \ln \frac{a/b}{2,14}\right)^2} + \varepsilon' - 1 \right] + \varepsilon' \left[\frac{1}{1 + 1,45 \varepsilon' b^2/a^2} \right] \quad (56)$$

With the dimensions of Figure 25, Equations (53), (54) and (56) become:

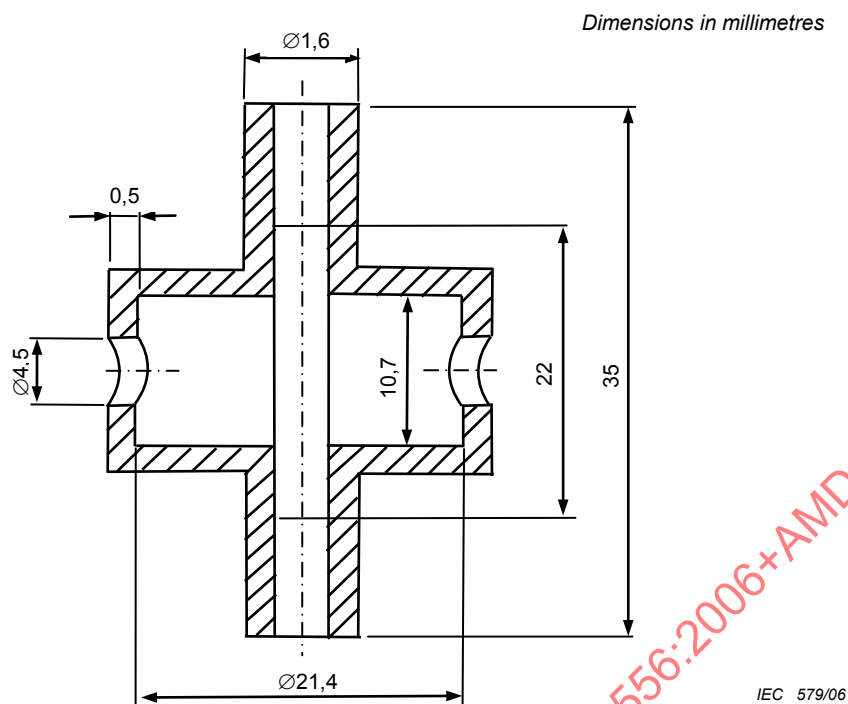
$$\varepsilon' = \bar{\varepsilon}' (1 - 4,0 \times 10^{-3} \varepsilon') \quad (57)$$

$$\bar{\varepsilon}' = 1 + \frac{\frac{\delta f}{f_0} \left(0,78 + \frac{96,7}{1 - 2 \delta f/f_0} \right)}{1 + 2,86 \delta f/f_0} \quad (58)$$

and

$$\varepsilon'' = \left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_2} \right) = \left[\frac{48,1}{\left(1 - \frac{\delta f}{f_0}\right)^2 \left(1 + 2,86 \frac{\delta f}{f_0}\right)^2} + \varepsilon' - 1 \right] \left[\frac{1}{1 + 0,0081 \varepsilon'} \right] \quad (59)$$

where $Q_2 = Q_0 \left(1 + 0,65 \frac{\delta f}{f_0} \right)$ according to reference [1], Q_0 being the loaded Q of the empty cavity.



NOTE The resonant frequency of the empty cavity is 10,7 GHz [13].

Figure 25 – Dimensions of the resonant cavity with specimen

10.4 Test specimen and cavity

The specimen shall be cylindrical, with a diameter of $(1,60 \pm 0,01)$ mm and a length of $(22 \pm 0,5)$ mm. It is inserted in a cylindrical transmission-type TM_{010} cavity having dimensions according to Figure 25. The ends of the specimen shall pass through holes in the cavity wall; the hole diameter being $(1,64 \pm 0,01)$ mm. The input and output lines of this cavity shall be made to appear as matched loads by the appropriate use of pads or isolators. The loaded Q of the cavity shall exceed 2 000. The test specimen shall be in a clean and dry state. There shall be a sufficiently strong axial magnetic field, as otherwise erroneous values of ε'' will be obtained due to the presence of magnetic losses [13].

10.5 Measuring apparatus

Figure 26 is a schematic diagram of the equipment required for the measurement. Power from a suitable unmodulated or amplitude modulated microwave source A is fed through a variable attenuator D and kept at a constant level throughout the measurement with the aid of a directional coupler E, a crystal detector and a power-indicating meter F. This constant power is passed through a precision variable attenuator G to the cavity H, and the cavity output power is detected and indicated on a suitable meter I.

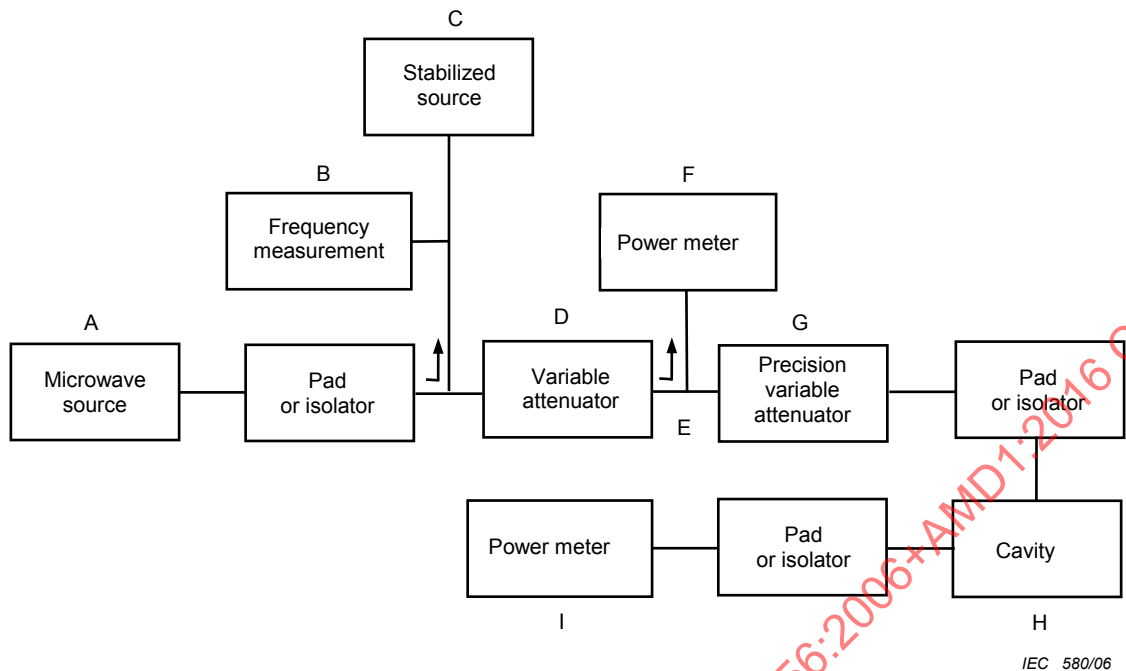


Figure 26 – Schematic diagram of equipment required for the measurement of complex dielectric constant

10.6 Measurement procedure

Introduce an attenuation of 3 dB with the precision attenuator. Without the specimen in the cavity, adjust the microwave frequency to cavity resonance, as indicated by maximum power output with respect to frequency variation. Note the output power level and measure the resonant frequency f_0 with a wavemeter or other suitable means at B. Remove the 3 dB of attenuation and locate the two frequencies at which the output power is the same as at cavity resonance with the 3 dB attenuation in. Determine the separation in frequency of these two half-power points at B by a heterodyning technique utilizing a frequency stabilized source C, or any other technique giving comparable accuracy. The loaded Q of the cavity is then given by

$$Q_0 = \frac{f_0}{\Delta f_{1/2}} \quad (60)$$

where $\Delta f_{1/2}$ is the frequency separation of the half-power points.

Place the specimen in the cavity and measure f_1 and Q_1 in the same way.

During the measurement, the specimen shall be in an axial magnetic field. The field strength shall be high enough for the measuring results to be independent of any further increase (normally above 400 kAm^{-1}). The measurements shall preferably be carried out at room temperature.

10.7 Calculation

The values of ε' and ε'' are calculated by means of Equations (58) and (59) and the dielectric loss factor is given by $\tan \delta_\varepsilon = \varepsilon''/\varepsilon'$.

10.8 Accuracy

The error of the approximation for ε' by Equation (58) is practically negligible [13].

The approximation for ε'' by Equation (59) gives a figure which is too high. The error is less than 3 % if $\delta f/f_0 < 0,17$, i.e. if $\varepsilon' < 16$ [13].

The effect of the coupling holes is to increase the measured value of ε'' . This error is less than $1,5 \times 10^{-4}$ for $\varepsilon' < 16$. For the influence of the magnetic loss, see 10.4 and [13].

An error in the specimen diameter $2b$ (Figure 24) results in a relative error in $(\varepsilon' - 1)$ and ε'' which is twice as high and has reciprocal sign, i.e. $\mp 1,3$ % with $b = (1,60 \pm 0,01)$ mm.

Due to the influence of the holes in the walls of the cavity (into which the ends of the specimen protrude), the measured value of ε' is too small. Differing results have been published on the extent of the error thus introduced [16] [17] [18].

10.9 Data presentation

The report shall include the following:

- values of ε' , ε'' and $\tan \delta_\varepsilon$;
- temperature of the material during the measurement; and
- the unique identity of specimen.

The estimated accuracy of the measurements shall also be given.

11 Apparent density ρ_{app}

11.1 General

The apparent density of a material, defined as the ratio of the mass to the volume of a standard test specimen, may be measured either by mensuration or by water densitometry. For porous materials (where the porosity is greater than 3 %), mensuration yields a sufficient accuracy (± 1 %) and may be more convenient than water densitometry. For materials of low porosity (less than 3 %), a more accurate estimate of apparent density is required and water densitometry is recommended.

11.2 Apparent density (by mensuration)

11.2.1 Object

To measure the apparent density of porous polycrystalline gyromagnetic materials by mensuration. The method is applicable to materials whose porosity is greater than 3 % by volume. It is also admissible for materials whose porosity is less than 3 % by volume, but the alternative method as given in 11.3 below is to be preferred on accuracy and economic considerations.

The method given here is capable of accuracy better than ± 1 %.

11.2.2 Test specimen

The test specimen shall be a regular, machined body of volume not less than 5 cm³. It may be either a straight circular cylinder or a right-angled parallelepiped. If a parallelepiped is employed, it should ideally be a cube since for a given volume of sample machined to a given absolute tolerance the errors due to machining accuracy will then be a minimum. The specimen shall be cleaned by boiling in fresh methylene chloride for 3 min and subsequently dried for 30 min at approximately 110 °C. Other cleaning methods capable of achieving the same result are also acceptable.

11.2.3 Measuring apparatus

A balance capable of weighing to an accuracy of ±0,02 g is required together with a calibrated micrometer reading to ±0,01 mm.

11.2.4 Calibration

The balance shall be calibrated to the accuracy given in 11.2.3 above.

11.2.5 Measuring procedure

The cleaned, degreased and dried specimen is weighed and its dimensions measured. Two independent weighings shall be made and at least two independent estimates of each dimension shall be obtained.

11.2.6 Calculation

The apparent density of the test specimen is calculated as:

$$\rho_{\text{app}} = m / V \quad (61)$$

where

m is the mass of the specimen;

V is the volume as calculated from the linear dimensions.

11.2.7 Accuracy

The method is inherently beset by inaccuracies arising from random macroscopic defects in the specimen shape, particularly chipping along edges and at corners. If the sample is a cube of volume much less than 5 cm³, this source of error becomes serious and may be greater than ±1 %. Errors due to edge chipping may be minimized by increasing the cube volume, or alternatively by choosing a cylindrical shape of similar volume. In the cylindrical case, the error may further be minimized by choosing the length to be large compared with the diameter. The mensuration method will always underestimate the true apparent density since it assumes that all surface defects are an intrinsic property of the test specimen.

11.2.8 Data presentation

Apparent density shall be quoted as follows:

“Apparent density (by mensuration) = ρ g·cm⁻³ ± 1 %”, where the number ρ is given to three significant figures.

The report shall also include the unique identity of the sample.

11.3 Apparent density (by water densitometry)

11.3.1 Object

To measure the apparent density of dense polycrystalline gyromagnetic materials by water densitometry. The method is applicable to non-hygroscopic, dense ceramic materials whose porosity is less than 3 % by volume, and is capable of an accuracy better than $\pm 0,2$ %.

11.3.2 Theory

An accuracy of the order of $\pm 0,2$ % is required if measurements of apparent density are to have any useful meaning, since real variations of more than 0,5 % of the density frequently imply an intolerable variation in other properties of the material. Since there is no serious difficulty in achieving weighings accurate to the order of $\pm 0,02$ %, it is the measurement of volume which becomes the accuracy determining step. Provided that the porosity is sufficiently low for the pores not to be interconnected, the most accurate and economic method of measuring volume, and hence the density, is by displacement of water. In this method, the volume V of the sample is determined from the difference between the mass of the sample suspended in air and its apparent mass when suspended in water.

Thus

$$V = (m_1 - m_2) / (\rho_w - \rho_a) \quad (62)$$

where

m_1 is the mass of the sample suspended in air;

m_2 is the apparent mass of the sample suspended in water;

ρ_w is the density of water under the measurement conditions;

ρ_a is the density of air under the measurement conditions.

The apparent density is then

$$\rho_{app} = \frac{m_1 \rho_w - m_2 \rho_a}{m_1 - m_2} \quad (63)$$

11.3.3 Test specimen

The test specimen shall be a regular, machined body of volume not less than 1 cm³. The specimen shall be cleaned by boiling in fresh methylene chloride for 3 min, and subsequently dried for 30 min at approximately 110 °C. Other cleaning methods capable of achieving the same result are also acceptable.

11.3.4 Measuring apparatus

The measurement requires a balance capable of weighing to $\pm 0,001$ g and a vessel containing distilled water. The aperture of the vessel shall be not less than three times the maximum dimension of the test specimen.

11.3.5 Calibration

The balance shall be calibrated to the accuracy given in 11.3.4 above.

11.3.6 Measuring procedure

The cleaned and degreased test specimen is weighed in air (m_1). The specimen is then weighed (m_2) completely immersed in distilled water, care having been taken to ensure that all surfaces of the specimen are thoroughly wetted and that no air bubbles adhere. A small quantity of wetting agent may be added to the water if desired, and the temperature of the water shall be noted.

11.3.7 Calculation

The apparent density of the test specimen is calculated from Equation (63), the values of ρ_w and ρ_a being obtained from standard tables [19].

11.3.8 Accuracy

Sources of random error include:

- a) the failure of the water to wet the specimen surface thoroughly and the consequent adherence of air bubbles thereto: this leads to a random tendency to underestimate the density;
- b) inaccuracies in the weighings themselves. Reasonable precautions as outlined above will result in the sum of random errors being no greater than $\pm 0,1\%$.

The most significant sources of systematic error are:

- 1) the presence of surface porosity in the test specimen, and
- 2) incorrect values for ρ_w and ρ_a , the densities of water and air respectively.

Failure to allow for ρ_a results in a systematic error of order 0,1 % and failure to allow for deviations of ρ_w from unity as the water temperature differs from 4,0 °C results in a systematic error of about 0,02 % per degree Celsius. Provided that the porosity is less than 3 %, the error due to exposed surface pores may be neglected; beyond about 3 % porosity, the errors due to interconnection become significant and the method is no longer appropriate. For dense materials, as defined in 11.3.1, this method is advantageous over mensuration since the errors due to macroscopic surface irregularities are entirely avoided. The method, as described, is capable of an accuracy of typically $\pm 0,2\%$, as compared with $\pm 1\%$ by mensuration of a similar size specimen.

11.3.9 Data presentation

The apparent density shall be quoted as follows:

“Apparent density (by mensuration) = $\rho g \cdot \text{cm}^{-3} \pm 0,2\%$ ”, where the number ρ is given to three significant figures.

The report shall also include the unique identity of the sample.

12 Gyromagnetic resonance linewidth ΔH and effective gyromagnetic ratio γ_{eff} by non resonant method

12.1 General

So far the gyromagnetic resonance linewidth ΔH and the effective gyromagnetic ratio γ_{eff} have been measured by using the resonant cavity as described in Clause 6. Therefore, the measuring frequency is restricted to the frequency specified by a cavity resonator.

Meanwhile, various kinds of ferrite devices have been developed in a wide frequency range.

Accordingly it is desirable to measure the gyromagnetic resonance linewidth ΔH and the effective gyromagnetic ratio γ_{eff} easily at any frequency demanded for the development of ferrite materials or devices. Moreover, there are two problems in the cavity resonator method described in Clause 6. One problem is the insufficient resolution of a magneto flux density meter, which is apt to cause poor accuracy in the measurement of the narrow resonance linewidth. Another problem is that a ferrite sample becomes too small to be shaped into a sphere or a disk, because it is necessary to reduce the size of a ferrite sample to keep the resonance absorption increasing with the reduction of the resonance linewidth to proper values in order to ensure a sufficiently small cavity perturbation. In Clause 12, the measuring methods of the gyromagnetic resonance linewidth ΔH and the effective gyromagnetic ratio γ_{eff} at an arbitrary frequency are described.

12.2 Object

To describe methods that can be used for measuring the gyromagnetic resonance linewidth ΔH and the effective gyromagnetic ratio γ_{eff} of isotropic microwave ferrites at an arbitrary frequency over the frequency range of 1 GHz to 10 GHz by the measurement of the changes in transmission and reflection characteristics with frequency sweep.

12.3 Measuring methods

12.3.1 General

The measurements are performed by measuring the changes of transmission characteristics, such as complex reflection coefficients or scalar transmission coefficients, in a transmission line loaded with a ferrite sample with frequency sweep. The advent of a frequency synthesizer and a receiver with low noise figure and a wide dynamic range in the microwave region has made it possible to perform these measurements accurately.

Strictly speaking, the linewidth measured under frequency sweep and a constant external magnetic field is not the same as the one measured under external magnetic field sweep and a constant frequency as described in Clause 6. However the difference between two measured values is small to the extent that it causes no problem in practical use.

As the measuring method, two methods can be considered as follows:

- 1) Reflection method – method measuring the reflection coefficients from the short-circuited transmission line loaded with a ferrite sample.
- 2) Transmission method – method measuring the transmission power through a ferrite-loaded coupling hole made in a common ground plane of the transmission lines crossing at right angle.

These two methods have advantages and disadvantages in comparison with each other from the standpoint of practical use. The reflection method has the advantage of a simple test fixture's structure, easier sample mounting and simpler measuring circuit arrangement due to one port measurement, which is convenient for the measurement of temperature dependence of the resonance linewidth. The transmission method has the advantage of being able to measure the resonance linewidth by one ferrite sample in a wide frequency range and gives more accurate measuring values of the resonance linewidth due to simpler measurement, i.e. the measurement of the transmission power only, under careful making of a test fixture.

These two methods are enumerated in 12.3.2 and 12.3.3.

12.3.2 Reflection method

12.3.2.1 Measurement theory

The recommended method for measuring the gyromagnetic resonance linewidth ΔH and effective gyromagnetic ratio γ_{eff} is based on the measurement of the reflection coefficient S_{11}

of a short-circuited transmission line with the specimen as proposed by Bady [20]. In this standard, the short-circuited microstrip line is used as schematically shown in Figure 27.

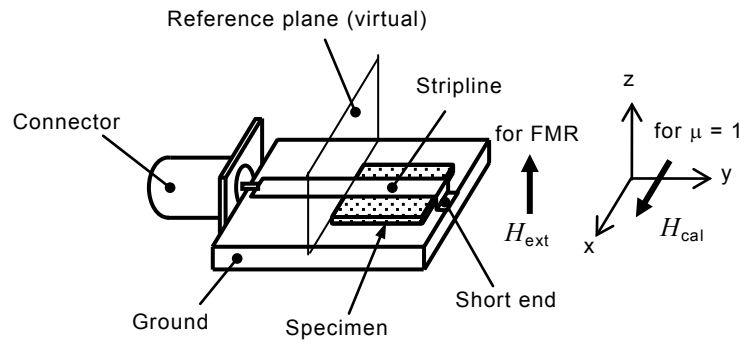


Figure 27 – Schematic drawing of short-circuited microstrip line fixture with specimen

The reference plane is defined by the length of the specimen from the short end. Seen from the reference plane of the test fixture, the lumped element equivalent circuit can be assumed to be a $L_0 C_0$ parallel circuit as in Figure 28a) when the strong magnetic field is applied parallel to the plane of specimen (x -direction) to achieve the situation of $\mu = 1$. After removing this field, the field is applied perpendicularly to the specimen plane for gyromagnetic resonance. Figure 28b) shows the equivalent circuit for gyromagnetic resonance [21], where L_0 is an air core inductance and C_0 is a parasitic capacitance. The values of L_0 and C_0 are designated “fixture constants”. The method to calculate “fixture constants” is shown in 12.3.2.8. When a gyromagnetic resonance occurs, it is considered that some portion η of air core inductance L_0 is replaced by the complex relative permeability $\mu' - j\mu''$, and the coupling coefficient η is almost invariable within the measurement frequency range. The half value width of the resonant curve of the imaginary part μ'' is defined as gyromagnetic resonance linewidth. By measuring the S_{11} parameters of Figure 28a) and 28b), the quantity $\eta\mu''L_0$ proportional to the imaginary part μ'' can be derived based on the circuit theory analysis as shown in 12.3.2.5.

Consequently the gyromagnetic resonance linewidth ΔH is derived from the resonance curve of $\eta\mu''L_0$.

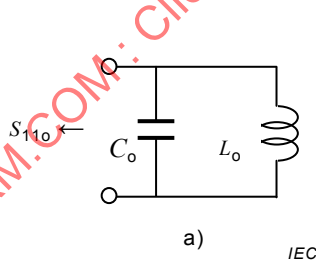


Figure 28a) with $\mu = 1$ under strong magnetic field parallel to r.f. magnetic field

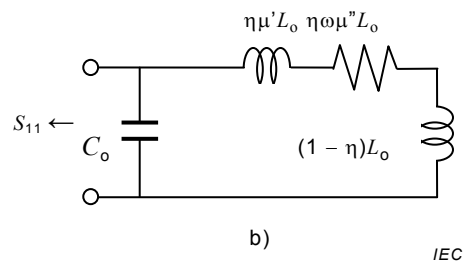


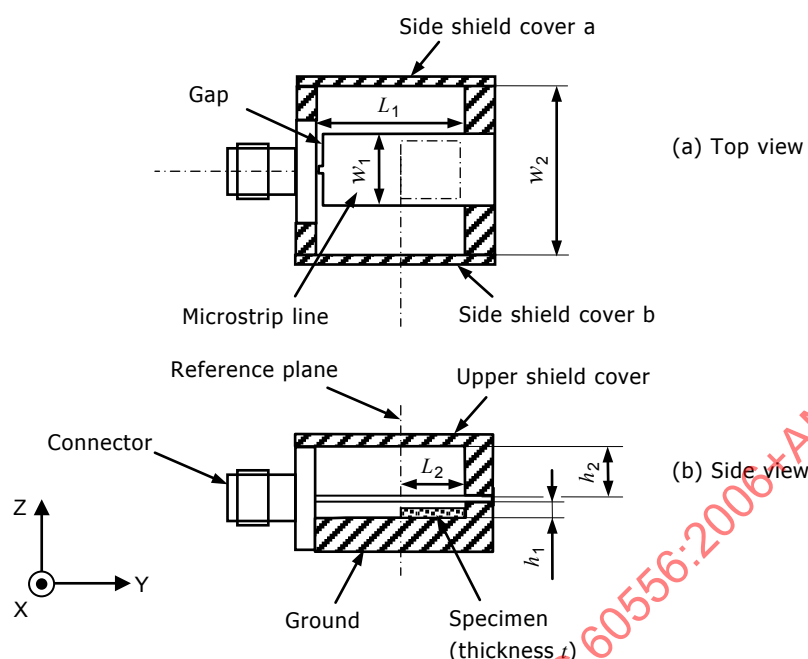
Figure 28b) with gyromagnetic resonance

Figure 28 – Equivalent circuits of short-circuited microstrip line

12.3.2.2 Test specimens and test fixtures

The structure of the all-shielded short-circuited microstrip line as test fixture is shown schematically in Figure 29. A disk shape or square slab specimen is set at the end of the short-circuited portion. To avoid disturbance from outside, the shielded covers are set up on the upper side and both sides of the test fixture. The impedance of the test fixture except the

short end should be made at $50 \Omega \pm 2 \Omega$ by adjusting the gap between the connector and the strip line. The typical dimensions of the test fixture are shown in Table 1.



NOTE The thickness of the strip line is 0,3 mm.

Figure 29 – Cross-sectional drawing of all-shielded shorted microstrip line with specimen

Table 1 – Typical dimensions of test fixture

h_1	w_1	h_2	gap	w_2	L_1	L_2
2,0	7,0	3,7	$0,35 \pm 0,15$	20	8	5
NOTE Dimensions in mm.						

The shapes of specimens are a disk or a square slab. The typical dimensions of specimens are shown in Table 2.

Table 2 – Specimen shape and typical dimensions

Disk	Diameter D $D \leq 5 \text{ mm } \phi$ up to 10 GHz	Quotient of diameter and thickness $t/D \leq 1/20$ (t = thickness)
Square slab	Side length $L_2 \leq 5 \text{ mm}$ up to 10 GHz	Quotient of side length and thickness $t/L_2 \leq 1/20$ (t = thickness)

12.3.2.3 Measuring apparatus

Figure 30 shows the block diagram of this measurement method. The test fixture with a specimen is located between pole pieces of permanent magnets or an electro magnet to generate gyromagnetic resonance. In case of a disk or square slab, in order to apply a static magnetic field in normal to plane, the test fixture and pole piece should be capable of rotating along two different axes which are orthogonal to each other. Under the constant static magnetic field, the absolute value and phase of the S_{11} parameter of the test fixture are measured by the sweeping frequency of the vector network analyzer (VNA).

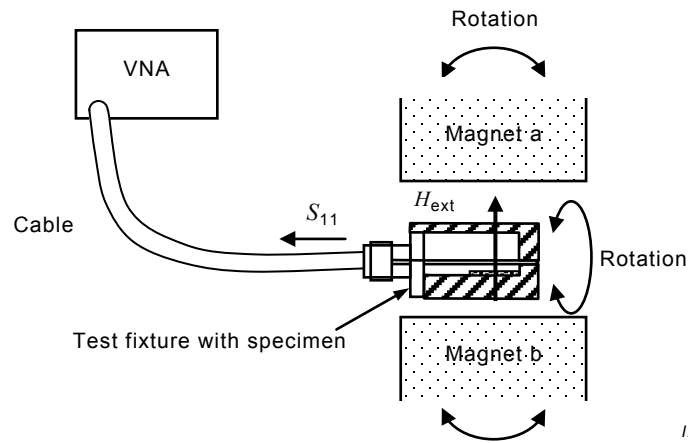


Figure 30 – Block diagram of measurement system

12.3.2.4 Measuring procedure

The measuring procedure is as follows:

- 1) The VNA is calibrated on the cable end using an “open”, “short”, and “load” jig.
- 2) The total sweeping frequency points are selected so as to get more than 10 points within the half linewidth Δf of the frequency defined below.
- 3) A specimen should be contacted and fixed on the corner of the short end and the ground.
- 4) To sustain the situation of $\mu = 1$, a static magnetic field H_{cal} larger than $3,2 \times 10^5$ A/m should be applied in parallel to the x -direction of the r. f. magnetic field.
- 5) The absolute value and phase of S_{110} are measured as shown in Equation (64).

$$S_{110} = G_o \exp(j\delta_o) \quad (64)$$

- 6) After removing H_{cal} , the static magnetic field H_{ext} is applied along the z -direction.
- 7) The gyromagnetic resonance curve is observed in S_{11} .
- 8) The direction of H_{ext} is adjusted to obtain the lowest resonant frequency, namely to be normal to the plane of the specimens, by rotating the test fixture and pole pieces individually.
- 9) The minimum value S_{11m} is measured at the resonant frequency. This value should be less than -1 dB.
- 10) Then the absolute value and phase of S_{11} are measured all over the frequency range as shown in Equation (65).

$$S_{11} = G \exp(j\delta) \quad (65)$$

12.3.2.5 Derivation of gyromagnetic resonance linewidth ΔH [21]

The derivation of gyromagnetic resonance linewidth is obtained as follows:

- 1) By dividing Equation (65) by Equation (64), E and F are defined as Equation (66).

$$S_{11}/S_{110} = G/G_o \exp\{j(\delta-\delta_o)\} = E + jF \quad (66)$$

- 2) Next, the calculations should be done.

$$C_{11} = y(E+1) + FX_c \quad (67)$$

$$C_{12} = X_c (E-1) - y F \quad (68)$$

$$C_{10} = y \{ y (1-E) - F X_c \} \quad (69)$$

$$C_{20} = y \{ X_c (1+E) - F y \} \quad (70)$$

where

y is a characteristic admittance, usually $y = 0,02 \text{ S}$.

$$X_c \text{ is defined by } X_c = \omega C_o - 1/\omega L_o \quad (71)$$

3) Also, the following calculations should be done.

$$A = \frac{C_{10}C_{11} - C_{20}C_{12}}{C_{11}^2 + C_{12}^2} \quad (72)$$

$$B = \frac{C_{10}C_{12} + C_{20}C_{11}}{C_{11}^2 + C_{12}^2} \quad (73)$$

4) The imaginary part $\eta\mu''L_o$ of the complex inductance is calculated.

$$\eta\mu''L_o = \frac{A}{\omega \{ A^2 + (B - \omega C_o)^2 \}} \quad (74)$$

5) The value of $\eta\mu''L_o$ is directly proportional to μ'' . With $\eta\mu''L_o$ being on the vertical axis and the frequency being on the horizontal axis, the resonance curve can be drawn as shown in Figure 31. In general, the curve is not always bilaterally symmetrical on the central frequency axis. The resonant frequency f_r of the main peak and two half line widths of Δf_l on the left and Δf_h on the right could be derived. However, the smaller value of Δf_l on the left side than of Δf_h on the right side is adopted as a correct half width Δf because the smaller one is considered to be less influenced by a higher magneto static mode. The method to derive Δf using the least square method is shown in 12.3.2.6.

6) The relaxation constant α is derived by the Equation (75) [22].

$$\alpha = \Delta f / f_r \quad (75)$$

7) The gyromagnetic resonance linewidth ΔH is derived through Equation (76) [23].

$$\Delta H = 4\pi\Delta f / (\mu_o \gamma_{\text{eff}}) \text{ (A/m)} \quad (76)$$

where

μ_o is the permeability of vacuum;

γ_{eff} is the effective gyromagnetic ratio.

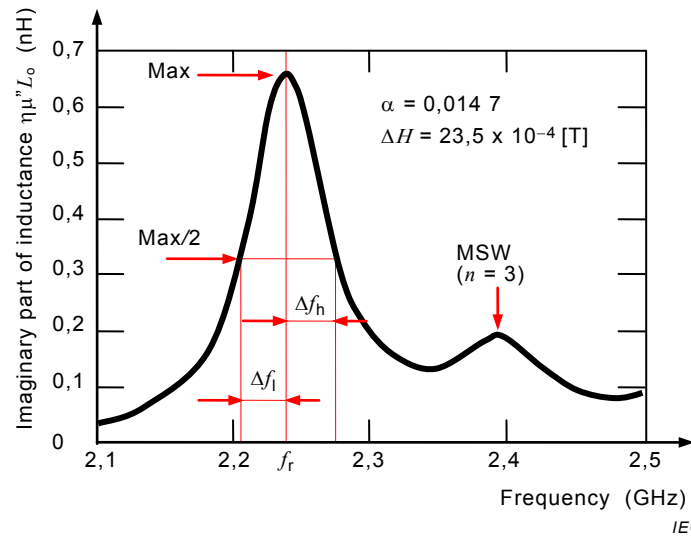


Figure 31 –Observed absorption curve of imaginary part $\eta\mu''L_0$ of inductance for a 5 mm square garnet specimen with 0,232 mm thickness and $M_s = 0,08$ T

NOTE If the amplitude and phase of S_{11} are measured with an accuracy of $\pm 0,02$ dB and $\pm 0,075^\circ$ respectively, the static magnetic field strength is measured with an accuracy of ± 1 %, and L_0 and C_0 are determined with an accuracy ± 10 %, the relative error of γ_{eff} becomes equal to ± 1 % and the relative error in the determination of ΔH becomes equal to ± 5 %, respectively.

12.3.2.6 The derivation of half line width Δf by the least square method

First, as an example, the measurement values $\eta\mu''L_0$ of about 10 pieces on the lower frequency side and of about 4 pieces on the higher frequency side including the maximum value of $(\eta\mu''L_0)_{\text{max}}$ are gathered. Next, the inverse value of $(\eta\mu''L_0)_{\text{max}}$ is denoted as $a(0)$ and the inverse values of $\eta\mu''L_0(i)$ on both sides are denoted as $a(-10)$, $a(-9)$, ... $a(-1)$, $a(1)$, $a(2)$, and $a(3)$. The corresponding frequencies are $f(0)$, $f(-10)$, $f(-9)$, ... $f(-1)$, $f(1)$, $f(2)$, and $f(3)$ respectively, where the lowest frequency is $f(-10)$. Then the new frequency sets of $F(i) = f(i) - f(-10)$ are introduced. The value of $a(i)$ obeys the parabolic relation as in Equation (77) because $\eta\mu''L_0(i)$ has Lorentzian characteristics.

$$y(i) = P F(i)^2 + Q F(i) + R \quad (77)$$

where P , Q , and R are the coefficients which should be determined by the least square method. The error function of E^2 is defined as follows:

$$E^2 = \sum \{y(i) - a(i)\}^2 = \sum \{P F(i)^2 + Q F(i) + R - a(i)\}^2 \quad (i = -10, -9, \dots, 0, 1, 2, 3) \quad (78)$$

The partial differentiations are performed regarding P , Q , and R to minimize E^2 .

Eventually, the coefficients of P , Q , and R could be determined by the next equations.

$$P = D_P / D, Q = D_Q / D, R = D_R / D \quad (79)$$

where

$$D = \begin{vmatrix} X_4 & X_3 & X_2 \\ X_3 & X_2 & X_1 \\ X_2 & X_1 & n \end{vmatrix} \quad D_P = \begin{vmatrix} X_2 A & X_3 & X_2 \\ X_1 A & X_2 & X_1 \\ A & X_1 & n \end{vmatrix} \quad D_Q = \begin{vmatrix} X_4 & X_2 A & X_2 \\ X_3 & X_1 A & X_1 \\ X_2 & A & n \end{vmatrix} \quad D_R = \begin{vmatrix} X_4 & X_3 & X_2 A \\ X_3 & X_2 & X_1 A \\ X_2 & X_1 & A \end{vmatrix} \quad (80)$$

where

$$X_4 = \sum F(i)^4, X_3 = \sum F(i)^3, X_2 = \sum F(i)^2, X_1 = \sum F(i), n = \sum F(i)^0 \quad (81)$$

$$X_2 A = \sum F(i)^2 a(i), X_1 A = \sum F(i) a(i), A = \sum a(i) \quad (82)$$

where n is the total number of the data. In this example $n = 14$.

As a result, the resonance frequency f_r is given by the Equation (83).

$$f_r = -Q / (2P) + f(-10) \quad (83)$$

The half line width Δf is also given by the Equation (84).

$$\Delta f = \frac{\sqrt{4PR - Q^2}}{P} \quad (84)$$

12.3.2.7 Calculation of effective gyromagnetic ratio γ_{eff}

The value of γ_{eff} could be derived through the next procedure.

- 1) By changing an applied magnetic field from H_1 to H_2 , the resonant frequency f_{r1} and f_{r2} can be measured correspondingly.
- 2) The effective gyromagnetic ratio γ_{eff} is derived by Equation (85).

$$\gamma_{\text{eff}} = \frac{2\pi(f_{r1} - f_{r2})}{\mu_0(H_1 - H_2)} (T^{-1}s^{-1}) \quad (85)$$

where

the frequency difference $(f_{r1} - f_{r2})$ should be larger than 600 MHz.

12.3.2.8 Calculations of fixture constant L_0 and C_0

The equivalent circuit seeing a specimen with $\mu = 1$ from the reference plane is assumed to be a parallel circuit with L_0 and C_0 as shown in Figure 32.

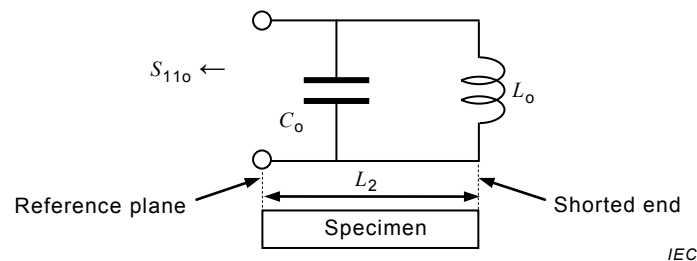


Figure 32 – Assumed equivalent circuit of the test fixture

If the test fixture impedance is designed to be 50Ω except the short end and the effect of the loading sample with $\mu = 1$ is negligible, the fixture constants of L_0 and C_0 are calculated as follows:

$$L_0 = L L_2 (H) \quad (86)$$

$$C_o = 0,38 C L_2 (F) \quad (87)$$

where

L_2 is the length of the sample, and $L = 166,9$ nH/m and $C = 66,67$ pF/m [24] are the inductance and the capacitance per unit length of the 50Ω transmission line. The factor of 0,38 in Equation (87) was determined to minimize the lumped element model error in the wide measurement frequency range up to 10 GHz.

Table 3 shows the calculated fixture constants for 5 mm long specimens.

Table 3 – The fixture constants for 5 mm long specimens

Length of specimen	L_o	C_o
mm	nH	pF
5	0,834	0,127

12.3.3 Transmission method

12.3.3.1 Theory

A method recommended for the evaluation of ΔH and γ_{eff} at an arbitrary frequency is based on the measurement of the off-diagonal element of relative tensor permeability, κ , through a signal transmission [25]. A test fixture model used in this measurement is shown in Figure 33. The test fixture is constructed by two tri-plate lines stacked at right angle and a common ground plane between them with a coupling hole at the cross point of the two lines. One line used to apply an r.f. magnetic field to a specimen is terminated by a matched load to generate a uniform r. f. magnetic field. The other line used to detect a signal from the specimen is grounded at the edge of the coupling hole to avoid an error caused by leakage of an electric field from the coupling hole. A grid parallel to the driving r. f. magnetic field is provided in the coupling hole for further suppression of the electric field leakage.

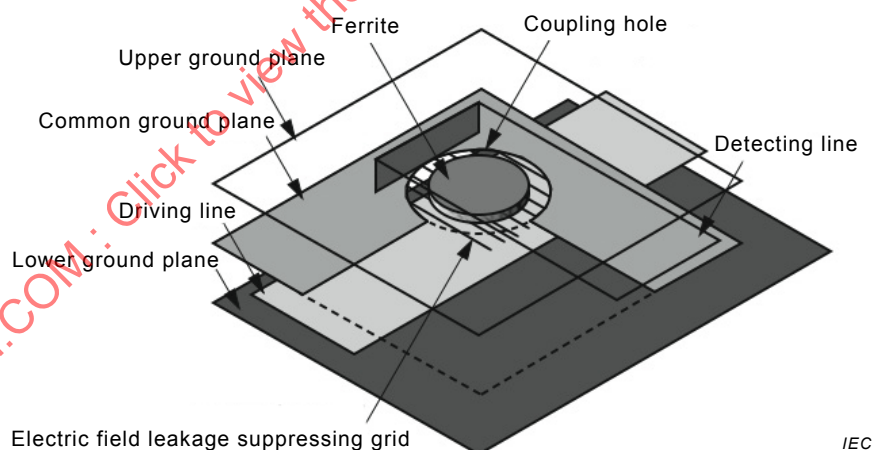


Figure 33 – Structure of test fixture to measure resonance linewidth by transmission

A ferrite specimen is positioned on the electric field leakage suppressor grid, facing the detecting line. A magneto-static field orthogonal to the driving r. f. magnetic field is applied to generate a precession of the electron spin in the ferrite and a gyromagnetic resonance. The spin precession induces a signal in the detecting line. These relationships are shown in Figure 34.

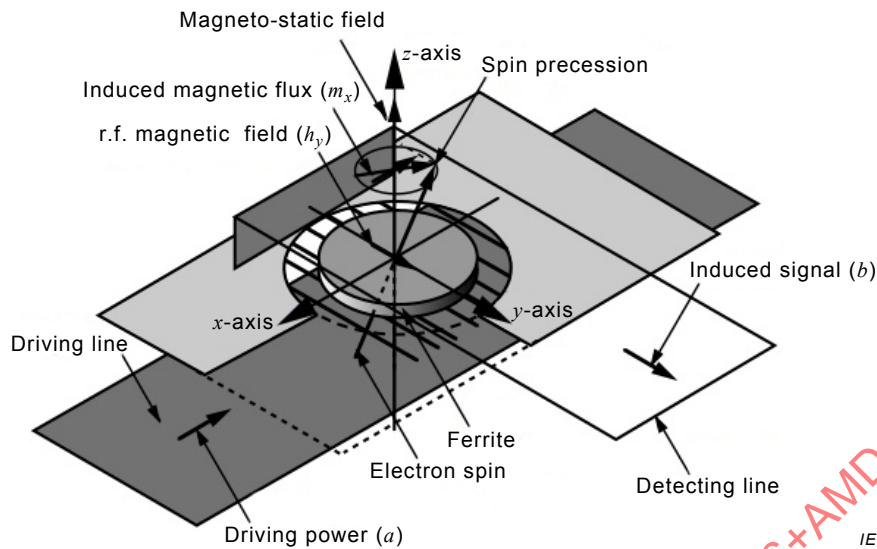


Figure 34 – Model to measure resonance linewidth by transmission

Through the precession of the electron spin, the application of the magneto-static field to the test fixture results in a coupling between the driving and the detecting lines as shown in Equation (88) [25].

$$C = C_0 + 20 \log(|\kappa|) \quad (88)$$

where

C_0 is the coupling coefficient in dB defined by the diameter wavelength ratio of the hole;

κ is the off-diagonal element of relative tensor permeability of the ferrite specimen in the coupling hole.

Equation (88) shows that the signal intensity obtained from the test fixture is proportional to the absolute value of the off-diagonal element in the relative tensor permeability, κ , of the magnetized ferrite. The resonance is defined by the magneto-static field strength and the frequency to maximize the transmitted power, and the relationship between the resonance frequency and the internal magnetic field of the specimen is written as shown in Equation (89).

$$f_r = \frac{\gamma_{\text{eff}} H_i}{2\pi} \quad (89)$$

where

f_r is the resonance frequency;

γ_{eff} is the effective gyromagnetic ratio;

H_i is the internal magnetic field of the specimen.

The linewidth in the frequency, Δf , is defined as the difference between the two frequencies f_1 and f_2 at which the transmitted power by the ferrite material is one-half the maximum transmission as shown below.

$$\Delta f = |f_1 - f_2| \quad (90)$$

The line broadening by the external load is included in the linewidth. The broadening is adjusted from the maximum value of the transmission as described in 12.3.3.5. The linewidth described in the frequency is converted to the conventional linewidth in the magnetic field

strength by using the gyromagnetic ratio, γ_{eff} . γ_{eff} is a constant to define the resonance frequency from the internal magnetic field as shown in Equations (26) and (27) in Clause 6. Considering that γ_{eff} is independent from the shape of the specimen, it is calculated by two resonance conditions as shown in Equation (91).

$$\gamma_{\text{eff}} = \frac{2\pi(f_{r1} - f_{r2})}{H_{r1} - H_{r2}} \quad (91)$$

where

f_{r1} and f_{r2} are the first and the second resonance frequencies, respectively;

H_{r1} and H_{r2} are the magnetic field strengths corresponding to the resonance, respectively.

The obtained linewidth in the frequency, Δf , is converted to the conventional linewidth in the magnetic field strength, ΔH , using γ_{eff} . The details of the conversion are shown in 12.3.3.5 as well.

12.3.3.2 Test specimens and test fixtures

The test specimens for this method may be either spherical or disc-shaped. The specimen dimension shall be small compared with the wavelength in the specimen. The spherical specimen resonates at a lower magnetic field than the disc-shaped specimen. However, the linewidth broadening due to the insufficient saturation magnetization of the specimen and spin wave loss as referred to in Clause 6 will be observed in the spherical specimen. For disc specimens, the quotient of the diameter and the thickness shall exceed 15. Although the magnetic field should be increased, the ambiguities of the linewidth appearing in the spherical specimen become less so in the disc-shaped specimen shaped as described above. For specimens with a relatively narrow linewidth, the measurement result depends strongly on the surface state of the specimen. It is recommended to finish the surface of the specimen by referring to 6.4.

By way of an example, Figure 35 illustrates the whole structure of a test fixture to evaluate the resonance linewidth for 1 GHz to 10 GHz by transmission.

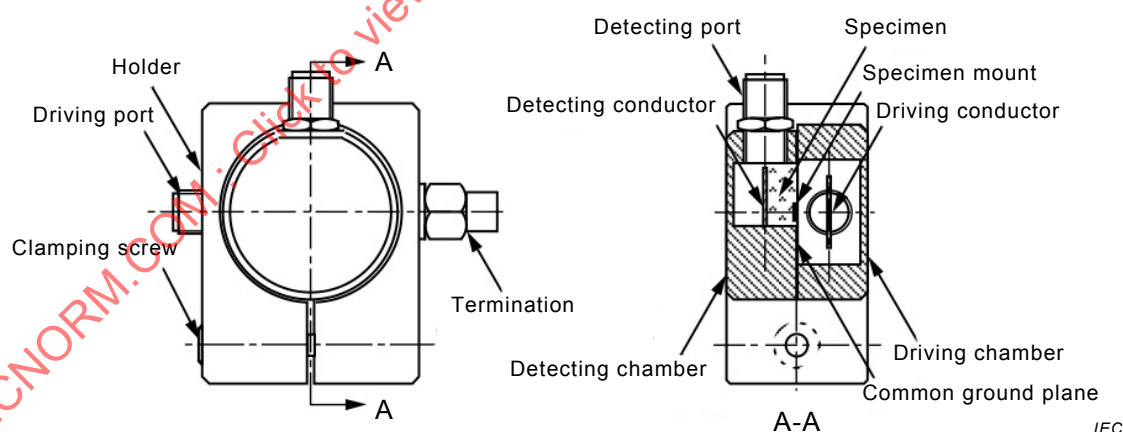


Figure 35 – Test fixture for measurement of resonance linewidth by transmission

The test fixture is constructed with a driving chamber, a detecting chamber, a ground plane with a coupling hole and a mount to maintain the transmission between them at a minimum when the magnetic field is not applied. The transmission with no magnetic field is called the isolation of the test fixture. A specimen is glued on a sample mount put in the detecting line to be positioned at the centre of the coupling hole.

The characteristic impedance of the test fixture should be the same as the impedance of the network analyzer, 50 Ω . It is favourable to adjust to 50 $\Omega \pm 2,5 \Omega$ for the transmission line of

the test fixture. The characteristic impedance of a transition from a connector to a transmission line should favourably be adjusted to $50 \Omega \pm 5 \Omega$. The error caused by a long line effect which appears in the cable connecting with the test fixture and the measuring equipment will be reduced by decreasing the standing wave in the cable. For accurate results, it is essential to adjust the isolation of 35 dB or more between the input and output ports of the test fixture when a specimen is installed and no magnetic field is applied. An example of the driving chamber, the detecting chamber and the coupling hole providing the electric field leakage suppressor grid is shown in Figure 36. It was confirmed that the requirements described above were satisfied when the test fixture is assembled as shown in Figure 35. A specimen mount is a styrene foam block which would be expendable.

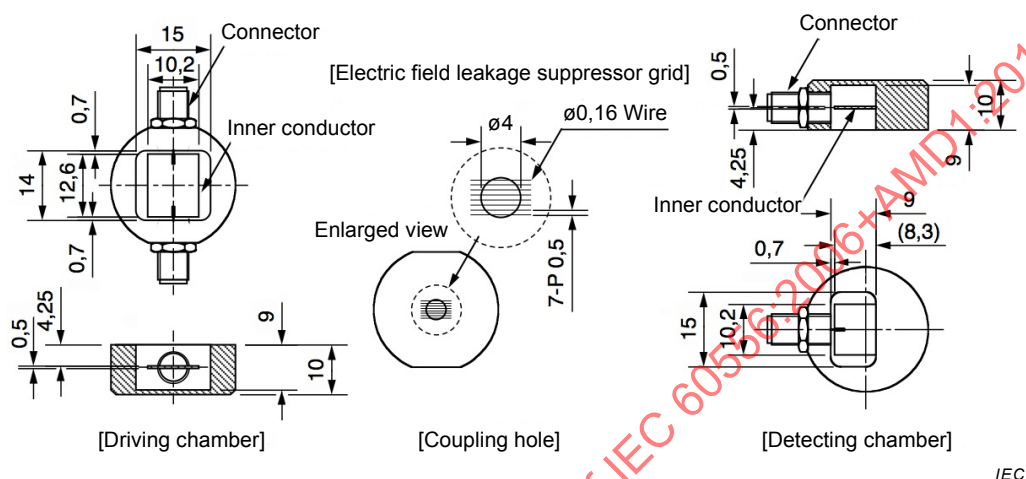


Figure 36 – Example of a test fixture (tolerance: Class f)

The measured linewidth includes a line broadening caused by the external load and this should be adjusted. The adjustment described in Equation (101) is made to obtain a loose coupling between the load and the specimen. It is favourable to adjust the maximum transmission coefficient of the test fixture to lower than -25 dB from the reference level excluding the attenuation by the pad. On the other hand, a small resonance peak will be modulated by a signal leaked directly from the input line. The resonance peak higher than 25 dB from the background signal level will improve the accuracy of the evaluation. The two requirements for the transmission described above will be satisfied by adjusting the volume of the specimen. Considering the favourable conditions described above, the maximum size of the sample diameter will be 80 % of the coupling hole diameter. The quotient of the diameter and the thickness shall exceed 15.

12.3.3.3 Measuring apparatus

A block diagram of the equipment required for the measurement is shown in Figure 37.

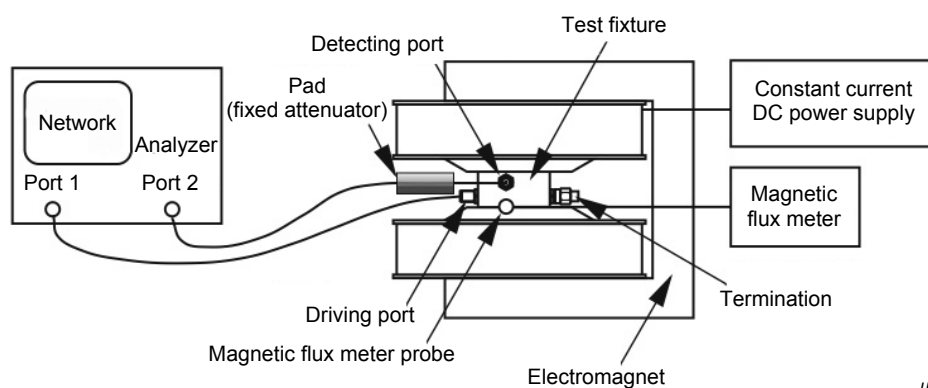


Figure 37 – Block diagram of the equipment for measuring the resonance linewidth

RF power from the driving channel of a network analyzer is fed to the driving port of the test fixture, and the output power from the detecting port of the test fixture is sent to the receiving channel of the network analyzer through a pad. A magneto-static field perpendicular to the r. f. magnetic field is applied to the specimen. To obtain a favourable stability in the measurement, a stabilized constant current power supply is recommended for the power source. A detecting probe of the magnetic flux meter shall be positioned between the test fixture and the pole piece.

The accuracy of the half power linewidth evaluation in the frequency domain is influenced by standing waves in the cables of the measuring apparatus called a long line effect. Insertion of the pad of 10 dB or more at the detecting port of the test fixture is recommended to reduce the error caused by the long line effect. In the same way, the length of the cables between the network analyzer and the test fixture should be made as short as possible.

12.3.3.4 Measuring procedure

The accuracy of digitalized measuring equipment is very high but sometimes the function of the digitalized frequency synthesizer makes it difficult to adjust the frequency to the half power points accurately. The measuring procedures in 12.3.3.4 are based on a method to obtain the accurate half power points using numerical analysis. Theoretical details of this analysis are shown in 12.3.3.5. When the measuring frequency range is new, the calibration of the measuring apparatus without the test fixture should be made at first. It is supposed that the network analyzer provides marker functions to show the frequency and the signal level of the marker position and to search the maximum of the trace on the display as well. The calibration procedure will be made as shown below.

- 1) Take off the two cables and pad shown in Figure 37 from the test fixture.
- 2) Connect the two cables including the pads with a jack-to-jack adapter.
- 3) Move the marker to the frequency at which the resonance will be measured, f_{1r} .
- 4) Record S_{21} at the frequency f_{1r} as the reference signal level, A_{1r} .

If the flatness of the signal level is less than ± 1 dB within the expected frequency range of the linewidth, the reference level could be represented by the value at the centre of the measuring frequency. The flatness of the reference level larger than ± 1 dB suggests some loose connections in the cable caused by the poor flatness. The recovery of the flatness would be made by checking the cable connection.

The linewidth measurement starts from here and this will be carried out by the steps shown below. The measurement shall be made for two frequencies to obtain the accurate value of

γ_{eff} .

Prior to the linewidth measurement, the isolation of the test fixture with the specimen should be maximized. The procedures are shown from step 5) to step 8). The procedures to measure the linewidth are described from step 10) to step 13).

- 5) Position a specimen at the centre of the coupling hole. This positioning will be accomplished by pasting the specimen to the corresponding position on the specimen stage facing the coupling hole.
- 6) Take off the jack-to-jack adapter from the cable and substitute the test fixture between the cables after the reference level measurement. The pad should be installed at the output port of the test fixture.
- 7) Loosen the clamping screw and change the angle of the driving chamber and the detecting chamber until the transmission between two ports becomes minimum. Usually the transmission will be smaller than -80 dB.
- 8) Tighten the clamping screw of the mount.
- 9) Set up the test fixture carefully in the gap of the pole pieces of the electromagnet to make the two centres of the specimen and the pole pieces coincide with each other.
- 10) Apply the magnetic field and adjust so that the maximum of the transmission comes to the frequency at which the reference level was taken.
- 11) Search the accurate frequency of the maximum transmission using the search function of the marker and record the frequency and the amplitude as f_{12} and A_{12} , respectively.
- 12) Move the marker to the lower frequency and adjust the amplitude at 3 dB lower from A_{12} . Read and record the frequency and the signal level as f_{11} and A_{11} , respectively.
- 13) Move the marker to the higher frequency side from the peak and adjust the amplitude at 3 dB lower from A_{12} . Read and record the values as f_{13} and A_{13} , respectively.

The whole procedures described above are shown in Figure 38.

Although the adjustment of the marker may be coarse, the recording of the data shall be accurate. Repeat the procedure from step 10) to step 13) for the measurement of the other frequency as A_{2i} and f_{2i} . It is favourable to select the frequency more than 300 MHz apart from the former measurement to obtain an accurate γ_{eff} .

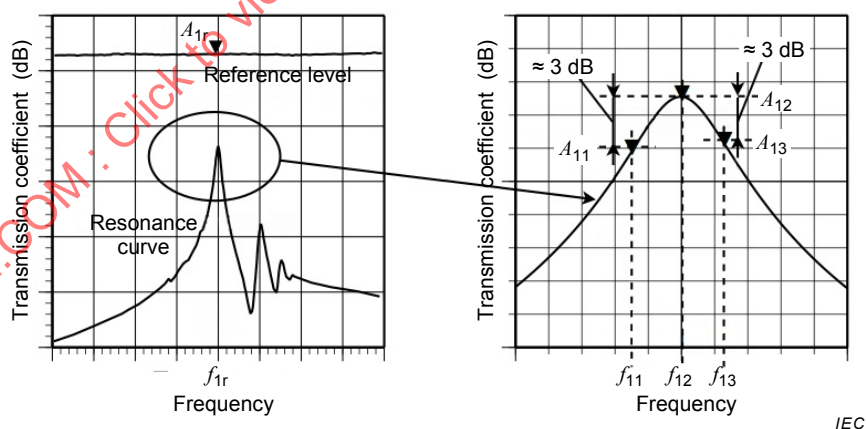


Figure 38 – Measurement procedures

12.3.3.5 Calculation

The gyromagnetic linewidth is defined as the difference between the two frequencies at which the transmission level becomes 3 dB lower than the maximum transmission, and the resonance frequency is given as the average of the two frequencies. A method to decide the resonance curve accurately by numerical analysis is described in 12.3.3.5. This method will fully bring the features of the digitalized measuring equipment.

Equation (88) means that the transmitted power from the test fixture is proportional to $|\kappa|^2$ and this is written by Equation (92).

$$|\kappa|^2 = \frac{(2\pi\mu_0 f M_s / \gamma)^2}{(H_i^2 - 4\pi^2 f^2 / \gamma^2)^2 + (2\pi\Delta f / \gamma)^2 H_i^2} \quad (92)$$

where

H_i is the internal magnetic field strength of the specimen;

f is the frequency of the driving r. f. magnetic field;

M_s is the saturation magnetization of the specimen;

Δf is the half-power linewidth;

γ is the gyromagnetic ratio.

When $x = H_i - 2\pi f / \gamma$ and the relationship $|x| \ll 2\pi f / \gamma$ are confirmed at the frequency close to the resonance, Equation (92) is rewritten as follows:

$$|\kappa|^2 = \frac{(\mu_0 M_s)^2}{4(H_i - 2\pi f / \gamma)^2 + (2\pi\Delta f / \gamma)^2} = \frac{(\mu_0 M_s)^2}{4x^2 + (2\pi\Delta f / \gamma)^2} \quad (93)$$

This means that $|\kappa|^2$ is expressed by a Lorentzian function when the frequency change is small enough compared to the resonance frequency. The linewidth will be given by solving the equation after the acquired data are adapted to a Lorentzian function. However, this cannot be solved analytically because the Lorentzian function is a fractional function. As the inverse of the Lorentzian function is parabolic, the inverse of the acquired data is reduced to a parabolic equation in terms of the frequency as shown below and can be solved analytically.

$$I_i = \frac{1}{P_i} = af_i^2 + bf_i + c \quad (94)$$

where

P_i is the i^{th} acquired power;

f_i is the i^{th} frequency.

The half-power points of the resonance curve correspond to the points twice the minimum value of Equation (94). The equation to be solved is defined as shown in Equation (95).

$$af^2 + bf + c \equiv a\left(f + \frac{b}{2a}\right)^2 + c - \frac{b^2}{4a} = 2\left(c - \frac{b^2}{4a}\right) \quad (95)$$

This equation has two solutions $f = (-b \pm \sqrt{4ac - b^2}) / 2a$. The resonance frequency is given by the average of the two, and the linewidth in the frequency is given by the difference of the two.

The procedure to obtain the parabola will be carried out as follows. Firstly, the measured signal amplitudes in dB around the resonance, A_i , are converted to the linear scale and the inversed power of the resonance is calculated by using the reference signal level, A_r .

$$I_i = 10^{(A_r - A_i)/10} \quad (96)$$

Four determinants shown below are calculated from the values given by Equation (96).

$$D = \begin{vmatrix} (f_1 - f_2)^2 & (f_1 - f_2) & 1 \\ 0 & 0 & 1 \\ (f_3 - f_2)^2 & (f_3 - f_2) & 1 \end{vmatrix}, D_a = \begin{vmatrix} I_1 & f_1 - f_2 & 1 \\ I_2 & 0 & 1 \\ I_3 & f_3 - f_2 & 1 \end{vmatrix}, D_b = \begin{vmatrix} (f_1 - f_2)^2 & I_1 & 1 \\ 0 & I_2 & 1 \\ (f_3 - f_2)^2 & I_3 & 1 \end{vmatrix} \text{ and } D_c = \begin{vmatrix} (f_1 - f_2)^2 & (f_1 - f_2) & I_1 \\ 0 & 0 & I_2 \\ (f_3 - f_2)^2 & (f_3 - f_2) & I_3 \end{vmatrix} \quad (97)$$

where

f_i is the frequency of the output power at the i^{th} measurement;

I_i is the inverse of the output power at the i^{th} measurement.

In this procedure, the frequencies were converted to the shifted frequencies from the resonance frequency to avoid rounding errors caused by the product of the values with high figures. The coefficients of the parabolic equation to be obtained are written as shown in Equation (98) using the determinants of Equation (97).

$$a = \frac{D_a}{D}, b = \frac{D_b}{D} \text{ and } c = \frac{D_c}{D} \quad (98)$$

The procedures to obtain the resonance linewidth described above are illustrated in Figure 39.

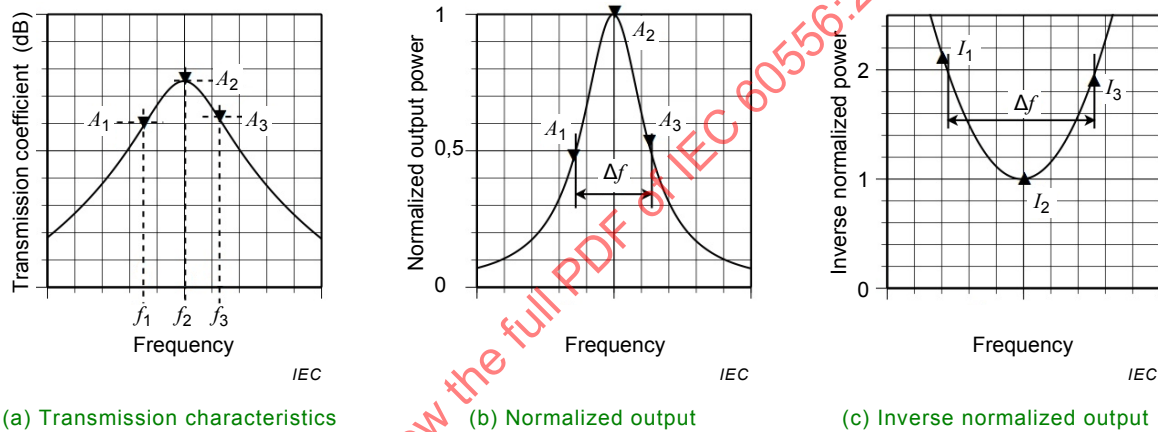


Figure 39 – Steps to obtain resonance linewidth by numerical analysis

The resonance frequency, f_r , and the loaded linewidth in the frequency, Δf_l , are given as shown in Equations (99) and (100). The frequency shift to avoid the rounding error is recovered in this equation.

$$f_r = f_2 - \frac{b}{2a} \quad (99)$$

$$\Delta f_l = \frac{\sqrt{4ac - b^2}}{a} \quad (100)$$

The obtained resonance linewidth in the frequency is a linewidth including the linewidth broadening caused by the external loads and this should be adjusted as shown in Equation (101) [26].

$$\Delta f_u = (1 - \sqrt{I_2}) \Delta f_l \quad (101)$$

The effective gyromagnetic ratio is calculated to convert the resonance linewidth in the frequency to that in the magnetic field strength, and the coefficient is written as shown in Equation (102) if the measuring frequencies are two. The suffixes 1 and 2 of the resonance frequency, f_{ri} , and the magnetic flux density, B_i , mean the order of measurement.

$$\gamma_{\text{eff}} = 2\pi \frac{f_{r2}(\text{MHz}) - f_{r1}(\text{MHz})}{795,8[B_2(\text{mT}) - B_1(\text{mT})]} \quad (102)$$

Finally, the resonance linewidth in the magnetic field strength is given by Equation (103).

$$\Delta H = \frac{2\pi A f_U}{\gamma_{\text{eff}}} \quad (103)$$

NOTE If the frequencies are measured with the accuracy of 10^{-9} , the amplitudes with the accuracy of 0,01 dB and the magnetic field strengths with the accuracy of ± 1 %, the relative errors in the determination of ΔF and γ_{eff} become ± 1 % for both. The error caused by the leakage of the electric field from the coupling hole has been lower than ± 3 % if the isolation is higher than 35 dB. Finally, the overall accuracy of the ΔH evaluation becomes ± 5 %. It has been confirmed that the difference between the results measured by the method described in Clause 6 and this method was less than 1,5 %.

12.3.3.6 Data presentation

The data sheet shall be presented so as to conform with the requirements of IEC 60392. The measurement frequency shall be declared: this may be done by using a subscript for the measuring frequency in gigahertz, i.e. ΔH_{10} (if measured at 10 GHz). Information on the shape and size of the specimen (spherical or disc-shaped, dimensions) is desirable, and its unique identity shall be given.

Annex A (informative)

Method to calculate the linewidth using a spreadsheet software program

A.1 General

An example of calculation using a spreadsheet software is shown here to save the labour of calculation. The theoretical details of this method have been described in 12.2.3.5 already.

A.2 Object

A sheet to calculate the linewidth should be prepared at first by referring to the procedure shown below. Copy the source code shown on the next page and paste it to an appropriate text editor with an appropriate title at first. The calculating sheet is given by importing the source code file into a spreadsheet software program following the procedure shown below. This source code file is written in CSV (comma-separated value) format. An example shown in Table A.1 would be able to help for carrying out this procedure.

A.3 Calculating procedure

The calculation and the measurement will be made simultaneously when a personal computer installing the spreadsheet software is prepared. This instruction is described by supposing that the computer is provided with the network analyzer. The measurement and the calculation procedures will be carried out as follows.

- 1) Enter the reference level at the centre frequency into the required cells as A_{1r} .
- 2) Enter the magnetic flux density, B_{11} , into the required cell, after the magnetic field was adjusted to maximize the transmission at the frequency at which the reference level was taken.
- 3) Enter the data into the array [Data 12] at first. The frequency and the signal level of the maximum transmission are searched using the maximum searching function of the network analyzer. The marker values are entered into the cell [Frq.] in MHz and into the cell [S_{21}] in dB as f_{12} and A_{12} , respectively. f_{12} will appear at the frequency cell at which the reference level was taken.
- 4) Power in the linear scale, P_{12} , will appear in the right cell of A_{12} .
- 5) When A_{12} is entered, the target values of the signal level to be measured will appear at the column [Target].
- 6) Adjust the marker to the half-power point of the lower frequency referring to the target value of A_{11} and enter the values in the array [Data 11] in the same way as described in 3).
- 7) The same procedure will be repeated to enter f_{13} and A_{13} to the array [Data 13].
- 8) Frequency shifts from the centre frequency, f_{1i} to f_{12} , in MHz and the inverses of power, I_{1i} , will appear in the [Frq_shift] and [Inv_power] columns after these values have been entered.
- 9) Four determinants and the coefficients to calculate the equation $I_i = af_{1i}^2 + bf_{1i} + c$ will appear in the right two columns successively.
- 10) The resonance frequency and the resonance linewidth in the frequency appear finally. The resonance linewidth broadening caused by the external load is adjusted by this calculation procedure in this cell.
- 11) Repeat the process shown above for the next frequencies f_{22} , f_{21} and f_{23} .

12) The effective- $\gamma/2\pi$ and the resonance linewidth in the magnetic field strength for the two frequencies are displayed after the data input of the next frequencies are completed.

Two linewidths will be described in terms of the magnetic field strength, A/m, and the magnetic flux density, mT, as a result. The readout using the flux density is one order smaller than the value described in Oe. The conversion to the linewidth in Oe, currently used, will become easier with this representation.

The source code for a spreadsheet software program is as follows:

```
Data,B [mT],Freq. [MHz],S21 [dB],Target [dB],Power,Frq_shift,Inv_power,D Da b & c,a b and c
11,,, = D3-3, = EXP(LN(10)*(D2-D5)/10), = C2-C3, = F3/F2, = G2*G4*G4-G2*G2*G4, = I3/I2
12, = B2,,, = D3, = EXP(LN(10)*(D3-D5)/10), = C3-C3, = F3/F3, = H3*G4+H4*G2-H3*G2-H2*G4, = I4/I2
13, = B2,,, = D3-3, = EXP(LN(10)*(D4-D5)/10), = C4-C3, = F3/F4, = G2*G2*H3+G4*G4*H2-G4*G4*H3-
G2*G2*H4, = I5/I2
,Ref_Level, = C3,,, = EXP(LN(10)*D5/10),,,, = G2*H3*G4*G4-G4*H3*G2*G2
,
Data,B [mT],Freq. [MHz],S21 [dB],Target [dB],Power,Frq_shift,Inv_power,D Da b & c,a b and c
21,,, = D9-3, = EXP(LN(10)*(D8-D11)/10), = C8-C9, = F9/F8, = G8*G10*G10-G8*G8*G10, = I9/I8
22, = B8,,, = D9, = EXP(LN(10)*(D9-D11)/10), = C9-C9, = F9/F9, = G10*H9+G8*G10-G8*H9-G10*H8, = I10/I8
23, = B8,,, = D9-3, = EXP(LN(10)*(D10-D11)/10), = C10-C9, = F9/F10, = G8*G8*H9+G10*G10*H8-G10*G10*H9-
G8*G8*H10, = I11/I8
,Ref_Level, = C9,,, = EXP(LN(10)*D11/10),,,, = G8*H9*G10*G10-G10*H9*G8*G8
,
,B [mT],Res_frq [MHz],Delta_f [MHz],Gam'a/2pi,Delta_H [A/m],Delta_B [mT]
, = B2, = C3-J3/(2*J2), = (1-SQRT(F9/F5))*SQRT(4*J2*J4-J3*J3)/J2, = (C15-C14)/(B15-
B14)/795,8, = D14/E14, = F14/795,8
, = B8, = C9+J9/(2*J8), = (1-SQRT(F9/F11))*SQRT(4*J2*J4-J3*J3)/J2,[MHz/A/m], = D15/E14, = F15/795,8
```

Table A.1 gives an example of the linewidth calculation using a spreadsheet software program.

Table A.1 – Example of the linewidth calculation using a spreadsheet software program

Data	B [mT]	Freq. [MHz]	S21 [dB]	Target [dB]	Power	Frq_shift	Inv_power	D, Da,b &c	a,b and c
11	416,1	8 969	-49,89843	-49,87695	0,000111648	-32	2,005155233	-56 608	0,001066946
12	416,1	9 001	-46,87695	-46,87695	0,000223872	0	1	-60,3976738	0,002731168
13	416,1	9 030	-49,83593	-49,87695	0,000113267	29	1,976505376	-154,6059544	1
	Ref_Level	9 001	-10,37695		0,091686417			-56 608	

Data	B [mT]	Freq. [MHz]	S21 [dB]	Target [dB]	Power	Frq_shift	Inv_power	D, Da,b &c	a,b and c
21	423,4	9 170,5	-49,75293	-49,67285	0,00011496	-30	2,032394449	-51 330	0,016947973
22	423,4	9 200,5	-46,67285	-46,67285	0,000233644	0	1	-869,939439	0,000883459
23	423,4	9 229,5	-49,71582	-49,67285	0,000115947	29	2,015101842	-45,34792642	1
	Ref_Level	9 200,5	-10,3584		0,092078874			-51 330	

B [mT]	Res_frq [MHz]	Delta_f [MHz]	Gam'a/2PI	Delta_H [A/m]	Delta_B [mT]
416,1	8 999,7	58,08	0,034565028	1 680,3	2,11
423,4	9 200,5	58,09	[MHz/A/m]	1 680,6	2,11

Bibliography

- [1] SMITH, D. O. *Rev. Sci. Instr.*, 27, 261, 1956.
- [2] DWIGHT, K., MENYUK, N. and SMITH, D. O. *J. Appl. Phys.*, 29, 491, 1958.
- [3] CASE, W. E. and HARRINGTON, R. D. *J. Res. NBS.*, 70C, 255, 1966.
- [4] FREDERICK, N. *Proc. IRE.*, 49, 1499, 1961.
- [5] FONER, S. *Rev. Sci. Instr.*, 30, 548, 1959.
- [6] SPARKS, M. *Ferromagnetic Relaxation Theory*, McGraw Hill, 1964.
- [7] PATTON, C. E. and GREEN, J. J. *Rev. Sci. Instr.*, 42, No. 2, pp. 193-195, Feb. 1971.
- [8] PATTON, C. E. *A Review of MW-Relaxation in Polycrystalline Ferrites*, IEEE Trans. Magn. 8, 1972.
- [9] VREHEN, Q. H. F. *Journal of Applied Physics*, Vol. 40, No. 4, 15 March 1969.
- [10] VALLANTIN, B. et al. *Proceedings of the EMC*, 1973.
- [11] COURTOIS, L. LEMAIRE, B. *CR Acad. Sc.*, 256, April 1963.
- [12] PATTON, C. E. *Physical Review*, Vol. 1, No. 2, 10 March 1969.
- [13] SCHANDA, *Archiv der Elektr. Übertragung*, 20, 501, 1966.
- [14] MONTGOMERY, [Editor] *Technique of Microwave Measurements*, New York, 1947.
- [15] BRONWELL and BEAM *Theory and Application of Microwaves*, New York, 1947.
- [16] BETHE and VERWEEL *IEEE Trans. on Magnetism*, Vol. MAG-5, 474, 1969.
- [17] ESTIN and BUSSEY *IRE Trans. MTT-8*, 650, 1960.
- [18] HERMOSIN, A. [these]: Contribution à l'étude de la mesure des caractéristiques diélectriques à 9 GHz, Université de Paris, 1970.
- [19] KAYE, G. W. C. and LABY, P. H. [Longmans, 13th edition]: *Tables of Physical and Chemical Constants and some Mathematical Functions*.
- [20] I. Bady: "Measurement of Linewidth of Single Crystal Ferrites by Monitoring the Reflected Wave in Short-Circuited Transmission Line", *IEEE Trans. Magn. MAG-3*, No.3, 521-526 (1967)
- [21] S. Takeda and H. Suzuki: "Wideband Measurement System of $\Delta H\omega$ using All Shielded Shorted Microstrip Line", *J. Magn. Soc. Jpn.*, 33, 171-174 (2009)
- [22] B. Lax and K. J. Button: "Microwave Ferrites and Ferrimagnetics", McGraw-Hill Co. Inc. 1962 p.153
- [23] *ibid*; p.169

- [24] D. M. Pozar, "Microwave Engineering" John Wiley & Sons, Inc. p 62, p159 , 1998
- [25] D. Stinson, "Ferrite line width measurements in a cross-guide coupler" IRE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 6, no. 4, pp. 446-450, 1958
- [26] Arthur. F. Harvey, Microwave Engineering, p 201, New York: Academic Press, 1963

IECNORM.COM : Click to view the full PDF of IEC 60556:2006+AMD1:2016 CSV

IECNORM.COM : Click to view the full PDF of IEC 60556:2006+AMD1:2016 CSV

SOMMAIRE

AVANT-PROPOS	82
1 Domaine d'application	84
2 Références normatives	84
3 Termes et définitions	84
4 Aimantation à saturation M_S	84
4.1 Généralités	84
4.2 Objet	85
4.3 Théorie	85
4.4 Echantillon d'essai	86
4.5 Appareil de mesure pour la méthode de la bobine vibrante	86
4.6 Appareil de mesure pour la méthode des échantillons vibrants	89
4.7 Etalonnage	92
4.8 Procédure de mesure	94
4.9 Calcul	95
4.10 Précision	95
4.11 Présentation des données	95
5 Aimantation (à l'intensité de champ spécifiée) M_H	95
5.1 Généralités	95
5.2 Objet	96
5.3 Théorie	96
5.4 Spécimen d'essai	98
5.5 Appareil de mesure	99
5.6 Etalonnage	101
5.7 Procédure de mesure	101
5.8 Calcul	101
5.9 Précision	102
5.10 Présentation des données	102
6 Largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH et facteur de Landé efficace g_{eff} (cas général)	102
6.1 Généralités	102
6.2 Objet	102
6.3 Théorie	103
6.4 Spécimens d'essai et cavités	104
6.5 Appareil de mesure	106
6.6 Procédure de mesure	106
6.7 Calcul	108
6.8 Précision	108
6.9 Présentation des données	108
7 Largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH_{10} et facteur de Landé efficace g_{10} (à 10 GHz)	108
7.1 Généralités	108
7.2 Objet	108
7.3 Théorie	108
7.4 Spécimen d'essai et cavité	109
7.5 Appareil de mesure	110
7.6 Procédure de mesure	110

7.7	Calcul.....	111
7.8	Précision.....	111
7.9	Présentation des données.....	111
8	Largeur de raie de la résonance des ondes de spin ΔH_k	112
8.1	Généralités.....	112
8.2	Objet.....	112
8.3	Théorie.....	112
8.4	Spécimen d'essai et cavité.....	115
8.5	Appareil de mesure.....	116
8.6	Etalonnage.....	116
8.7	Procédure de mesure.....	116
8.8	Calcul.....	117
8.9	Précision.....	117
8.10	Présentation des données.....	117
9	Largeur de raie efficace ΔH_{eff}	117
9.1	Généralités.....	117
9.2	Objet.....	118
9.3	Théorie.....	118
9.4	Spécimen d'essai et cavité.....	120
9.5	Appareil de mesure.....	121
9.6	Etalonnage.....	121
9.7	Réglage de l'appareil.....	121
9.8	Procédure de mesure.....	122
9.9	Calcul.....	124
9.10	Précision.....	124
9.11	Présentation des données.....	124
10	Permittivité complexe ϵ_r	124
10.1	Généralités.....	124
10.2	Objet.....	124
10.3	Théorie.....	125
10.6	Procédure de mesure.....	128
10.7	Calcul.....	128
10.8	Précision.....	129
10.9	Présentation des données.....	129
10.4	Spécimen d'essai et cavité.....	127
10.5	Appareil de mesure.....	127
11	Densité apparente ρ_{app}	129
11.1	Généralités.....	129
11.2	Densité apparente (par mensuration).....	129
11.3	Densité apparente (par densitométrie dans l'eau).....	130
12	Largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH et rapport gyromagnétique efficace γ_{eff} par une méthode non résonante.....	132
12.1	Généralités.....	132
12.2	Objet.....	133
12.3	Méthodes de mesure.....	133
Annexe A (informative) Méthode de calcul de la largeur de raie utilisant un tableur.....		150
Bibliographie.....		152

Figure 1 – Méthode de la bobine vibrante – Disposition des bobines et de l'échantillon	87
Figure 2 – Configuration des champs magnétiques	87
Figure 3 – Appareil de mesure (méthode de la bobine vibrante).....	89
Figure 4 – Méthode de l'échantillon vibrant – Disposition des bobines et de l'échantillon	90
Figure 5 – Appareil de mesure (méthode des échantillons vibrants).....	91
Figure 6 – Courbes d'hystérésis pour un matériau magnétique: courbe $B(H)$, courbe $M(H)$	96
Figure 7 – Echantillon d'essai avec unité de compensation	98
Figure 8 – Spécimen d'essai	98
Figure 9 – Circuit de mesure pour déterminer l'aimantation (à une intensité de champ spécifiée) M_H	99
Figure 10 – Intégrateur de Miller	100
Figure 11 – Cavité pour mesurer la largeur de raie de la résonance gyromagnétique et le facteur de Landé efficace	104
Figure 12 – Résonateur à ligne à ruban pour mesurer la largeur de raie de la résonance gyromagnétique et le facteur de Landé efficace à basse fréquence	105
Figure 13 – Schéma des équipements nécessaires pour mesurer la largeur de raie de la résonance gyromagnétique et le facteur de Landé efficace	107
Figure 14 – Schéma des équipements nécessaires pour mesurer la largeur de raie de la résonance gyromagnétique et le facteur de Landé efficace à 10 GHz.....	111
Figure 15 – Absorption auxiliaire et saturation de la résonance normale	113
Figure 16 – Détérioration d'une impulsion au début de la résonance auxiliaire.....	113
Figure 17 – Intensité du champ RF critique mesurée en fonction de la durée d'impulsion t_d	114
Figure 18 – Cavité TE_{104} typique pour la mesure de la largeur de raie de résonance des ondes de spin à environ 9,3 GHz.....	115
Figure 19 – Schéma fonctionnel des équipements d'essai de largeur de raie de résonance des ondes de spin	116
Figure 20 – Vue en coupe de la cavité avec le spécimen	119
Figure 21 – Dimensions d'une cavité conçue pour entrer en résonance à une fréquence de 9,1 GHz.....	119
Figure 22 – Représentation schématique des équipements de mesure de la largeur de raie efficace ΔH_{eff}	121
Figure 23 – Détermination de Q_0	123
Figure 24 – Cavité résonante idéale avec spécimen, utilisée pour le calcul théorique (vue en coupe).....	125
Figure 25 – Dimensions de la cavité résonante avec le spécimen	127
Figure 26 – Schéma des équipements nécessaires pour la mesure de la constante diélectrique complexe	128
Figure 27 – Représentation schématique d'un montage de ligne à microruban court-circuitée avec un spécimen	134
Figure 28 – Circuits équivalents d'une ligne à microruban court-circuitée.....	134
Figure 29 – Coupe représentant la ligne à microruban court-circuitée entièrement blindée avec un spécimen.....	135
Figure 30 – Représentation schématique du système de mesure	136

Figure 31 – Courbe d'absorption observée de la partie imaginaire $\eta\mu''L_0$ de l'inductance pour un spécimen gyromagnétique carré de 5 mm, de 0,232 mm d'épaisseur et avec $M_s = 0,08$ T	138
Figure 32 – Circuit équivalent du dispositif d'essai	139
Figure 33 – Structure du montage d'essai pour mesurer la largeur de raie de la résonance par transmission	141
Figure 34 – Modèle de mesure de la largeur de raie de la résonance par transmission	141
Figure 35 – Montage d'essai pour mesurer la largeur de raie de la résonance par transmission	143
Figure 36 – Exemple de montage d'essai (tolérance: classe f)	144
Figure 37 – Représentation schématique de l'appareil de mesure de la largeur de raie de la résonance	144
Figure 38 – Procédures de mesure	146
Figure 39 – Etapes pour obtenir une largeur de raie de la résonance par analyse numérique	148
Tableau 1 – Dimensions typiques du montage d'essai	135
Tableau 2 – Formes et dimensions typiques des spécimens	135
Tableau 3 – Constantes du montage pour des spécimens de 5 mm de long	140
Tableau A.1 – Exemple de calcul de largeur de raie utilisant un tableur	151

COMMISSION ÉLECTROTECHNIQUE INTERNATIONALE

**MATÉRIAUX GYROMAGNÉTIQUES DESTINÉS
À DES APPLICATIONS HYPERFRÉQUENCES –
MÉTHODES DE MESURE DES PROPRIÉTÉS**

AVANT-PROPOS

- 1) La Commission Electrotechnique Internationale (IEC) est une organisation mondiale de normalisation composée de l'ensemble des comités électrotechniques nationaux (Comités nationaux de l'IEC). L'IEC a pour objet de favoriser la coopération internationale pour toutes les questions de normalisation dans les domaines de l'électricité et de l'électronique. A cet effet, l'IEC – entre autres activités – publie des Normes internationales, des Spécifications techniques, des Rapports techniques, des Spécifications accessibles au public (PAS) et des Guides (ci-après dénommés "Publication(s) de l'IEC"). Leur élaboration est confiée à des comités d'études, aux travaux desquels tout Comité national intéressé par le sujet traité peut participer. Les organisations internationales, gouvernementales et non gouvernementales, en liaison avec l'IEC, participent également aux travaux. L'IEC collabore étroitement avec l'Organisation Internationale de Normalisation (ISO), selon des conditions fixées par accord entre les deux organisations.
- 2) Les décisions ou accords officiels de l'IEC concernant les questions techniques représentent, dans la mesure du possible, un accord international sur les sujets étudiés, étant donné que les Comités nationaux de l'IEC intéressés sont représentés dans chaque comité d'études.
- 3) Les Publications de l'IEC se présentent sous la forme de recommandations internationales et sont agréées comme telles par les Comités nationaux de l'IEC. Tous les efforts raisonnables sont entrepris afin que l'IEC s'assure de l'exactitude du contenu technique de ses publications; l'IEC ne peut pas être tenue responsable de l'éventuelle mauvaise utilisation ou interprétation qui en est faite par un quelconque utilisateur final.
- 4) Dans le but d'encourager l'uniformité internationale, les Comités nationaux de l'IEC s'engagent, dans toute la mesure possible, à appliquer de façon transparente les Publications de l'IEC dans leurs publications nationales et régionales. Toutes divergences entre toutes Publications de l'IEC et toutes publications nationales ou régionales correspondantes doivent être indiquées en termes clairs dans ces dernières.
- 5) L'IEC elle-même ne fournit aucune attestation de conformité. Des organismes de certification indépendants fournissent des services d'évaluation de conformité et, dans certains secteurs, accèdent aux marques de conformité de l'IEC. L'IEC n'est responsable d'aucun des services effectués par les organismes de certification indépendants.
- 6) Tous les utilisateurs doivent s'assurer qu'ils sont en possession de la dernière édition de cette publication.
- 7) Aucune responsabilité ne doit être imputée à l'IEC, à ses administrateurs, employés, auxiliaires ou mandataires, y compris ses experts particuliers et les membres de ses comités d'études et des Comités nationaux de l'IEC, pour tout préjudice causé en cas de dommages corporels et matériels, ou de tout autre dommage de quelque nature que ce soit, directe ou indirecte, ou pour supporter les coûts (y compris les frais de justice) et les dépenses découlant de la publication ou de l'utilisation de cette Publication de l'IEC ou de toute autre Publication de l'IEC, ou au crédit qui lui est accordé.
- 8) L'attention est attirée sur les références normatives citées dans cette publication. L'utilisation de publications référencées est obligatoire pour une application correcte de la présente publication.
- 9) L'attention est attirée sur le fait que certains des éléments de la présente Publication de l'IEC peuvent faire l'objet de droits de brevet. L'IEC ne saurait être tenue pour responsable de ne pas avoir identifié de tels droits de brevets et de ne pas avoir signalé leur existence.

DÉGAGEMENT DE RESPONSABILITÉ

Cette version consolidée n'est pas une Norme IEC officielle, elle a été préparée par commodité pour l'utilisateur. Seules les versions courantes de cette norme et de son(s) amendement(s) doivent être considérées comme les documents officiels.

Cette version consolidée de l'IEC 60556 porte le numéro d'édition 2.1. Elle comprend la deuxième édition (2006-04) [documents 51/850/FDIS et 51/859/RVD] et son amendement 1 (2016-03) [documents 51/1064/CDV et 51/1089A/RVC]. Le contenu technique est identique à celui de l'édition de base et à son amendement.

Dans cette version Redline, une ligne verticale dans la marge indique où le contenu technique est modifié par l'amendement 1. Les ajouts sont en vert, les suppressions sont en rouge, barrées. Une version Finale avec toutes les modifications acceptées est disponible dans cette publication.

La Norme internationale IEC 60556 a été établie par le comité d'études 51 de l'IEC: Composants magnétiques et ferrites.

Cette deuxième édition est une consolidation de la première édition et de ses amendements 1 et 2. Elle inclut des améliorations éditoriales et des améliorations des figures.

La présente norme doit être lue conjointement avec l'IEC 60392.

Le texte anglais de cette norme est issu des documents 51/850/FDIS et 51/859/RVD.

La version française de cette norme n'a pas été soumise au vote.

Cette publication a été rédigée selon les Directives ISO/IEC, Partie 2.

Le comité a décidé que le contenu de la publication de base et de son amendement ne sera pas modifié avant la date de stabilité indiquée sur le site web de l'IEC sous "<http://webstore.iec.ch>" dans les données relatives à la publication recherchée. A cette date, la publication sera

- reconduite,
- supprimée,
- remplacée par une édition révisée, ou
- amendée.

IMPORTANT – Le logo "*colour inside*" qui se trouve sur la page de couverture de cette publication indique qu'elle contient des couleurs qui sont considérées comme utiles à une bonne compréhension de son contenu. Les utilisateurs devraient, par conséquent, imprimer cette publication en utilisant une imprimante couleur.

MATÉRIAUX GYROMAGNÉTIQUES DESTINÉS À DES APPLICATIONS HYPERFRÉQUENCES – MÉTHODES DE MESURE DES PROPRIÉTÉS

1 Domaine d'application

La présente Norme internationale décrit des méthodes de mesure des propriétés utilisées pour spécifier des ferrites polycristallins pour hyperfréquences conformément à l'IEC 60392 et l'utilisation générale de la technologie des ferrites. Ces méthodes de mesure sont destinées à l'étude de matériaux, les ferrites, pour les applications hyperfréquences.

Les monocristaux et les couches minces sortent en général du domaine d'application de la présente Norme.

NOTE 1 Pour les besoins de la présente Norme, les mots "ferrite" et "hyperfréquence" sont utilisés au sens large:

- "ferrite" fait référence non seulement aux composants chimiques magnéto-diélectriques présentant une structure cristallographique spinelle, mais aussi aux matériaux avec grenats et structures hexagonales;
- la région "hyperfréquences" inclut les longueurs d'ondes comprises entre environ 1 m et 1 mm, la région de principal intérêt étant dans la gamme allant de 0,3 m à 10 mm.

NOTE 2 Des exemples de composants utilisant des ferrites pour hyperfréquences sont les dispositifs non réciproques tels que les circulateurs, les isolateurs et les déphaseurs non réciproques. Ils constituent le principal champ d'application, mais les matériaux peuvent également être utilisés dans des dispositifs réciproques, par exemple, des modulateurs et des déphaseurs (réciproques). D'autres applications incluent les filtres gyromagnétiques, les limiteurs, mais aussi des dispositifs plus sophistiqués tels les amplificateurs paramétriques.

2 Références normatives

Les documents de référence suivants sont indispensables pour l'application du présent document. Pour les références datées, seule l'édition citée s'applique. Pour les références non datées, la dernière édition du document de référence s'applique (y compris les éventuels amendements).

IEC 60050-221, *Vocabulaire Electrotechnique International (VEI) – Partie 221: Matériaux et composants magnétiques*

IEC 60205:2006, *Calcul des paramètres effectifs des pièces ferromagnétiques*

IEC 60392:1972, *Directives pour l'établissement des spécifications relatives aux ferrites pour hyperfréquences*

3 Termes et définitions

Pour les besoins du présent document, les termes et définitions donnés dans la IEC 60050-221 s'appliquent.

4 Aimantation à saturation M_s

4.1 Généralités

L'aimantation à saturation est un paramètre caractéristique des matériaux en ferrite. Elle est largement utilisée dans les calculs théoriques, par exemple pour calculer les composantes de la perméabilité tensorielle (voir IEC 60050-221). Dans de nombreuses applications

hyperfréquences, l'aimantation à saturation détermine la fréquence limite inférieure du dispositif, principalement due à l'apparition de pertes en champ proche lorsque le matériau n'est pas saturé.

4.2 Objet

Le but est de donner deux techniques similaires pour mesurer l'aimantation à saturation. Ces techniques sont la méthode de la bobine vibrante (VCM: *Vibrating Coil Method*) et la méthode des échantillons vibrants (VSM: *Vibrating Sample Method*).

La méthode de la bobine vibrante [1]¹ et [2] présente les avantages de faciliter le montage des échantillons et de simplifier la disposition mécanique pour réaliser des mesures sur une gamme de températures, en particulier les basses températures.

La méthode des échantillons vibrants est plus précise pour un degré d'élaboration similaire des appareils électroniques.

Les équipements nécessaires dans les deux cas sont très similaires et les méthodes d'étalonnage sont identiques. Les mêmes échantillons d'essai peuvent être utilisés pour les deux techniques.

4.3 Théorie

Lorsqu'une sphère de matériau magnétique isotrope est placée dans un champ magnétique uniforme, la sphère se magnétise uniformément dans la direction parallèle au champ appliqué. La sphère produit alors son propre champ magnétique externe, équivalent à celui d'un dipôle magnétique au centre de la sphère et orienté parallèle à la direction de la magnétisation.

Si on fait maintenant vibrer à faible amplitude une petite bobine de détection (en pratique une paire enroulée en opposition), à proximité de la sphère échantillon dans une direction perpendiculaire au champ appliqué, une tension e_s sera induite dans la bobine, proportionnelle à la vitesse de variation du flux φ_s parce que l'échantillon se trouve à la position moyenne de la bobine x_0 . La valeur de la tension est donnée par

$$e_s = -N \cdot \left(\frac{d\varphi_s}{dx} \right)_{x_0} \cdot \frac{dx}{dt} \quad (1)$$

où N est le nombre d'enroulements de la bobine.

Le mouvement de la bobine, dans la direction x , est donné par

$$x = x_0 + \delta \sin \omega t \quad (2)$$

où

x est le déplacement à l'instant t ;

ω est la pulsation;

δ est l'amplitude des vibrations.

Si l'échantillon inconnu est maintenant remplacé par un échantillon d'étalonnage d'aimantation à saturation M_c et de volume V_c connus, induisant une tension e_c , l'aimantation de l'échantillon M_s peut être trouvée par comparaison:

¹ Les chiffres entre crochets renvoient à la bibliographie.

$$\frac{M_s}{M_c} = \frac{e_s}{e_c} \cdot \frac{V_c}{V_s} \quad (3)$$

Si les tensions induites e_s et e_c donnent les champs E_s et E_c sur l'appareil, alors

$$M_s = M_c \cdot \frac{E_s}{E_c} \cdot \frac{d_c^3}{d_s^3} \quad (4)$$

où d_s et d_c sont les diamètres de l'échantillon et des sphères d'étalonnage, respectivement.

Des équations identiques s'appliquent dans le cas de la méthode des échantillons vibrants, lorsque l'échantillon est mis en vibration alors que la bobine reste stationnaire.

4.4 Echantillon d'essai

Pour que l'hypothèse du dipôle soit valide, l'échantillon d'essai doit être une sphère dont l'écart par rapport à une sphère parfaite ne dépasse pas 0,5 %. Le pourcentage d'écart par rapport à une sphère parfaite est défini par

$$\left(\frac{\text{diamètre max.} - \text{diamètre min.}}{\text{diamètre min.}} \right) \times 100 \quad (5)$$

Pour la plupart des matériaux en ferrite, un diamètre d'environ 2,5 mm convient. S'il est inférieur à 1 mm, un rapport signal/bruit raisonnable sera difficile à atteindre, en particulier lorsque M_s est petite. Les sphères supérieures à 4 mm sont moins pratiques à réaliser et il n'est pas facile de maintenir un champ appliqué uniforme sur le volume de la sphère.

Il peut être admissible d'utiliser des échantillons non sphériques, à condition que la tension induite soit une fonction linéaire de l'aimantation respectant la précision requise et que les dimensions de l'échantillon d'étalonnage soient identiques à celles des échantillons à mesurer.

4.5 Appareil de mesure pour la méthode de la bobine vibrante

4.5.1 Disposition des bobines de détection et de l'échantillon

Un schéma de la disposition des bobines de détection et de l'échantillon est représenté à la Figure 1. La Figure 2 indique les directions du champ appliqué et du champ de l'échantillon.

L'échantillon est fixé rigidement entre les pôles d'un électroaimant de telle sorte que sa position par rapport aux bobines de détection soit reproductible à $\pm 0,1$ mm dans toutes les directions. Toutes les parties du support de l'échantillon doivent être faites d'un matériau non magnétique.

Les bobines de détection sont une paire identique enroulées en série opposition. Elles sont attachées au vibreur par un bras rigide non magnétique et elles sont placées aussi près que possible de l'échantillon. Leurs axes sont normalement parallèles à la direction des vibrations, mais d'autres configurations sont acceptables.

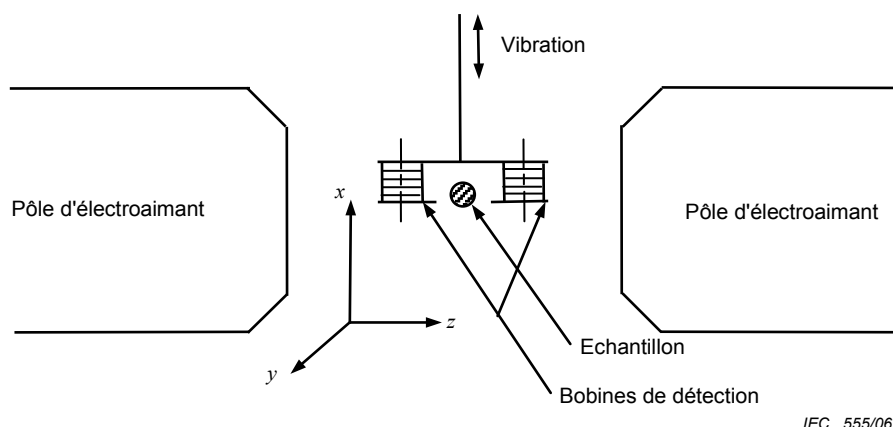


Figure 1 – Méthode de la bobine vibrante – Disposition des bobines et de l'échantillon

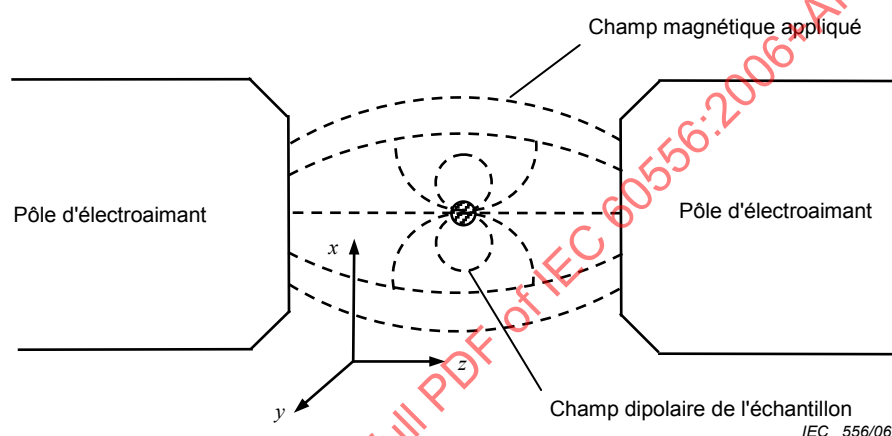


Figure 2 – Configuration des champs magnétiques

La direction des vibrations (direction x) est à 90° de l'axe z de l'électroaimant (Figure 1), c'est-à-dire perpendiculaire à la direction du champ magnétostatique, et l'amplitude doit être de l'ordre de 0,05 mm à 0,5 mm. La fréquence n'est pas critique, mais elle serait normalement comprise entre 20 Hz et 200 Hz, bien que des fréquences hors de cette gamme soient acceptables. Le mouvement des bobines dans les directions z et y doit être limité au moyen d'un montage approprié à moins de 1 % du mouvement dans la direction x . Certains moyens pour stabiliser l'amplitude des vibrations à l'aide d'une boucle de rétroaction peuvent être intégrés si nécessaire.

4.5.2 Electroaimant

Le champ magnétostatique doit être capable de saturer complètement un spécimen sphérique du matériau à mesurer. Pour la plupart des ferrites pour hyperfréquences, un champ de 300 kAm^{-1} conviendra, mais pour les ferrites de baryum hexagonales, un champ jusqu'à 500 kAm^{-1} peut être nécessaire. Le courant d'alimentation de l'électroaimant doit être capable de maintenir le champ stable à 0,5 %.

A la position moyenne des bobines de détection, le champ transversal ne doit pas dépasser 1 % du champ longitudinal (H_z).

Puisque l'uniformité du champ dépend de l'intensité du champ, les mesures doivent toujours être réalisées avec le champ appliqué pour lequel l'étalonnage et le réglage du zéro (voir 4.8) ont été effectués.

4.5.3 Elimination des effets du champ appliqué

Si le champ appliqué était entièrement uniforme et ne comportait pas de composante radiale, bien que la direction des vibrations fût exactement perpendiculaire au champ appliqué, la théorie de 4.3 pouvait être appliquée directement à la disposition expérimentale de la Figure 1.

Toutefois, comme indiqué à la Figure 2, le champ appliqué n'est pas uniforme. Sa direction et son amplitude varient d'un point à l'autre. En outre, il est impossible de faire une paire de bobines de détection identiques. L'angle des vibrations s'écartera de 90° et on aura toujours un mouvement résiduel dans les directions y et z .

Les tensions seront donc induites dans les bobines en raison de l'inhomogénéité du champ appliqué. L'effet de H_z est considérablement diminué par l'enroulement des bobines en opposition, de telle sorte que les tensions dues à H_z ont tendance à s'annuler alors que celles dues au champ dipolaire de l'échantillon s'additionnent.

Toutefois, une seule paire de bobines ne permet généralement pas d'annuler complètement les tensions. C'est pourquoi on utilise une seconde paire de bobines. Les bobines de compensation. Ces bobines sont montées sur les mêmes carcasses que les bobines échantillons, mais elles sont enroulées en série de sorte que les tensions induites par H_z s'additionnent. On peut alors obtenir une tension de compensation dont l'amplitude et la phase peuvent être ajustées pour équilibrer la tension induite par H_z dans les bobines échantillons.

L'effet de H_x est plus difficile à éliminer parce que les tensions induites dans les bobines échantillons s'additionneront de la même façon que celles dues au champ dipolaire. Toutefois, la variation de H_x avec x sera généralement différente de celle du champ dipolaire de l'échantillon. Les phases des deux signaux seront donc différentes et ces signaux pourront être distingués par un détecteur de phase.

4.5.4 Instrumentation électronique

Un schéma de l'appareil de mesure est représenté à la Figure 3. Le vibreur est excité par un oscillateur basses fréquences (9) pouvant être accordé et un amplificateur de puissance. L'amplitude de la sortie de l'oscillateur et le gain de l'amplificateur de puissance doivent être suffisamment stables pour offrir une excitation constante au vibreur ne dépassant pas $\pm 0,3\%$, après préchauffage. Si ce n'est pas possible, des moyens de stabilisation de l'amplitude des vibrations doivent être prévus. La fréquence de l'oscillateur doit être stable à $0,05\%$ après préchauffage.

La sortie des bobines de compensation (1(c)) est équilibrée par rapport à celle des bobines échantillons (1(s)) au moyen de l'amplificateur différentiel (4), utilisant l'atténuateur variable (2) et le déphaseur (3). Le déphaseur doit pouvoir varier sur 360° et sa résolution doit être au moins $\pm 0,1^\circ$. Ni le déphaseur, ni l'atténuateur n'a besoin d'être étalonné.

L'amplificateur différentiel doit présenter un niveau de bruit suffisamment faible à basses fréquences pour permettre un réglage précis du zéro. Les exigences exactes dépendront de la conception des bobines et des autres équipements. Un contrôle de gain variable peut être intégré.

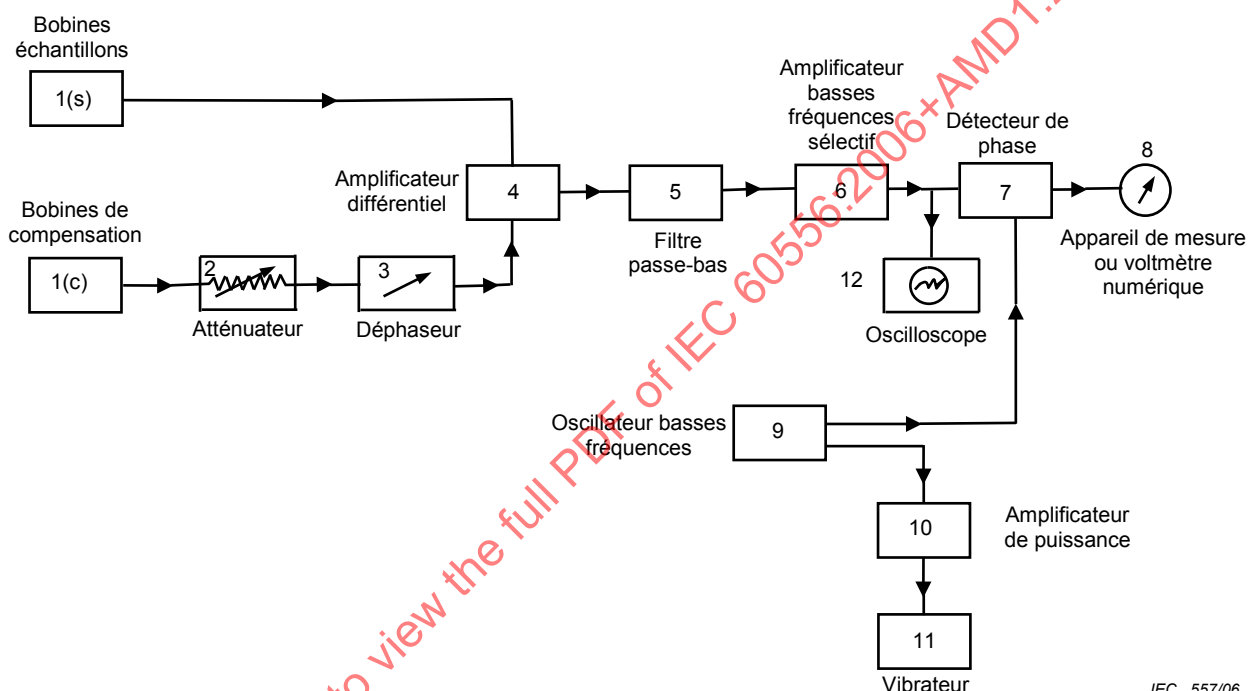
Le filtre passe-bas (5) doit réduire toutes les harmoniques d'au moins 20 dB par rapport à la fréquence fondamentale.

L'amplificateur sélectif, accordé sur la fréquence de l'oscillateur, doit présenter une largeur de bande de l'ordre de 1 % et être accordable si l'oscillateur ne l'est pas.

Le détecteur de phase (7) doit présenter une résolution supérieure à 3° et la phase de la voie de référence ou de la voie du signal doit pouvoir varier sur 360° . Le réglage de la phase doit être indépendant de l'amplitude de l'entrée sur n'importe quelle voie.

L'appareil de mesure (8) peut être analogique ou numérique. Lorsque les mesures doivent être réalisées sur une gamme de températures, un enregistreur X-Y peut remplacer l'appareil de mesure, un axe servant à enregistrer une fonction linéaire de l'aimantation, l'autre à enregistrer une fonction linéaire de la température. Les deux axes doivent être étalonnés à la précision requise. Le dispositif de mesure de la température, généralement un thermocouple, doit être en contact thermique avec l'échantillon.

Tous les instruments électroniques doivent présenter une stabilité de température appropriée pour garantir la précision requise sur la gamme de températures ambiantes en utilisation.



IEC 557/06

Figure 3 – Appareil de mesure (méthode de la bobine vibrante)

4.6 Appareil de mesure pour la méthode des échantillons vibrants

4.6.1 Disposition des bobines de détection et de l'échantillon

Dans le cas de l'échantillon vibrant, les bobines de détection (Figure 4) sont fixées rigidement entre les pôles de l'électroaimant, mais de telle sorte que de petits réglages fréquents soient possibles. Leurs axes sont normalement perpendiculaires au champ appliqué et parallèles à la direction des vibrations, mais d'autres configurations [5] sont acceptables. La position moyenne de l'échantillon est sur l'axe de l'électroaimant, qui est normalement placé symétriquement par rapport aux bobines de détection. La position doit être reproductible à $\pm 0,1$ mm. Il est fixé rigidement sur un bras vibrant non magnétique, attaché à un vibreur, et il est placé aussi près que possible des bobines de détection.

La direction des vibrations (direction x) est à 90° de l'axe z de l'électroaimant (Figure 4), c'est-à-dire perpendiculaire à la direction du champ magnétostatique, et l'amplitude doit être de l'ordre de 0,05 mm à 0,5 mm. La fréquence n'est pas critique, mais elle serait normalement comprise entre 20 Hz et 200 Hz, bien que des fréquences hors de cette gamme soient acceptables. Le mouvement de l'échantillon dans les directions z et y doit être limité au moyen d'un montage approprié à moins de 1 % du mouvement dans la direction x . Certains

moyens pour stabiliser l'amplitude des vibrations à l'aide d'une boucle de rétroaction peuvent être intégrés si nécessaire.

Un petit aimant permanent est attaché au bras vibrant, assez loin de l'électroaimant pour ne pas être affecté par celui-ci. Deux petites bobines sont fixées rigidement de chaque côté de cet aimant pour détecter son champ. Une petite bobine transportant un courant direct contrôlé avec précision peut être utilisée à la place de l'aimant.

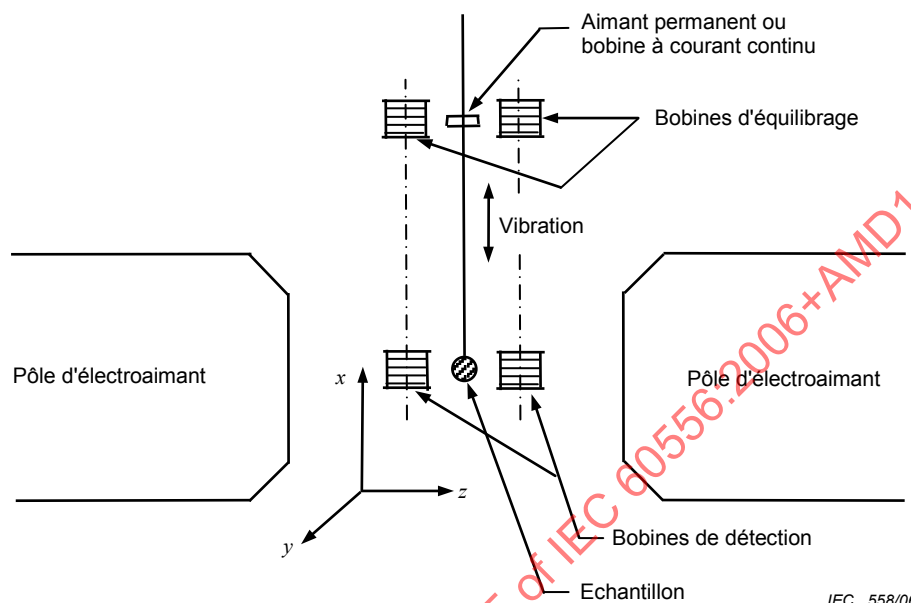


Figure 4 – Méthode de l'échantillon vibrant – Disposition des bobines et de l'échantillon

4.6.2 Electroaimant

Aucune précaution n'est nécessaire pour empêcher la courbure et la non-uniformité du champ appliqué, à condition qu'une uniformité d'environ 3 % sur le volume de l'échantillon soit maintenue. Un champ radial jusqu'à 1 % du champ longitudinal est admissible.

Le champ magnétostatique doit être capable de saturer complètement un spécimen sphérique du matériau à mesurer. Pour la plupart des ferrites pour hyperfréquences, un champ de 300 kAm^{-1} conviendra, mais pour les ferrites de baryum hexagonales, un champ jusqu'à 500 kAm^{-1} peut être nécessaire. Le courant d'alimentation doit maintenir le champ stable à 0,5 %.

4.6.3 Instrumentation électronique

Un schéma de l'instrumentation électronique est représenté à la Figure 5. La disposition la plus simple utilise uniquement les éléments 1 à 8, et permet d'effectuer des mesures point par point à des températures fixes. Le diviseur de potentiel étalonné (3) sert à équilibrer la tension induite dans les bobines d'équilibrage par rapport à la tension dans les bobines échantillons. Le point zéro est observé au moyen de l'oscilloscope (5). L'aimantation est calculée à partir du réglage du diviseur de potentiel.

En variante, l'équilibre à zéro peut être obtenu avec le support d'échantillon vide en position. Le signal déséquilibré au moment de l'insertion d'un échantillon est alors proportionnel à l'aimantation. Ce signal peut être lu directement sur l'appareil de mesure (5) ou sur un oscilloscope. Pour obtenir un tracé continu de M_s en fonction de la température, un enregistreur X-Y peut remplacer l'oscilloscope. On peut obtenir une meilleure sensibilité et une meilleure stabilité en utilisant un détecteur de phase (9) pour détecter le signal qui peut ensuite être observé au moyen d'un appareil de mesure ou d'un enregistreur.

Si une bobine à courant continu (12) est utilisée à la place d'un aimant permanent pour obtenir la tension d'équilibrage, un équilibrage à zéro automatique peut être obtenu en envoyant la sortie de ce détecteur de phase sur la bobine à courant continu. Le courant dans la bobine est alors directement proportionnel à l'aimantation.

Le courant de la bobine peut être mesuré à l'aide d'un ampèremètre à courant continu en série sur la bobine, ou à l'aide d'un voltmètre de haute résistance en parallèle sur la bobine. Dans le second cas, les variations de résistance de la bobine dues à des variations de température peuvent être compatibles avec le degré de précision requis pour M_s .

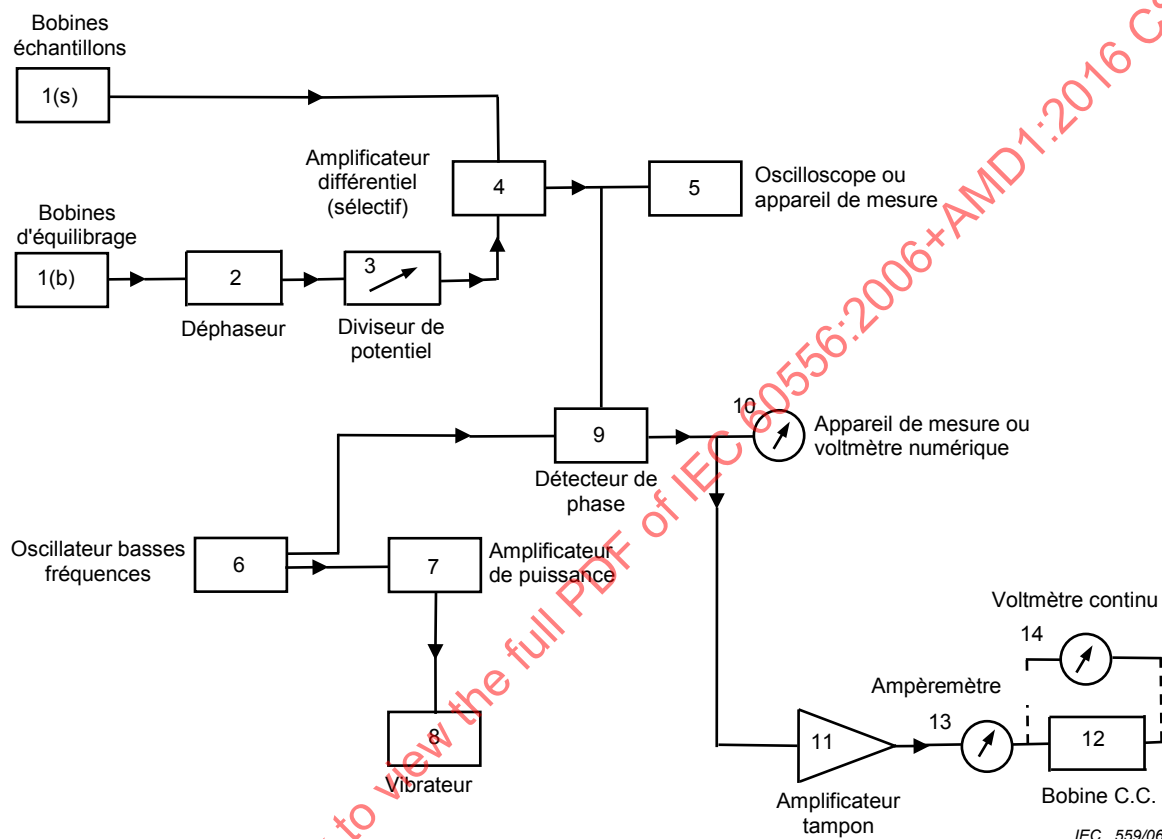


Figure 5 – Appareil de mesure (méthode des échantillons vibrants)

Le vibreur est excité par un oscillateur basses fréquences pouvant être accordé et un amplificateur de puissance. L'amplitude de la sortie de l'oscillateur et le gain de l'amplificateur de puissance doivent être suffisamment stables pour maintenir l'excitation du vibreur à un niveau constant, ne dépassant pas 0,3 %, après préchauffage. Si ce n'est pas possible, des moyens de stabilisation de l'amplitude des vibrations doivent être prévus. La fréquence de l'oscillateur doit être stable à 0,05 % après préchauffage.

Le diviseur de potentiel doit être variable de manière continue avec une résolution de 0,01 % ou mieux et doit être étalonné à la précision requise.

L'amplificateur différentiel doit présenter un niveau de bruit suffisamment faible et doit intégrer ou être suivi d'un amplificateur sélectif dont la largeur de bande est de l'ordre de 3 % et accordé sur la fréquence de l'oscillateur. L'étage sélectif doit être accordable si l'oscillateur ne peut pas l'être.

Les exigences sur le détecteur de phase ne sont pas sévères. Une résolution de 10° est appropriée. Le réglage de la phase doit être indépendant de l'amplitude de l'entrée sur n'importe quelle voie.

Les appareils de mesure peuvent être analogiques ou numériques. Lorsque les mesures doivent être réalisées sur une gamme de températures, un enregistreur X-Y peut remplacer l'appareil de mesure, un axe étant une fonction linéaire de l'aimantation, l'autre une fonction linéaire de la température. Les deux axes doivent être étalonnés à la précision requise. Le dispositif de mesure de la température, généralement un thermocouple, doit être en contact thermique avec l'échantillon.

Tous les équipements électroniques doivent présenter une stabilité de température appropriée pour maintenir la précision requise sur la gamme de températures ambiantes généralement rencontrées en utilisation.

4.7 Etalonnage

4.7.1 Méthode de comparaison

Cette méthode, qui s'applique aussi bien à la méthode des échantillons vibrants qu'à la méthode de la bobine vibrante, fait intervenir un échantillon normalisé dont l'aimantation à saturation est connue avec précision. Le matériau le plus habituellement utilisé pour la norme est le nickel pur, mais d'autres matériaux peuvent être utilisés s'ils présentent une aimantation à saturation dont la précision est suffisante.

L'échantillon d'étalonnage doit être une sphère (si les échantillons à mesurer sont des sphères) et sa taille doit être du même ordre. (Si des échantillons non sphériques doivent être mesurés, des échantillons d'étalonnage de dimensions identiques doivent être utilisés.) La sphère d'étalonnage doit présenter un écart par rapport à une sphère parfaite inférieur à 0,5 % et son diamètre moyen doit être connu à 0,1 % près. Les sphères métalliques normalisées doivent être complètement recuites avant d'être utilisées.

La densité normalisée de matériau à utiliser doit être déterminée dans un premier temps. La valeur généralement acceptée pour l'aimantation à saturation du nickel pure à 99,995 % avec une densité de $8,90 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, est $485,6 \text{ kAm}^{-1}$ à 23°C . Pour des matériaux moins denses:

$$M_s = \frac{485,6 \times \text{densité}}{8,90} \quad (\text{kAm}^{-1}) \quad (6)$$

Cependant, la valeur réelle pour un échantillon spécifique peut varier de 1 % au maximum [3], en fonction de la pureté, de l'état de contrainte, du champ appliqué ou de la température ambiante. La précision de la méthode de comparaison est donc limitée.

4.7.2 Méthode de la "pente"

Cette méthode, qui s'applique aussi bien à la méthode des échantillons vibrants qu'à la méthode de la bobine vibrante, est basée sur l'observation selon laquelle la tension induite dans les bobines de détection par un spécimen sphérique est directement proportionnelle au champ appliqué sur la région inférieure de la courbe d'aimantation [4]. En outre, la constante de proportionnalité est indépendante de la perméabilité, à condition que cette dernière soit suffisamment élevée.

Conformément à 4.3, la lecture de E_x sur un voltmètre, pour un échantillon x , peut s'écrire de la manière suivante:

$$E_x = kM_x d_x^3 \quad (7)$$

où

M_x est l'aimantation de l'échantillon pour une (faible) valeur de champ magnétostatique H_0 appliquée;

d_x est le diamètre de l'échantillon;

k est la constante.

Dans la région sous la saturation, la relation (linéaire) entre M_x et H_0 est donnée par les équations suivantes:

$$M_x = (\mu_x - 1)H_i \quad (8)$$

$$H_i = H_0 - NM_x \quad (9)$$

où

H_i est l'intensité du champ magnétostatique à l'intérieur de l'échantillon;

μ_x est la perméabilité relative de l'échantillon;

N est le facteur de démagnétisation qui vaut un tiers pour une sphère parfaite.

L'élimination de H_i entre les Equations (8) et (9) donne:

$$H_0 = \left(\frac{1}{\mu_x - 1} + N \right) M_x \quad (10)$$

L'élimination de M_x entre les Equations (7) et (10) donne:

$$E_x = k \frac{H_0}{1/(\mu_x - 1) + N} d_x^3 \quad (11)$$

La partie linéaire du graphe de E_x en fonction de H_0 a une pente qui, conformément à l'Equation (11), vaut

$$\frac{\Delta E_x}{\Delta H_0} = \frac{k d_x^3}{1/(\mu_x - 1) + N} \quad (12)$$

Si μ_x est suffisamment élevée, par exemple 2 000, le premier terme du dénominateur peut être négligé par rapport à N , et le paramètre k peut être exprimé comme suit

$$k = \frac{\Delta E_x / \Delta H_0}{3 d_x^3} \quad (13)$$

avec une erreur inférieure à 0,15 %.

Un écart par rapport à une sphère parfaite de 0,25 % donne une erreur maximale pour N de 0,25 % [3].

La valeur de k obtenue ainsi, en utilisant un échantillon d'étalonnage de perméabilité élevée, peut être insérée dans l'équation (7) qui est ensuite appliquée à l'échantillon inconnu, à la saturation. L'aimantation à saturation de l'échantillon inconnu M_{su} est, avec une erreur maximale de 0,4 %, donnée par

$$M_{su} = \frac{E_{su}}{k d_u^3} = E_{su} \frac{3 d_c^3}{(\Delta E_c / \Delta E_0) d_u^3} \quad (14)$$

où

E_{su} est la lecture sur le voltmètre pour l'échantillon inconnu saturé, et les indices c et u se rapportent à l'échantillon d'étalonnage (c: *calibration*) et à l'échantillon inconnu (u: *unknown*), respectivement.

Cette méthode n'exige pas d'étalon absolu.

4.8 Procédure de mesure

4.8.1 Réglage du zéro – Méthode de la bobine vibrante

Le courant de l'électroaimant est activé, avec le support d'échantillon vide entre les pôles. Les bobines de détection peuvent vibrer. L'atténuateur et le déphaseur sont réglés pour obtenir une sortie minimale depuis l'amplificateur sélectif, comme on l'observe sur l'oscilloscope.

Le champ appliqué est alors modifié et les réglages de l'atténuateur et du déphaseur sont vérifiés. Si ces réglages ont beaucoup changé, l'emplacement des bobines est ajusté et le zéro réinitialisé, jusqu'à ce qu'on trouve une position à laquelle le réglage du zéro est suffisamment indépendant du champ appliqué sur la plage concernée.

Un échantillon d'étalonnage est placé dans le support et le détecteur de phase ajusté jusqu'à ce que la lecture sur le voltmètre soit maximale.

4.8.2 Réglage du zéro – Méthode des échantillons vibrants

Les bobines d'équilibrage sont d'abord rendues aussi insensibles que possible à la position exacte de l'aimant de référence (ou de la bobine à courant continu). En l'absence de signal délivré par les bobines de détection, les bobines d'équilibrage tournent autour de l'axe x pour une sortie maximale. Elles sont alors ajustées dans la direction z pour une sortie minimale, dans la direction y pour une sortie maximale et dans la direction x pour un maximum (si les bobines sont courtes) ou un minimum (si les bobines sont longues). La sortie est maintenant indépendante des petites variations de position de l'aimant.

Les bobines d'équilibrage sont ensuite fixées rigidement en position et les réglages présentés ci-dessus ne sont normalement pas répétés.

Un échantillon est placé dans le support et des réglages similaires sont effectués pour la bobine échantillon en l'absence de signal délivré par les bobines d'équilibrage.

4.8.3 Mesure

Tous les équipements électroniques doivent être allumés au moins 30 min avant le début des mesures pour leur permettre de se stabiliser à la température ambiante. La lecture du zéro est vérifiée avec le support d'échantillon vide et l'appareil est ajusté si nécessaire.

Un échantillon d'étalonnage est placé dans le support et la lecture est vérifiée pour s'assurer qu'elle est correcte pour ce spécimen particulier à la température ambiante.

Le diamètre de l'échantillon sphérique est mesuré en prenant au moins cinq mesures distinctes au micromètre ou au microscope. L'écart par rapport à une sphère parfaite est calculé conformément à l'Equation (5).

L'échantillon est fixé dans le support et le champ appliqué réglé à la valeur requise.

Dans le cas de la méthode des échantillons vibrants, le réglage du diviseur de potentiel est ajusté pour obtenir une lecture du zéro sur l'oscilloscope ou, en variante, si le zéro a été obtenu pour le même support d'échantillon vide, la lecture sur l'appareil de mesure est notée. Si un équilibrage à zéro automatique avec une bobine à courant continu est utilisé, le courant de la bobine est observé.

Dans le cas de la méthode de la bobine vibrante, la lecture sur l'appareil de mesure est notée.

La température de l'échantillon est également observée. Si des mesures doivent être faites sur une gamme de températures, la température est réglée à la plus petite valeur devant être utilisée, en laissant suffisamment de temps pour que la chambre environnementale se stabilise, puis la température est augmentée à plus de 3 °C/min jusqu'à ce que toute la gamme des températures concernées ait été couverte.

4.9 Calcul

Les lectures sont converties en valeurs d'aimantation à l'aide de l'Equation (4) ou de l'Equation (14) selon que la méthode d'étalonnage a été décrite en 4.7.1 ou en 4.7.2.

4.10 Précision

La précision de la méthode de la bobine vibrante ou de la méthode des échantillons vibrants dépend de la méthode d'étalonnage. Si la méthode de comparaison est utilisée, une erreur systématique pouvant atteindre 1 % peut être introduite en raison de l'incertitude sur l'aimantation de l'échantillon d'étalonnage. La méthode de la pente est légèrement meilleure parce que la valeur absolue de M_c n'est pas nécessaire. Dans ce cas, l'erreur due à l'incertitude sur l'étalonnage peut être maintenue inférieure à 0,5 %.

L'erreur relative pour la méthode de la bobine vibrante est typiquement ± 3 %.

L'erreur relative pour la méthode des échantillons vibrants est typiquement $\pm 1,5$ %.

Les erreurs relatives dépendent de la valeur de M_s . Elles sont plus grandes pour les faibles valeurs d'aimantation à saturation.

4.11 Présentation des données

Les valeurs de M_s obtenues par n'importe quelle méthode doivent être mentionnées de la manière suivante:

aimantation à saturation à une température de θ °C: $M \text{ kAm}^{-1} \pm$ erreur estimée, où le nombre M est donné avec trois chiffres significatifs.

Si M_s a été tracée en fonction de la température, la courbe réelle doit être donnée avec une estimation de la précision de M_s et des mesures de température.

Le rapport doit également inclure l'identité unique de l'échantillon.

5 Aimantation (à l'intensité de champ spécifiée) M_H

5.1 Généralités

Pour les calculs théoriques des composantes de la perméabilité tensorielle, il est nécessaire de connaître l'aimantation à saturation du matériau (voir IEC 60050-221). Toutefois, en général, le matériau en ferrite dans un composant pour hyperfréquences n'est pas complètement saturé.

Par exemple, dans les dispositifs d'accrochage récemment développés, le ferrite est dans un état rémanent. C'est pourquoi une méthode a été recherchée pour obtenir davantage d'informations sur les propriétés des boucles d'hystérésis d'un matériau. L'applicabilité de cette méthode est limitée par le fait que le spécimen d'essai doit être un tore ou au moins être un circuit magnétique fermé qui peut être exprimé, avec une précision suffisante, en termes de tore équivalent.

5.2 Objet

La méthode de mesure à décrire a été développée principalement pour mesurer l'aimantation. Cependant, elle permet également de réaliser des mesures simultanées d'un certain nombre d'autres propriétés magnétiques, par exemple l'aimantation rémanente et la coercivité lorsque le matériau est dans un état magnétique cyclique. Le "taux de rectangularité", M_r/M_H , du matériau peut être calculé et la boucle d'hystérésis peut être affichée en permanence sur un oscilloscope pendant les mesures. La dernière propriété permet de contrôler la qualité de la sensibilité du matériau à une contrainte mécanique.

Toutes les quantités peuvent être obtenues en fonction de la température en plaçant le spécimen d'essai dans une chambre d'essai dont la température est programmée. En autorisant une gamme de balayage des températures suffisante, la température de Curie et, pour certains matériaux, la température de compensation peuvent être déterminées.

5.3 Théorie

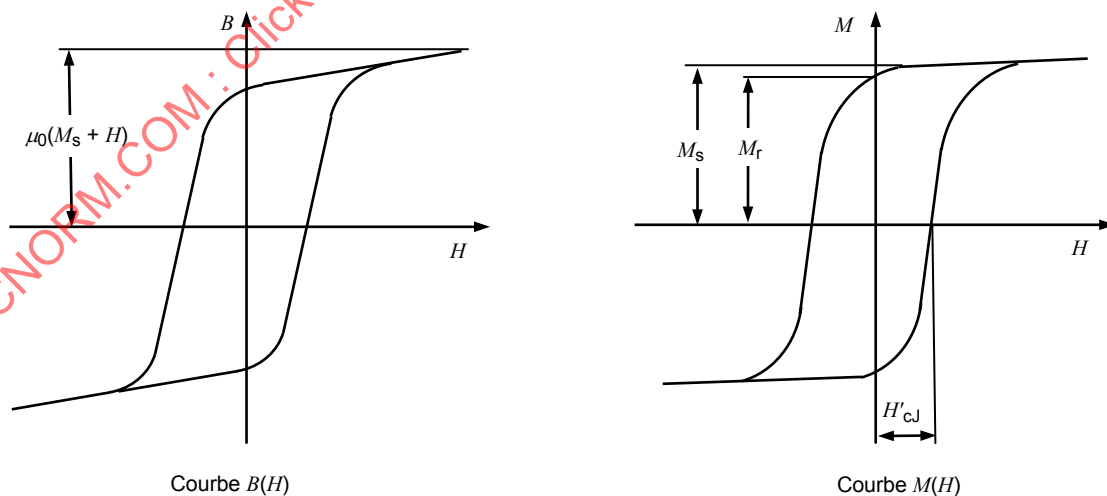
Dans un tore en ferrite, la relation suivante entre la densité de flux B , l'aimantation M et l'intensité de champ H est valide.

$$B = \mu_0 (H + M) \quad (15)$$

où μ_0 est la constante magnétique.

Si le rapport entre le diamètre extérieur et le diamètre intérieur du tore est proche de 1, on peut supposer que toutes les quantités des champs sont raisonnablement constantes sur la section du tore.

Si H varie périodiquement et symétriquement et B est mesuré simultanément et tracé en fonction de H dans un système de coordonnées cartésiennes, on obtient une boucle dynamique $B(H)$ (Figure 6a). Cette courbe peut être changée en boucle $M(H)$ en soustrayant de B une quantité égale à $\mu_0 H$ et en divisant par μ_0 (Figure 6b). Si la variation de H est suffisamment grande, la hauteur de la courbe devient indépendante de toute autre augmentation de H et égale à M_s . Dans ce cas, les intersections de la boucle avec l'axe H correspondent à la coercivité cyclique H'_{cJ} .



IEC 560/06

**Figure 6 – Courbes d'hystérésis pour un matériau magnétique:
courbe $B(H)$, courbe $M(H)$**

Dans un enroulement constitué de N_1 tours distribués uniformément sur un noyau torique de section rectangulaire, un courant I traversant cet enroulement fait apparaître un champ magnétique à l'intérieur du noyau avec une valeur moyenne égale à

$$H = \frac{N_1 I}{2\pi r_m} \quad (16)$$

où r_m est le rayon moyen du noyau calculé par la formule suivante

$$r_m = \frac{\ln(r_2 / r_1)}{(1/r_1) - (1/r_2)} \quad (17)$$

où r_1 et r_2 sont le rayon intérieur et le rayon extérieur du tore, respectivement (voir IEC 60205).

Si un second enroulement de N_2 tours est distribué uniformément sur le même noyau, une force électromotrice E , proportionnelle à la dérivée en fonction du temps de la densité de flux dans le noyau est induite dans cet enroulement:

$$E = -k \frac{dB}{dt} \quad (18)$$

où

k est $N_2 A_e$;

A_e est la section efficace du spécimen, telle que définie en 5.5.

Si les deux mêmes enroulements avaient été placés dans un noyau non magnétique, la tension induite aurait été proportionnelle à la dérivée en fonction du temps de l'intensité du champ:

$$E' = -k\mu_0 \frac{dH}{dt} \quad (19)$$

Les dispositions décrites ci-dessus correspondent à un transformateur à noyau de ferrite et à un transformateur à noyau d'air, respectivement. Si deux transformateurs de la sorte, un de chaque type, sont connectés en série opposition, comme cela est représenté à la Figure 7, la tension de sortie totale U est égale à

$$U = E - E' = -k \left(\frac{dB}{dt} - \mu_0 \frac{dH}{dt} \right) \quad (20)$$

d'où

$$U = -k\mu_0 \frac{dM}{dt} \quad (21)$$

En intégrant la tension U , on obtient une intégrale par rapport au temps de la tension proportionnelle à M . Ainsi, puisque H est proportionnel à I , il existe deux quantités électriques qui peuvent être utilisées pour donner une représentation analogique de la boucle $M(H)$.

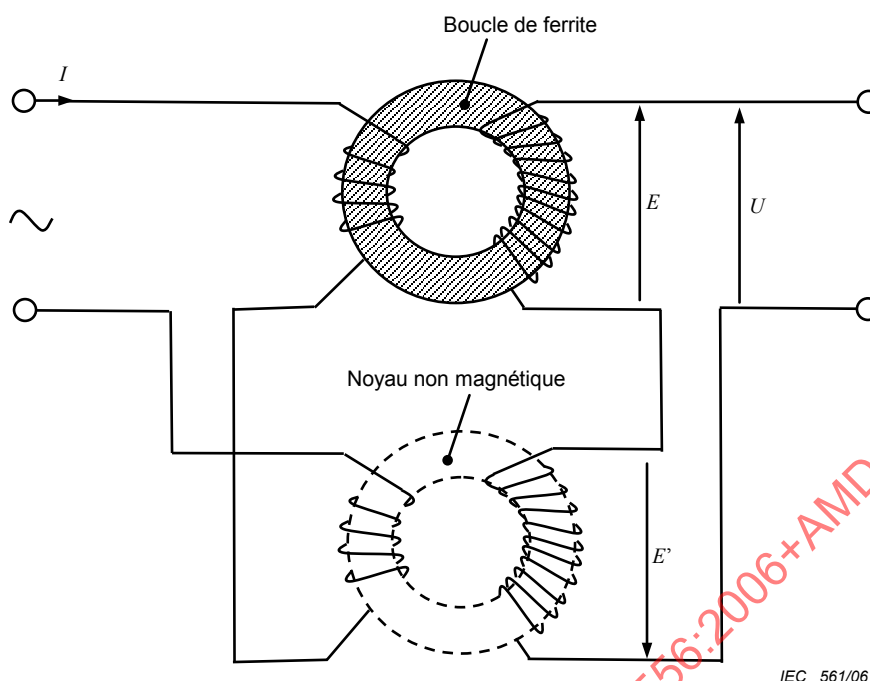


Figure 7 – Echantillon d'essai avec unité de compensation

5.4 Spécimen d'essai

Un tore est fait du matériau à étudier. Un exemple de dimensions appropriées pour le tore est présenté à la Figure 8. Les dimensions peuvent légèrement varier, mais le rapport entre le diamètre intérieur et le diamètre extérieur doit toujours dépasser 0,7.

Une partie mineure d'un des côtés plats du spécimen est recouverte d'argent. Il convient qu'une préparation d'argent appropriée présente une bonne adhérence et une bonne brasabilité après cuisson.

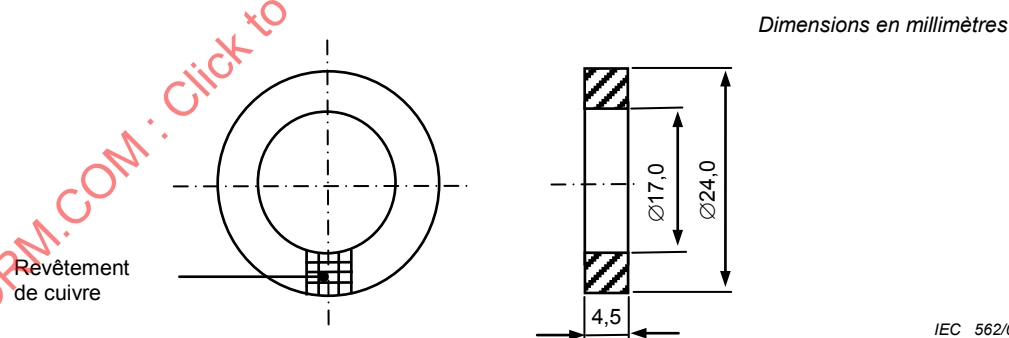


Figure 8 – Spécimen d'essai

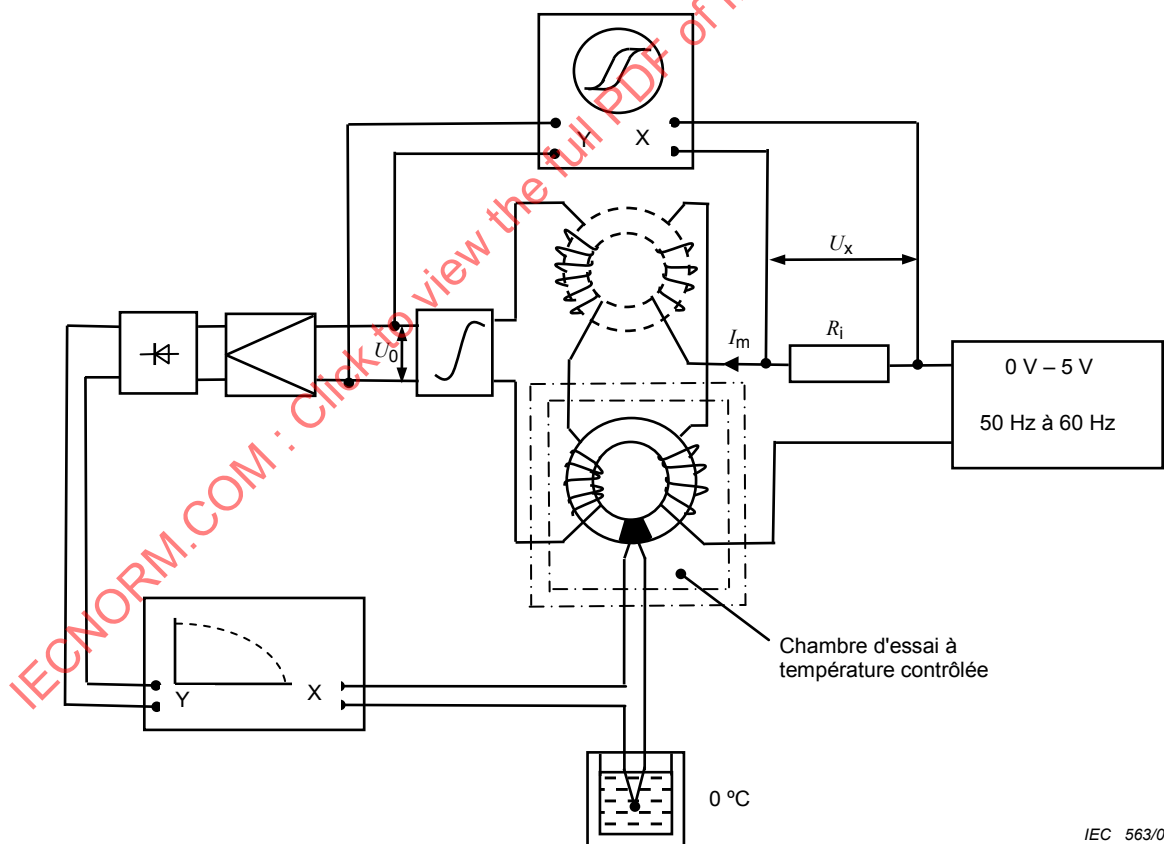
Une brasure à point de fusion élevé (environ 310 °C) est préparée en fabricant un alliage constitué d'environ 90 % en poids de plomb et le reste d'étain. Cet alliage, qui peut être utilisé de la même manière qu'une brasure ordinaire, est utilisé pour fixer un thermocouple (cuivre-constantan) sur la partie recouverte d'argent de la surface du noyau. Ce thermocouple mesure la température réelle du noyau avec une précision suffisante. Un revêtement de protection spécial peut être appliqué à la jonction du thermocouple pour minimiser la détection de rayonnement thermique directe.

L'échauffement (par exemple pendant la brasure ou la cuisson de l'argent) peuvent endommager certains matériaux en ferrite. Si c'est le cas, il convient de considérer d'autres moyens pour garantir un bon contact thermique avec le thermocouple.

L'étape suivante consiste à placer deux enroulements sur le noyau: le premier est la bobine exploratrice, constituée d'une seule couche contenant 200 tours de fil de cuivre de 0,2 mm de diamètre, isolée par une laque résistant à la chaleur telle que du polyamide. Il convient que l'enroulement soit étendu aussi uniformément que possible sur le noyau à l'exception de la partie recouverte d'argent uniquement. Ensuite la bobine excitatrice est enroulée par-dessus la bobine exploratrice. La bobine excitatrice est constituée de 70 tours de fil de cuivre de 0,5 mm de diamètre, isolée par une laque résistant à la chaleur. Il convient de prendre les valeurs données ci-dessus à titre d'exemple uniquement. D'autres nombres de tours peuvent aussi bien être utilisés à condition qu'ils soient pris en compte dans les calculs.

5.5 Appareil de mesure

Le spécimen d'essai et un transformateur similaire (unité de compensation), enroulé sur un noyau non magnétique de mêmes dimensions que le tore de ferrite, sont connectés à un circuit de mesure comme cela est représenté à la Figure 9. Une source de puissance sinusoïdale délivrant 0 V à 5 V efficaces, de fréquence inférieure ou égale à 60 Hz est connectée aux enroulements primaires par une résistance R_i . La résistance est faite d'un court fil de constantan et, dans l'exemple donné ici, vaut 0,0963 Ω . (En procédant avec soin, la résistance peut être augmentée pour pouvoir diminuer la sensibilité de l'entrée X de l'oscilloscope.) La chute de tension aux bornes de la résistance U_x est envoyée sur l'entrée horizontale d'un oscilloscope.



IEC 563/06

**Figure 9 – Circuit de mesure pour déterminer l'aimantation
(à une intensité de champ spécifiée) M_H**

Cette tension est proportionnelle au courant d'excitation I_m et donc à l'intensité du champ magnétique H_m . Il s'en suit que

$$U_X = I_m R_i = \frac{H_m l_m}{N_1} R_i \quad (22)$$

où

l_m est la longueur moyenne du chemin du flux;

N_1 est le nombre de tours primaires.

Un signal d'entrée de 1 V correspond à une intensité de champ égale à

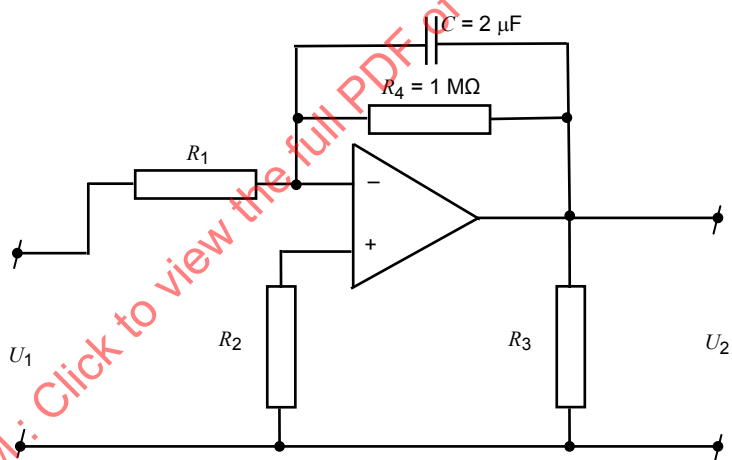
$$H_m = \frac{N_1}{l_m R_i} \quad (23)$$

ou, avec les valeurs utilisées dans l'exemple cité, $11,51 \times 10^3 \text{ Am}^{-1}$.

Ainsi, une tension d'entrée de l'oscilloscope de 1 mV correspond à une intensité de champ de $11,51 \text{ Am}^{-1}$.

La tension de sortie provenant des deux enroulements secondaires, connectés en série, est proportionnelle à la dérivée en fonction du temps de M . Pour obtenir un signal proportionnel à M , elle a été intégrée dans un intégrateur de Miller.

Un intégrateur de Miller peut être construit à l'aide d'un amplificateur opérationnel conformément à la Figure 10:



IEC 564/06

Figure 10 – Intégrateur de Miller

Pour obtenir des performances satisfaisantes de l'intégrateur, sa constante de temps efficace $RC \times G$ (où G est le gain de l'amplificateur) doit être au moins 100 fois supérieure à l'inverse de la fréquence de mesure. Il convient également de contrôler que l'intégrateur n'introduit pas de déphasage à basse fréquence.

La tension de sortie de l'intégrateur est égale à

$$U_2 = \frac{\mu_0 M N_2 A_e}{R_1 C} \cdot \frac{G}{G + 1} \quad (24)$$

où

$$A_e = \frac{h \cdot (\ln(r_2/r_1))^2}{(1/r_1) - (1/r_2)} \quad (25)$$

est la surface de la section efficace du noyau et N_2 est le nombre de tours secondaires.

Ce signal U_2 est délivré à l'entrée verticale de l'oscilloscope. Typiquement, une tension d'entrée de 1 mV correspond à une valeur de M_H d'environ 2 kAm⁻¹.

La largeur de bande et la sensibilité de l'oscilloscope doivent être appropriées. Une limite basse fréquence inférieure à 0,25 Hz (de préférence la composante continue) et une limite haute fréquence supérieure à 10 kHz donneront des résultats satisfaisants. La sensibilité des amplificateurs X et Y doit dépasser 2 mm par mV.

L'entrée Y de l'oscilloscope est également amplifiée à un niveau de 10 V à 20 V puis redressée dans un redresseur à détection de crête. Le signal redressé est délivré à l'entrée Y d'un enregistreur X-Y. L'entrée X de l'enregistreur est alimentée par les thermocouples de telle sorte que la déviation de l'enregistreur soit directement proportionnelle à la température du noyau en degrés Celsius. On peut ainsi obtenir un diagramme représentant la dépendance de la température de M_H .

5.6 Etalonnage

Les entrées de l'oscilloscope sont étalonnées à l'aide d'une source de tension externe de haute précision. L'enregistreur est ajusté à la sensibilité correcte par rapport à l'intervalle de température et à la valeur maximale attendue de M_H dans cette région.

La sortie de la source de puissance est ajustée (à l'aide de l'oscilloscope) de telle sorte que l'amplitude de l'intensité du champ soit égale à $n \times H_C$ (où n est un nombre entier, typiquement 5) à la température de la salle. Cette valeur (c'est-à-dire la largeur de l'écran de l'oscilloscope) doit être maintenue constante pendant toute la mesure.

5.7 Procédure de mesure

Tous les équipements électroniques doivent être mis en marche environ 30 min avant la mesure pour assurer une bonne stabilité. Le spécimen d'essai est monté dans la chambre d'essai contrôlée en température et ses enroulements et les connecteurs du thermocouple sont connectés au circuit de mesure. Les amplificateurs X et Y de l'oscilloscope sont étalonnés.

Le courant d'excitation est augmenté de telle sorte que l'intensité maximale du champ magnétique soit égale à la valeur souhaitée, généralement cinq fois la coercivité. La sensibilité de l'enregistreur X-Y est ajustée et son axe Y étalonné par rapport à la valeur de M lue sur l'écran de l'oscilloscope.

La température de la chambre d'essai est baissée jusqu'à la plus petite température concernée. La mesure commence à ce point et on laisse monter la température du noyau si lentement (typiquement moins de 3 °C/min) que l'on peut considérer que le spécimen d'essai est à un équilibre thermique raisonnable. La valeur maximale de M , (M_H), est enregistrée automatiquement en fonction de la température. A certaines températures, les valeurs de l'aimantation rémanente et de la coercivité sont prises. En variante, des photographies peuvent être prises pour étudier de manière plus détaillée la configuration de la boucle.

La mesure prend fin lorsque la température a atteint une valeur appropriée, normalement une température légèrement supérieure au point de Curie.

5.8 Calcul

Les valeurs affichées par l'oscilloscope, qu'elles soient obtenues par observation directe ou par photographies, sont converties en valeurs d'aimantation et en intensité de champ à l'aide des expressions données en 5.5. Le "rapport de rectangularité", M_r/M_H , est calculé à l'aide des valeurs obtenues ainsi. La courbe de l'enregistreur est explicite et ne nécessite pas d'autres calculs.

5.9 Précision

La précision d'une mesure varie avec M_H , l'erreur augmente généralement lorsqu'on s'approche d'une température de transition et M_H devient petite. Toutefois, en se plaçant suffisamment loin de ces points, l'erreur systématique est très petite, de l'ordre de $\pm 1 \%$, à condition que le circuit de mesure soit construit correctement. Les incertitudes introduites par l'instrument de lecture s'ajoutent à cette erreur. Cette quantité peut être très difficile à établir, mais les erreurs relatives suivantes sont typiques des données obtenues selon cette méthode:

$$M_H \rightarrow \pm 3 \% \text{ (max.)}$$

$$H'_{cJ} \rightarrow \pm 5 \%$$

$$\text{Point de Curie} \rightarrow \pm 2 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$\text{Rapport de rectangularité} \rightarrow \pm 6 \%$$

5.10 Présentation des données

Les valeurs de M_H obtenues par cette méthode doivent être mentionnées de la manière suivante:

- aimantation à une intensité de champ magnétique égale à n fois la coercivité et à une température de $\theta \text{ }^\circ\text{C}$: $M \text{ kAm}^{-1} \pm 3 \%$;
- ou, dans le cas d'une aimantation rémanente:
- aimantation rémanente lorsque l'intensité de champ magnétique a été diminuée de n fois la coercivité à zéro à une température de $\theta \text{ }^\circ\text{C}$: $M \text{ kAm}^{-1} \pm 3 \%$, où le nombre M est donné avec trois chiffres significatifs.

Dans les cas où M_H est tracé en fonction de la température, la courbe réelle doit être donnée avec une indication sur la précision estimée.

Le rapport doit également inclure l'identité unique de l'échantillon.

6 Largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH et facteur de Landé efficace g_{eff} (cas général)

6.1 Généralités

La largeur de raie de la résonance gyromagnétique et le facteur de Landé efficace sont des propriétés fondamentales pour déterminer les performances de dispositifs fonctionnant à la résonance gyromagnétique ou proche de la résonance gyromagnétique. Ils sont nécessaires pour calculer les composantes de la perméabilité tensorielle dans cette région. La détermination de ces quantités implique la mesure d'un phénomène de résonance dans lequel la fréquence et l'intensité du champ magnétostatique sont toutes les deux des paramètres critiques. La stabilité, électrique et des dimensions (de la cavité), devient donc très importante, en particulier dans le cadre de l'étude des matériaux dont la largeur de raie de la résonance est très étroite.

6.2 Objet

Décrire une méthode qui peut être utilisée pour mesurer la largeur de raie de la résonance gyromagnétique et le facteur g efficace de ferrites pour hyperfréquences isotropes sur la gamme de fréquences comprise entre environ 0,3 GHz et 30 GHz. La méthode peut être utilisée pour des matériaux présentant une grande ou une petite largeur de raie.

6.3 Théorie

La méthode s'applique exclusivement au mode de Kittel ou à une résonance de précession uniforme. Les résonances dans lesquelles d'autres modes magnétostatiques sont impliqués ou qui présentent une ambiguïté due à une aimantation à saturation insuffisante ne sont pas considérées.

La valeur du champ pour une absorption maximale ou une résonance H_0 peut être calculée théoriquement en termes d'aimantation à saturation de l'échantillon M_s , de facteurs de démagnétisation N_x , N_y , N_z , de facteur g efficace g_{eff} et de fréquence de mesure f_0 . Si le spécimen est en forme de petite sphère, la relation se réduit à la formule suivante:

$$f_0 = \frac{\gamma \mu_0 H_0}{2\pi} \quad (26)$$

où

γ est le rapport gyromagnétique;

μ_0 est la constante magnétique.

Si, par ailleurs, le spécimen est en forme de disque dont le diamètre est suffisamment plus large que la largeur, et le champ externe est perpendiculaire à la surface, la formule devient:

$$f_0 \approx \frac{\gamma \mu_0}{2\pi} [H_0 - (1 - 3\rho) M_s] \quad (27)$$

où

ρ est le rapport $d/D < 1/20$;

d est l'épaisseur du spécimen;

D est le diamètre du spécimen.

Sachant que $\gamma = 88 \cdot 10^9 \text{ T}^{-1}\text{s}^{-1}$, il est possible, connaissant f_0 , H_0 et M_s , de calculer le facteur de Landé efficace g_{eff} .

La largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH est définie comme la différence entre les deux valeurs d'intensité de champ magnétique auxquelles la puissance absorbée par le matériau en ferrite est la moitié de l'absorption maximale.

La méthode recommandée pour la mesure de g_{eff} et ΔH est basée sur le concept de la perturbation d'une cavité. Les dimensions du spécimen doivent être petites par rapport à la longueur d'onde à l'intérieur du spécimen. Pour des spécimens de disques à utiliser sur la gamme de fréquences allant de 0,3 GHz à 3,0 GHz, le rapport entre le diamètre et l'épaisseur doit être supérieur à 30, le diamètre satisfaisant aux exigences de 6.4.

L'absorption dans le spécimen est mesurée en déterminant la variation de puissance incidente sur la cavité nécessaire pour maintenir la puissance de sortie provenant de la cavité à un niveau de référence fixe.

La variation de puissance d'entrée peut être exprimée comme la variation de l'atténuation insérée entre la source surveillée et la cavité pour maintenir le niveau de sortie de référence. Si α_0 est la valeur lue sur l'atténuateur, en décibels, sans échantillon présent et α_r la valeur lue pour l'absorption maximale du spécimen, la valeur $\alpha_{1/2}$, correspondant à une absorption de spécimen de la moitié de la valeur de résonance, est donnée par une des équations suivantes:

$$\alpha_{1/2} = \alpha_0 + 10 \lg 2 - 10 \lg (10^{(\alpha_0 - \alpha_r)/10} + 1) \quad (28)$$

6.4 Spécimens d'essai et cavités

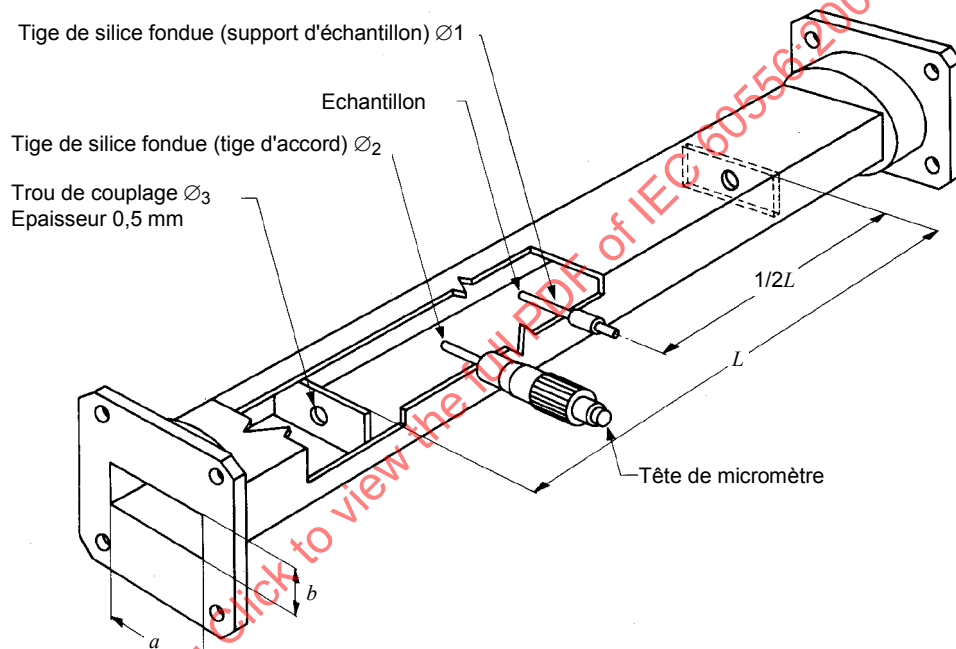
Les spécimens d'essai pour cette méthode peuvent être des sphères (pour les matériaux dont la largeur de raie est supérieure à environ 400 Am^{-1}) ou des disques. Des restrictions sur les dimensions apparaissent dans le texte précédent et dans le texte suivant

En particulier, pour garantir une perturbation de cavité suffisamment petite, les valeurs mesurées de ΔH et H_0 doivent satisfaire à la condition suivante:

$$\alpha_0 - \alpha_r < 20 \lg \left(1 + 0,06 Q_0 \frac{\Delta H}{H_0} \right) \quad (29)$$

où Q_0 est la valeur Q de la cavité sans spécimen.

Les dimensions de l'échantillon, par exemple le diamètre de la sphère, doivent être réduites jusqu'à ce que la différence des pertes satisfasse à cette exigence.



IEC 565/06

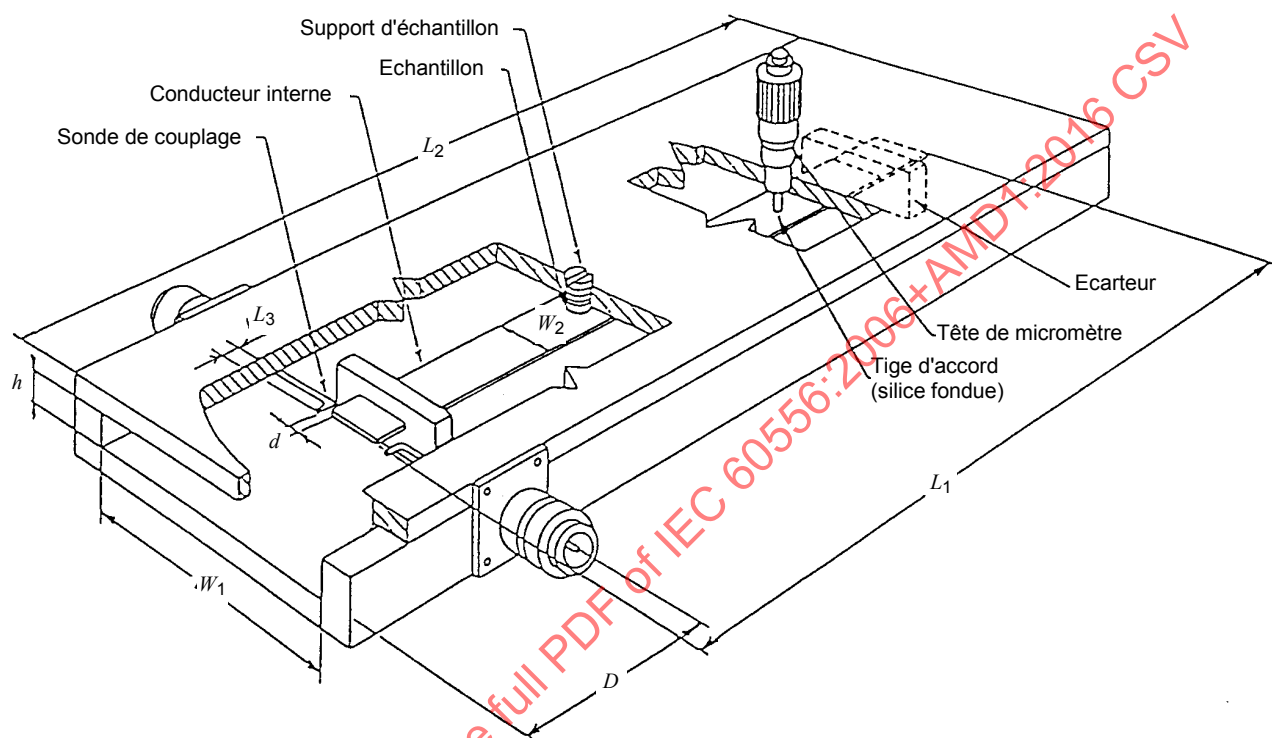
Fréquence GHz	Dimension mm					
	L	a	b	$\varnothing_1$	$\varnothing_2$	$\varnothing_3$
3	278	72,14	32,04	2	6	15
10	118,4	22,86	10,16	1	3	5
30	36,9	8,636	4,318	0,5	1,5	2,5

Figure 11 – Cavité pour mesurer la largeur de raie de la résonance gyromagnétique et le facteur de Landé efficace

Pour des sphères de largeur de raie relativement petite (moins de 3 kAm^{-1}), les résultats de mesure dépendent fortement de l'état de la surface des échantillons. Idéalement, elles seraient polies par voie optique. En pratique, une courbe ΔH peut être tracée à partir de trois mesures de ΔH correspondant à trois étapes progressives de meulage, la valeur

asymptotique ΔH étant indiquée en 6.9. L'état de la surface de la sphère à mesurer peut également être défini indirectement par la taille du grain de l'abrasif de meulage.

Le processus de polissage peut introduire une contrainte au niveau de l'échantillon, affectant la valeur mesurée de ΔH . Cet effet peut être minimisé par un recuit pendant une courte période de temps.



IEC 566/06

NOTE L'écarteur peut être une plaque de polytétrafluoroéthylène (PTFE) mesurant typiquement 7 mm par 2 mm par 25 mm, légèrement ajustable en position.

Fréquence MHz	Dimension mm							
	d	D	h	L_1	L_2	L_3	W_1	W_2
300	2,0	39	7	470	510	21	60	20
1 000	2,0	28	7	140	180	10	60	20

Figure 12 – Résonateur à ligne à ruban pour mesurer la largeur de raie de la résonance gyromagnétique et le facteur de Landé efficace à basse fréquence

A titre d'exemple, la Figure 11 illustre une cavité du type de transmission. Des dimensions donnant un facteur de qualité en charge (Q_0) supérieur à 2 000 sont données pour trois fréquences. Le spécimen sphérique est placé à un point où le champ électrique hyperfréquence est minimal et le champ magnétique hyperfréquence est maximal. La position correcte du spécimen est également indiquée à la Figure 11. Le spécimen est monté sur un support d'échantillon (tige de silice fondue). Le trou pour insérer le spécimen dans la cavité est situé dans la paroi étroite de la cavité et ne doit pas dépasser 2 mm de diamètre (pour une cavité de bande X). Une tige de perturbation supplémentaire est montée dans une position appropriée pour pouvoir être accordée par interaction sur le champ électrique dans la cavité. Les lignes d'entrée et de sortie de la cavité sont faites pour apparaître comme des

charges adaptées au moyen de plages de contact ou d'isolateurs. Ce type de conception de cavité s'applique à des échantillons sphériques sur la gamme de fréquences comprises entre 3 GHz et 30 GHz. Si la fréquence de mesure dépasse la valeur donnée par

$$f = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{2}{3} M_s \quad (30)$$

la valeur de ΔH observée contiendra des contributions des modes d'ondes de spin excités par des défauts des ferrites polycristallins [6].

Toutefois, pour des mesures entre 0,3 GHz et 3 GHz, un spécimen en forme de disque est préférable. Le type de cavité recommandé, dans ce cas, est un résonateur dont les deux extrémités sont en circuit ouvert comme cela est illustré à la Figure 12. Comme on le voit sur la figure, la cavité présente des résonances d'ordre impair pour des longueurs d'onde d'environ $2L$, $2/3L$..., où L est la longueur du conducteur à ruban interne². Des dimensions donnant un facteur de qualité en charge (Q_0) supérieur à 400 sont données pour deux fréquences. Le spécimen est collé à un support d'échantillon qui a la forme d'une prise métallique vissée dans le conducteur externe de telle sorte que le spécimen soit placé au voisinage du centre du conducteur interne. Pour garder le champ hyperfréquences aussi uniforme que possible sur le spécimen, le diamètre de l'échantillon doit être inférieur à un tiers de la largeur du conducteur interne. La tige d'accord sert à accorder la cavité par perturbation supplémentaire de telle sorte que la mesure puisse être faite à une fréquence prédéterminée. Les largeurs de raies mesurées sur des spécimens en forme de disque ne sont pas élargies par les pertes d'ondes de spin.

Le processus de préparation peut introduire une contrainte au niveau du spécimen, affectant la valeur mesurée de ΔH . Cet effet peut être minimisé par un recuit pendant une courte période de temps.

6.5 Appareil de mesure

La Figure 13 est une représentation schématique des équipements nécessaires pour réaliser les mesures. La puissance fournie par une source hyperfréquences appropriée A non modulée ou avec modulation d'amplitude, mais sans modulation de fréquence, est délivrée par un atténuateur variable de précision F à la cavité G, et la puissance de sortie est détectée et indiquée sur un appareil de mesure approprié H. La puissance incidente atteignant l'atténuateur de précision est contrôlée en E par un coupleur directif et un détecteur à quartz. Cette puissance incidente est maintenue constante pendant la mesure au moyen d'un atténuateur variable C. On peut utiliser la tige d'accord pour accorder la cavité sur la fréquence du générateur pour que les hyperfréquences contrôlées en B ne varient pas. Un champ magnétique réglable de stabilité suffisante et perpendiculaire au champ magnétique hyperfréquences est appliqué au spécimen. La non-homogénéité du champ appliqué au spécimen doit être négligeable par rapport à la largeur de raie mesurée.

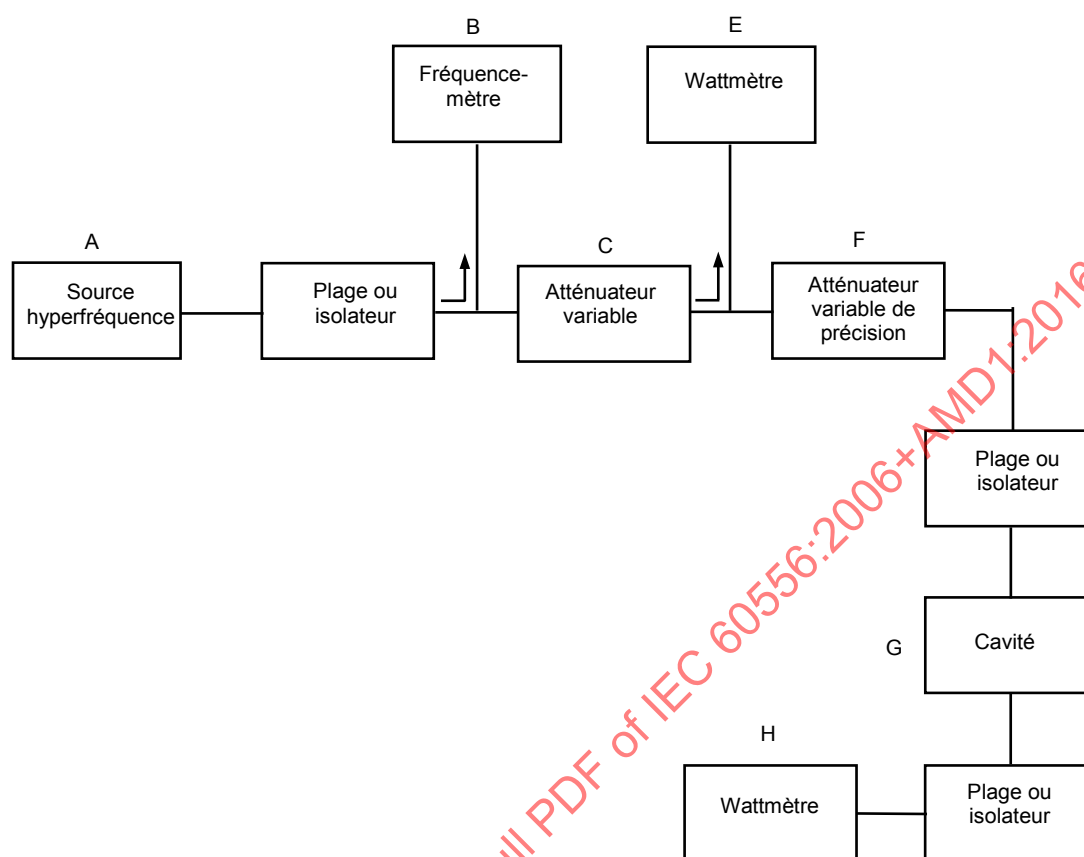
6.6 Procédure de mesure

Régler la fréquence du générateur aussi près que possible de la fréquence de mesure. Accorder la cavité pour une émission maximale à l'aide de la tige d'accord. Etablir un niveau d'entrée mesuré en E, un réglage de α_0 sur l'atténuateur de précision et un niveau de sortie mesurée en H. Prendre ce niveau de sortie comme valeur de référence.

Insérer le spécimen dans la cavité. Il convient que cette opération ait un effet négligeable sur le niveau de sortie. Appliquer le champ magnétique et l'ajuster pour une absorption maximale (émission minimale). Déterminer le nouveau réglage de α_r sur l'atténuateur de précision qui

² On peut préférer utiliser un support d'échantillon diélectrique. Ceci nécessitera l'utilisation d'un spécimen plus large pour une sensibilité donnée, mais la position du spécimen dans le conducteur externe ne sera plus critique.

rétablit le niveau de sortie à la valeur de référence. Déterminer l'hyperfréquence f_0 et l'intensité du champ magnétostatique appliqué H_0 .



IEC 567/06

Figure 13 – Schéma des équipements nécessaires pour mesurer la largeur de raie de la résonance gyromagnétique et le facteur de Landé efficace

La largeur de raie de la résonance gyromagnétique peut maintenant être obtenue par la méthode suivante:

Méthode

Calculer le réglage de l'atténuateur pour obtenir le niveau de sortie de référence aux points à mi-puissance à l'aide de l'équation (28). Régler l'atténuateur de précision à cette valeur et faire varier le champ magnétique pour obtenir le niveau de sortie de référence. Accorder de nouveau la cavité pour une sortie maximale à l'aide de la tige d'accord. Ajuster de nouveau l'intensité du champ et l'accord si nécessaire et noter la valeur finale de l'intensité du champ H_1 . Répéter la procédure à l'autre point à mi-puissance pour obtenir H_2 .

Pour contrôler la sphéricité et l'isotropie des spécimens sphériques, le spécimen peut être tourné dans la cavité. Il convient que les valeurs obtenues pour H_0 et ΔH ne dépendent pas de l'orientation du spécimen pour les matériaux isotropes correctement formés. Les limites de variation admissibles sont 1 % de H_0 et 5 % de ΔH . Pour des spécimens en forme de disques fins, l'effet de l'image miroir électromagnétique sur les données mesurées doit être éliminé avant la mesure finale. Ceci est efficacement réalisé en effectuant des mesures successives sur un spécimen dont l'épaisseur varie par palier en meulant avec soin³. Il convient que les

³ Dans la plupart des cas pratiques, cette condition est atteinte pour un matériau donné avec une valeur particulière du rapport $\rho = d/D$, qui peut être déterminée à partir du résultat de la procédure décrite. Généralement $\rho < 1/10$.

valeurs obtenues pour H_0 et ΔH ne dépendent pas de l'épaisseur. Dans ce cas, les limites de variation admissibles sont 3 % de H_0 et 5 % de ΔH .

6.7 Calcul

Le facteur de Landé efficace est calculé à partir des valeurs observées de fréquences et d'intensité du champ à la résonance conformément à l'Equation (26) (sphère) ou à l'Equation (27) (disque).

La largeur de raie de la résonance gyromagnétique se calcule comme suit:

$$\Delta H = |H_1 - H_2| \quad (31)$$

6.8 Précision

Si la fréquence est mesurée avec une précision de ± 1 % et l'intensité du champ magnétique avec une précision de ± 2 %, les erreurs relatives pour déterminer de ΔH et g_{eff} deviennent égales à ± 5 % et ± 2 %, respectivement.

6.9 Présentation des données

Les données doivent être présentées pour être conformes aux exigences de l'IEC 60392. La fréquence de mesure doit être déclarée. Pour cela on peut utiliser un indice qui représente la fréquence de mesure en gigahertz, c'est-à-dire ΔH_{10} , g_{10} (si la mesure se fait à 10 GHz). Il est souhaitable d'avoir des informations sur la forme et la taille du spécimen (sphère ou disque, dimensions) et l'identité unique doit être indiquée.

7 Largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH_{10} et facteur de Landé efficace g_{10} (à 10 GHz)

7.1 Généralités

La résonance gyromagnétique est caractérisée par un facteur de Landé efficace et une largeur de raie de la résonance. La mesure de ces quantités implique les deux paramètres critiques suivants: la fréquence et le champ magnétostatique appliqué.

La stabilité, électrique et des dimensions (de la cavité), devient donc très importante, en particulier pour les matériaux dont la largeur de raie de la résonance est très étroite.

7.2 Objet

Décrire une méthode de mesure de la largeur de raie de la résonance gyromagnétique et le facteur Landé efficace de ferrites pour hyperfréquences isotropes à une fréquence de 10 GHz. La méthode peut être utilisée pour des matériaux présentant une grande ou une petite largeur de raie.

7.3 Théorie

La méthode s'applique exclusivement à la résonance de précession uniforme. Les résonances dans lesquelles des modes magnétostatiques d'ordre supérieur sont impliqués ou qui présentent une ambiguïté due à une aimantation à saturation insuffisante ne sont pas considérées.

La valeur du champ pour une absorption maximale ou une résonance peut être calculée théoriquement en termes d'aimantation de l'échantillon, de facteur de démagnétisation, de facteur de Landé efficace g_{eff} et de fréquence de mesure f_0 . Si le spécimen est en forme de petite sphère, la relation se réduit à la formule suivante:

$$f_0 = \frac{\gamma \mu_0 H_0}{2\pi} \quad (32)$$

où

γ est le rapport gyromagnétique;

μ_0 est la constante magnétique.

Sachant que $\gamma = 88 \text{ g}_{\text{eff}} \cdot 10^9 \text{ T}^{-1}\text{s}^{-1}$, il est possible, connaissant f_0 et H_0 , de calculer le facteur de Landé efficace g_{eff} qui dépend de H_0 .

La largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH est définie comme la différence entre les deux valeurs d'intensité de champ magnétique auxquelles la puissance absorbée par le matériau en ferrite est la moitié de l'absorption maximale.

La méthode recommandée pour la mesure de g_{eff} et de ΔH est basée sur la théorie de la perturbation de cavité. L'absorption à la résonance est quasiment proportionnelle à l'aimantation (à saturation) divisée par la largeur de raie de la résonance. Si l'absorption devient trop importante pour maintenir la précision requise, comme cela peut parfois être le cas avec des matériaux de largeur de raie étroite, il convient de réduire la taille du spécimen. Pour diminuer l'absorption, il convient de réduire le diamètre (des spécimens sphériques) selon les besoins (voir 7.4).

L'absorption dans le spécimen est mesurée en déterminant la variation de puissance incidente sur la cavité nécessaire pour maintenir la puissance de sortie provenant de la cavité à un niveau de référence fixe.

La variation de puissance d'entrée peut être exprimée comme la variation de l'atténuation insérée entre la source surveillée et la cavité pour maintenir le niveau d'entrée ou de référence. Si α_0 est la valeur lue sur l'atténuateur, en décibels, sans échantillon présent et α_r la valeur lue pour l'absorption maximale du spécimen, la valeur $\alpha_{1/2}$, correspondant à une absorption de spécimen de la moitié de la valeur de résonance, est donnée par une des équations suivantes:

$$\alpha_{1/2} = \alpha_0 + 10 \lg 2 - 10 \lg \left(10^{(\alpha_0 - \alpha_r)/10} + 1 \right) \quad (33)$$

7.4 Spécimen d'essai et cavité

Le spécimen d'essai pour cette méthode est une sphère. Les spécimens sphériques de diamètre inférieur ou égal à 1 mm donneront une précision suffisante, à condition que ΔH soit supérieur à environ 800 Am^{-1} . Lorsque ΔH est inférieur à 800 Am^{-1} et en particulier lorsque l'aimantation est élevée, une sphère plus petite sera nécessaire. On trouve ceci en vérifiant si la condition

$$\alpha_0 - \alpha_r < 20 \lg \left(1 + 0,06 Q_0 \frac{\Delta H}{H_0} \right) \quad (34)$$

est satisfaite, où Q_0 est la valeur de Q de la cavité sans spécimen.

La cavité est le type de transmission, résonant à 10 GHz avec un facteur de qualité Q en charge (Q_0) supérieur à 2 000. Le spécimen est placé éloigné des parois de la cavité à un point où le champ électrique hyperfréquence est minimal et le champ magnétique hyperfréquence est maximal. La Figure 11 avec les dimensions pour $f = 10 \text{ GHz}$, représente une cavité appropriée dans laquelle la position correcte du spécimen est indiquée. Le spécimen est monté sur une tige de silice fondue (ou autre diélectrique). Le trou pour insérer le spécimen dans la cavité est situé dans la paroi étroite de la cavité et ne doit pas dépasser 2 mm de diamètre. Une tige de perturbation supplémentaire est montée dans une position

appropriée pour permettre d'accorder par interaction avec le champ électrique dans la cavité. Les lignes d'entrée et de sortie de la cavité sont faites pour apparaître comme des charges adaptées au moyen de plaques de contact ou d'isolateurs. Cette conception de la cavité s'applique à des échantillons sphériques dont les diamètres sont restreints conformément à l'alinéa précédent à une fréquence de mesure de 10 GHz.

7.5 Appareil de mesure

La Figure 14 est une représentation schématique des équipements nécessaires pour réaliser les mesures. La puissance fournie par une source hyperfréquences appropriée A non modulée ou avec modulation d'amplitude, mais sans modulation de fréquence, est délivrée par un atténuateur variable de précision F à la cavité G, et la puissance de sortie est détectée et indiquée sur un appareil de mesure approprié H. La puissance incidente atteignant l'atténuateur de précision est contrôlée en E par un coupleur directif et un détecteur à quartz. Cette puissance incidente est maintenue constante pendant la mesure au moyen d'un atténuateur variable C. On peut utiliser la tige de perturbation pour accorder la cavité sur la fréquence du générateur pour que les hyperfréquences contrôlées en B ne varient pas. Un champ magnétique réglable de stabilité suffisante perpendiculaire au champ magnétique hyperfréquences est appliqué au spécimen. La non-homogénéité du champ appliqué au spécimen doit être négligeable par rapport à la largeur de raie mesurée.

7.6 Procédure de mesure

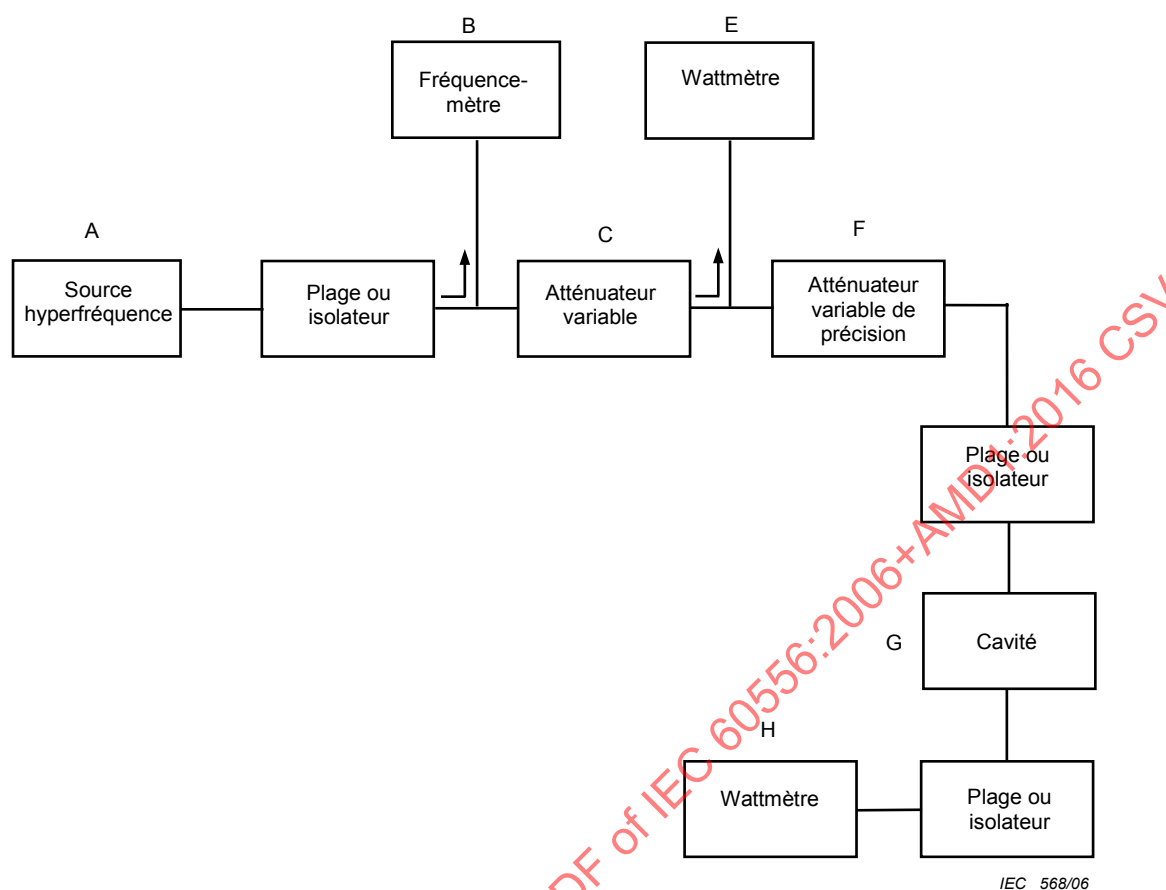
Régler la fréquence du générateur aussi près que possible de 10 GHz. Accorder la cavité pour une émission maximale à l'aide de la tige diélectrique. Etablir un niveau d'entrée mesuré en E, un réglage de α_0 sur l'atténuateur de précision et un niveau de sortie mesurée en H. Prendre ce niveau de sortie comme valeur de référence.

Insérer le spécimen dans la cavité. Il convient que cette opération ait un effet négligeable sur le niveau de sortie. Appliquer le champ magnétique et l'ajuster pour une absorption maximale (émission minimale). Déterminer le nouveau réglage de α_r sur l'atténuateur de précision qui rétablit le niveau de sortie à la valeur de référence. Déterminer l'hyperfréquence f_0 et l'intensité du champ magnétostatique appliqué H_0 .

La largeur de raie de la résonance gyromagnétique peut maintenant être obtenue par la méthode suivante:

Méthode

Calculer le réglage de l'atténuateur pour obtenir le niveau de sortie de référence aux points à mi-puissance à l'aide de l'équation (33). Régler l'atténuateur de précision à cette valeur et faire varier le champ magnétique pour obtenir le niveau de sortie de référence. Accorder de nouveau la cavité pour une sortie maximale à l'aide de la tige diélectrique. Ajuster de nouveau l'intensité du champ et l'accord si nécessaire et noter la valeur finale de l'intensité du champ H_1 . Répéter la procédure à l'autre point à mi-puissance pour obtenir H_2 .



IEC 568/06

Figure 14 – Schéma des équipements nécessaires pour mesurer la largeur de raie de la résonance gyromagnétique et le facteur de Landé efficace à 10 GHz

Pour contrôler la sphéricité et l'isotropie du spécimen, la sphère peut être tournée dans la cavité. Il convient que les valeurs d'intensité de champ mesurées ne dépendent pas de l'orientation du spécimen pour des matériaux isotropes correctement formés. Toutefois, une variation de ± 1 % due à la rotation peut être tolérée.

7.7 Calcul

Le facteur de Landé efficace est calculé à partir de valeurs connues de fréquences et d'intensité du champ à la résonance conformément à l'Equation (32).

La largeur de raie de la résonance gyromagnétique se calcule comme suit:

$$\Delta H = |H_1 - H_2| \quad (35)$$

7.8 Précision

Si la fréquence est mesurée avec une précision de ± 1 % et l'intensité du champ magnétique avec une précision de ± 2 %, les erreurs relatives pour déterminer de ΔH et g_{eff} deviennent égales à ± 5 % et ± 2 %, respectivement.

7.9 Présentation des données

Les valeurs obtenues doivent être exprimées comme suit:

- largeur de raie de la résonance à 10 GHz, ΔH_{10} à une température de θ °C: $p \text{ kAm}^{-1} \pm 5$ %;

– facteur de Landé efficace à 10 GHz, g_{10} , à une température de θ °C: $q \pm 2$ %.

où p et q sont donnés avec trois chiffres significatifs.

Le rapport doit également inclure l'identité unique de l'échantillon.

8 Largeur de raie de la résonance des ondes de spin ΔH_k

8.1 Généralités

Les matériaux en ferrite présentent une absorption anormale à des niveaux de puissance RF élevés dus à un couplage dépendant de la puissance entre le mode uniforme de précession et des ondes de spin, ou par un couplage direct du champ RF avec les ondes de spin. Ce transfert d'énergie est à l'origine de l'augmentation des amplitudes d'ondes de spin. Les fréquences des ondes de spin sont égales à la moitié de la fréquence appliquée ou à la fréquence appliquée. L'absorption est observée lorsque les ondes de spin sont excitées paramètre par paramètre au-delà d'un certain niveau de seuil où l'on constate une croissance instable de l'amplitude des ondes de spin. Ce niveau de seuil, et donc les caractéristiques de puissance relativement élevées du matériau en ferrite, peuvent être considérés comme liés à la largeur de raie des ondes de spin ΔH_k du matériau.

La largeur de raie des ondes de spin est une propriété importante du matériau, et sa détermination est nécessaire pour caractériser complètement le matériau. Non seulement les caractéristiques de puissance élevée du matériau dépendent de ΔH_k , mais la largeur de raie indique également une perte dans des applications où le seuil du matériau est loin de la résonance. Se reporter à [7] et [8] pour plus d'informations sur les ondes de spin en général et sur leur importance dans les applications à ferrites pour hyperfréquences en particulier.

8.2 Objet

La procédure décrite permet de déterminer la largeur de raie des ondes de spin hyperfréquences des matériaux gyromagnétiques. L'essai est réalisé à des fréquences proches de 10 GHz sur des échantillons sphériques à la température de la salle. Cette procédure permet de mesurer des échantillons monocristallins et polycristallins. Dans le cas d'échantillons monocristallins, on doit prendre en compte l'orientation cristalline.

La mesure décrite ici est basée sur la technique du pompage parallèle dans laquelle le seuil de l'échantillon est rendu inférieur à la résonance par un champ magnétostatique appliqué parallèlement au champ RF. Dans cette disposition, l'échantillon présente une faible perte magnétique pour les bas niveaux de puissance RF. Le champ RF seuil est déterminé en observant le début des pertes non linéaires par le changement de la forme de l'impulsion RF. Bien que la plupart des dispositifs fonctionnent avec des champs magnétostatiques et hautes fréquences perpendiculaires, cette méthode, utilisant un pompage parallèle par commodité, donne néanmoins des résultats qui indiquent les pertes aux niveaux de puissance élevés.

Pour les matériaux présentant un ΔH_k élevé (de l'ordre de 1 kAm^{-1}), le début de la détérioration de l'impulsion peut s'avérer difficile à observer. On préfère donc mesurer μ'' en fonction de la puissance [7], où μ'' est la partie imaginaire de la perméabilité complexe.

8.3 Théorie

L'excitation des ondes de spin au-delà du niveau de seuil est observée soit comme une augmentation des pertes au niveau des valeurs du champ magnétostatique inférieure à celle requise pour la résonance, soit comme une saturation et un élargissement de la ligne de résonance principale. Ces effets sont indiqués sur la Figure 15. Puisque la résonance auxiliaire présente un seuil défini plus nettement, des mesures plus précises du niveau de seuil sont possibles dans cette région.

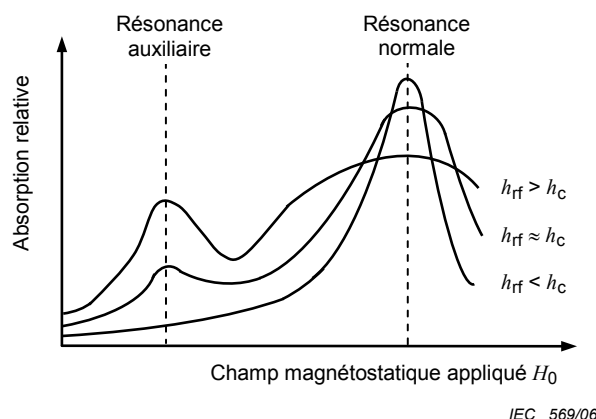


Figure 15 – Absorption auxiliaire et saturation de la résonance normale

Avec un champ RF croissant, on observe d'abord l'absorption à haute puissance sur le front arrière de l'impulsion RF. Lorsque le champ RF augmente au-delà de ce seuil, l'absorption se produit sur des fractions de plus en plus larges de l'impulsion comme on le voit sur la Figure 16.

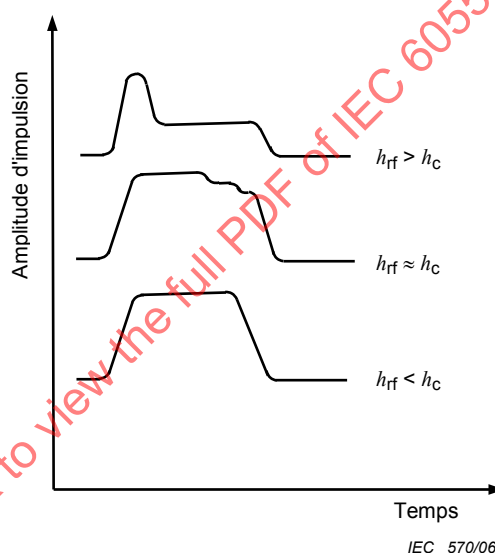


Figure 16 – Détérioration d'une impulsion au début de la résonance auxiliaire

Ce comportement est le résultat du temps nécessaire pour que l'amplitude des ondes de spin augmente, ce qui peut rendre ambigu la détermination du champ critique h . On trouve expérimentalement que les valeurs mesurées du champ critique sont fonction de t_d , où t_d est la durée de l'impulsion. De manière optimale, il convient d'effectuer les mesures avec une impulsion dont la durée est longue par rapport au temps nécessaire à l'apparition des ondes de spin au seuil. Pour les matériaux polycristallins avec $\Delta H_k > 800 \text{ Am}^{-1}$, une longueur d'impulsion de $1 \mu\text{s}$ est appropriée, mais pour des matériaux avec $\Delta H_k < 800 \text{ Am}^{-1}$, une longueur d'impulsion supérieure est nécessaire. Les limitations des équipements peuvent rendre ceci impossible et, en variante, des mesures de h peuvent être effectuées à différentes longueurs d'impulsion et extrapolées comme indiqué à la Figure 17 pour obtenir la valeur réelle.

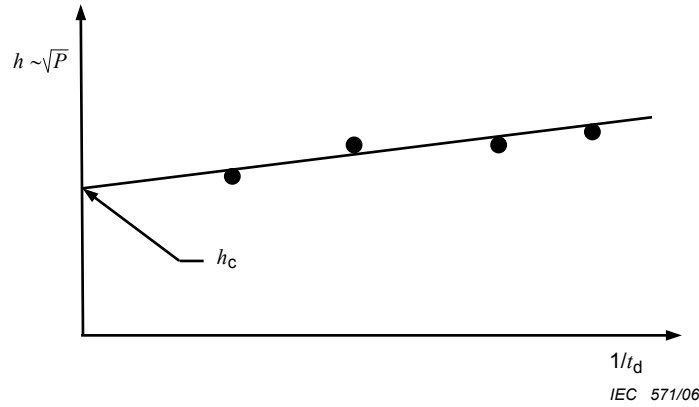


Figure 17 – Intensité du champ RF critique mesurée en fonction de la durée d'impulsion t_d

L'intensité de champ seuil h_c est égale à l'intensité du champ magnétique RF au niveau de l'échantillon pour le niveau de puissance critique. Lorsque l'échantillon est situé au centre d'une cavité TE_{10n} (où n est pair), l'intensité du champ RF est donnée par

$$h_{rf} = 4 \sqrt{\frac{P_{in} \cdot Q_L}{s \cdot \mu_0 \pi f_0 \cdot abd [1 + (d/lna)^2]}} \quad (36)$$

où

s est $1 + \gamma_1$ (couplage sous-critique);

s est $1 + (1/\gamma_1)$ (couplage sur-critique);

γ_1 est le ROS de l'entrée de la cavité à la résonance;

P_{in} est la puissance de crête incidente à la résonance;

Q_L est le facteur de qualité Q en charge de la cavité;

a, b, d sont la largeur, la hauteur et la longueur de la cavité, respectivement;

f_0 est la fréquence de résonance de la cavité;

μ_0 est la constante magnétique;

n est le nombre de demi-longueurs d'onde le long de la cavité.

A partir de cette intensité de champ seuil, la largeur de raie des ondes de spin ΔH_k dans le cas général peut être calculée à partir de la formule suivante:

$$\Delta H_k = h_c \cdot \frac{\omega_m}{\omega} \cdot \sin^2 \theta_k \quad (37)$$

où θ_k est l'angle entre la direction de propagation des ondes de spin et la direction du champ magnétostatique, et ω et ω_m sont définis ci-dessous.

La plus petite valeur de h_c est obtenue lorsque $\theta_k = \pi/2$. Dans ce cas:

$$\Delta H_k = h_c \cdot \frac{\omega_m}{\omega} \quad (38)$$

où

ω_m est $\gamma \mu_0 M_s$;

γ est le rapport gyromagnétique;

M_s est l'aimantation à saturation;

ω est la pulsation de fonctionnement.

Dans le cas des échantillons monocristallins, ω_m doit être corrigée en fonction de l'anisotropie.

Le seuil minimal pour le pompage parallèle apparaît lorsque des ondes de spin avec $\theta_k = \pi/2$ sont dégénérées avec la moitié de la fréquence de fonctionnement, et, dans le cas d'une sphère, ceci se produit pour une intensité de champ magnétostatique appliquée H_0 , donnée par

$$H_0 \approx -\frac{M_s}{6} + \frac{1}{2} \sqrt{M_s^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma \mu_0} \right)^2} \quad (39)$$

8.4 Spécimen d'essai et cavité

L'échantillon à mesurer doit être sphérique et son diamètre doit être compris entre 1 mm et 2 mm. Une cavité d'émission du type représenté à la Figure 18 peut être utilisée comme une cavité TE_{104} résonant entre 9 GHz et 10 GHz avec un facteur Q en charge compris entre 2 000 et 3 000. L'échantillon est monté sur une tige de silice fondue ou d'un autre diélectrique approprié, et placé au centre de la section de la cavité à un point où le champ électrique RF est minimal et le champ magnétique RF est maximal. Le trou d'insertion de l'échantillon dans la cavité est centré sur la paroi large de la cavité.

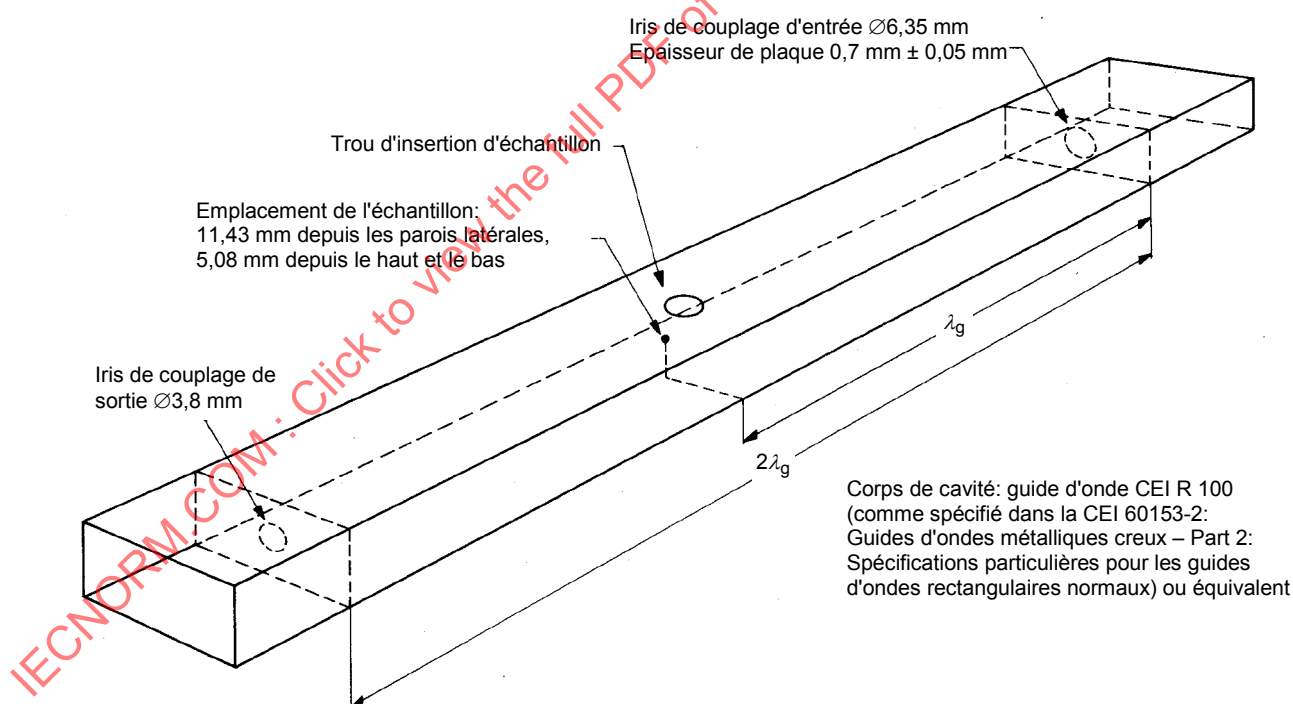
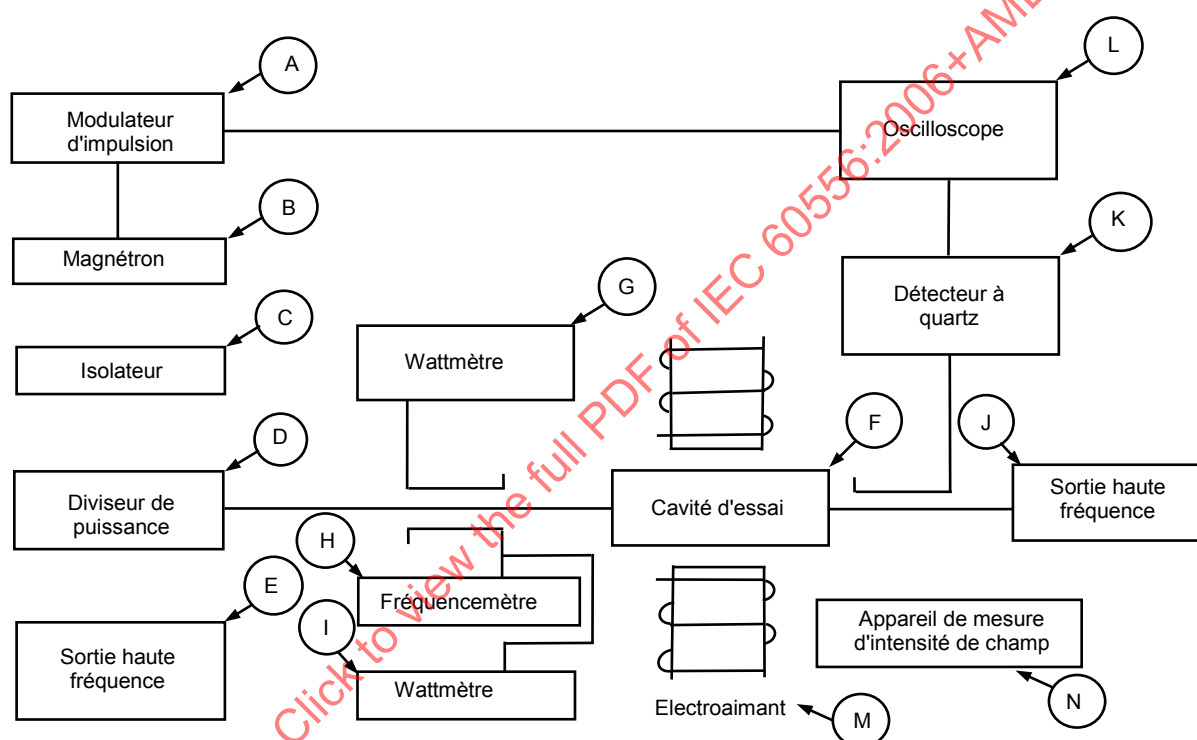


Figure 18 – Cavité TE_{104} typique pour la mesure de la largeur de raie de résonance des ondes de spin à environ 9,3 GHz

8.5 Appareil de mesure

La Figure 19 est un schéma fonctionnel des équipements nécessaires. Un modulateur d'impulsions A commande le magnétron B selon un cycle de service d'environ 10^{-4} et délivre une impulsion de synchronisation à l'oscilloscope L. L'isolateur C fournit une impédance adaptée au magnétron et le diviseur de puissance D permet de faire varier la puissance vers la cavité d'essai F sur une plage d'au moins 20 dB. La puissance inutilisée est dissipée dans la sortie haute puissance E. La fréquence et le niveau de puissance incident sur la cavité d'essai sont surveillés par le fréquencemètre H et le wattmètre I. Cette surveillance est réalisée par un coupleur directif dont la directivité dépasse 40 dB. La puissance réfléchie par la cavité à la résonance est surveillée via un coupleur identique par le wattmètre G. En comparant les valeurs lues sur les appareils G et I, le coefficient de réflexion de puissance Γ peut être obtenu et le rapport d'ondes stationnaires d'entrée γ_1 calculé. Le signal transmis est envoyé sur une sortie haute puissance J, échantillonné via un coupleur directif par un détecteur à quartz K et affiché sur l'oscilloscope L.



IEC 573/06

Figure 19 – Schéma fonctionnel des équipements d'essai de largeur de raie de résonance des ondes de spin

8.6 Etalonnage

Le facteur de qualité Q en charge de la cavité doit être déterminé. Ceci peut facilement être réalisé avec les équipements et les procédures utilisés pour déterminer la permittivité complexe des matériaux en ferrite (voir Article 10).

8.7 Procédure de mesure

L'échantillon à mesurer est monté dans la cavité et le champ généré par l'électroaimant M est ajusté à l'aide de l'appareil de mesure d'intensité de champ N pour fournir une intensité de champ magnétostatique quasiment égale à celle calculée par l'Equation (39). Ce champ doit être orienté dans un plan parallèle à la paroi large du guide d'ondes et normal à l'axe longitudinal du guide, c'est-à-dire parallèle au champ magnétique RF dans le guide à l'emplacement de l'échantillon.

On fait coïncider la fréquence du magnétron avec la fréquence de résonance de la cavité en ajustant la fréquence pour obtenir la sortie maximale du détecteur à quartz K. La durée d'une impulsion doit être rendue aussi longue que possible et le taux de répétition ajusté pour donner un cycle de service de l'ordre de 10^{-4} . Lorsque le magnétron fonctionne à la fréquence de résonance de la cavité, le coefficient de réflexion de puissance peut être déterminé à partir des valeurs lues sur les appareils de mesure G et I.

Le diviseur de puissance est ajusté de telle sorte que le champ magnétique RF dans la cavité selon l'Equation (36) soit bien inférieur à la valeur critique, puis augmenté jusqu'à l'apparition d'une détérioration de la forme de l'impulsion. Le champ magnétostatique est alors soigneusement ajusté autour de la valeur H_0 déterminée pour minimiser l'intensité de champ critique. Le niveau de puissance incidente qui provoque la première dégradation perceptible de la forme du front arrière de l'impulsion peut être utilisé pour calculer le niveau de puissance RF critique pour cette longueur d'impulsion.

Si nécessaire, comme cela est indiqué en 8.3, il convient de répéter la mesure pour des longueurs d'impulsion inférieures pour établir une base d'extrapolation de longueur d'impulsion infinie.

8.8 Calcul

La largeur de raie des ondes de spin ΔH_k est calculée à partir de la valeur de h_c dans l'Equation (38).

8.9 Précision

La détermination du facteur de qualité en charge de la cavité Q_L doit être faite avec une précision de $\pm 3\%$. La détermination du niveau de puissance incidente doit être faite avec une précision de $\pm 10\%$. Les mesures des dimensions de la cavité et de la fréquence de résonance sont facilement réalisées avec une précision de $\pm 0,5\%$. Ceci restreint l'erreur attendue de ΔH_k à $\pm 15\%$.

La technique de mesure décrite ici est principalement destinée à évaluer les spinelles et grenats ferrimagnétiques actuellement fabriquées pour être utilisés dans des dispositifs à ferrite pour hyperfréquences. La précision peut être améliorée en utilisant des techniques de cavité de réflexion.

8.10 Présentation des données

La valeur de ΔH_k doit être indiquée avec la fréquence et la température à laquelle les mesures ont été faites ainsi que l'identité unique de l'échantillon. La précision estimée de la mesure doit également être donnée.

9 Largeur de raie efficace ΔH_{eff}

9.1 Généralités

Pour des intensités de champ magnétostatique largement différentes de celles requises pour la résonance à la fréquence de travail, le calcul des composantes de la perméabilité tensorielle à l'aide de la largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH donne des résultats pouvant être fortement erronés. En conséquence, les valeurs de l'affaiblissement d'insertion ne peuvent pas être prédites avec une précision suffisante. Pour éliminer cette difficulté, on définit une largeur de raie efficace ΔH_{eff} , qui tient compte de tout écart par rapport au comportement de Lorentz classique. Dans ce contexte, la largeur de raie efficace est le paramètre de relaxation W tel qu'il est donné en [9]. Le décalage de fréquence correspondant S est également requis pour effectuer un calcul formel de la partie imaginaire μ''_+ de la perméabilité pour une polarisation circulaire dans le sens horaire.

9.2 Objet

Cette méthode couvre la mesure des composantes de la perméabilité tensorielle magnétique servant à déduire la largeur de raie efficace. La méthode est valide pour des ferrites isotropes polycristallines magnétiquement saturées fonctionnant dans le domaine des hyperfréquences, en dehors de la région de résonance gyromagnétique et à un bas niveau de puissance. Le spécimen d'essai est une tige, disposée de manière coaxiale dans une cavité cylindrique résonante et soumise à un champ magnétostatique axial. La largeur de raie efficace constitue un paramètre utile pour l'affaiblissement d'insertion de dispositifs hyperfréquences.

9.3 Théorie

9.3.1 Définitions

Dans un milieu magnétique isotrope, soumis à un champ magnétostatique H_0 , la densité de flux magnétique hyperfréquence B est liée à l'intensité de champ magnétique hyperfréquence H par l'équation suivante:

$$B = \mu_0(\mu)H = \mu_0(1 + \kappa)H \quad (40)$$

où

μ_0 est la constante magnétique;

(μ) est la perméabilité tensorielle relative du milieu;

(κ) est la susceptibilité tensorielle relative du milieu;

(μ) et (κ) sont fonction de H_0 .

En pompage perpendiculaire, la susceptibilité tensorielle peut être réduite à une expression en deux dimensions:

$$(\kappa) = \begin{pmatrix} \kappa_+ & 0 \\ 0 & \kappa_- \end{pmatrix} \quad (41)$$

où κ_+ et κ_- sont les susceptibilités pour les ondes à polarisation circulaire dans le sens horaire et dans le sens antihoraire, respectivement. Il s'agit généralement de quantités complexes:

$$\kappa_{\pm} = \kappa'_{\pm} - j\kappa''_{\pm} \quad (42)$$

la partie imaginaire κ'' étant issue des pertes magnétiques dans le milieu et liée à la largeur de raie efficace ΔH_{eff} .

$$\Delta H_{\text{eff}} = 2M_s \cdot \text{Im}\left(\frac{1}{\kappa_+}\right) \quad (43)$$

où M_s est l'aimantation à saturation. Cependant, $\kappa_{\pm}$ sont des susceptibilités intrinsèques au milieu. En raison des effets de démagnétisation, les quantités obtenues par une mesure dans une cavité sont des susceptibilités efficaces:

$$\kappa_{\pm e} = \kappa'_{\pm e} - j\kappa''_{\pm e} \quad (44)$$

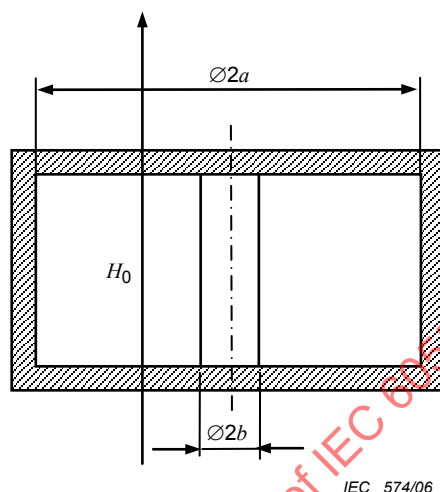
Puisque $\text{Im}\left(\frac{1}{\kappa_{+e}}\right)$ est égal à $\text{Im}\left(\frac{1}{\kappa_+}\right)$, quel que soit le facteur de démagnétisation N , ΔH_{eff} peut s'écrire de la manière suivante:

$$\Delta H_{\text{eff}} = 2M_s \cdot \text{Im}\left(\frac{1}{\kappa_{+e}}\right) = 2M_s \frac{\kappa''_{+e}}{(\kappa'_{+e})^2 + (\kappa''_{+e})^2} \quad (45)$$

9.3.2 Mesure

Un résonateur cylindrique TM_{110} et un spécimen en forme de tige sont utilisés pour la mesure (voir Figures 20 et 21).

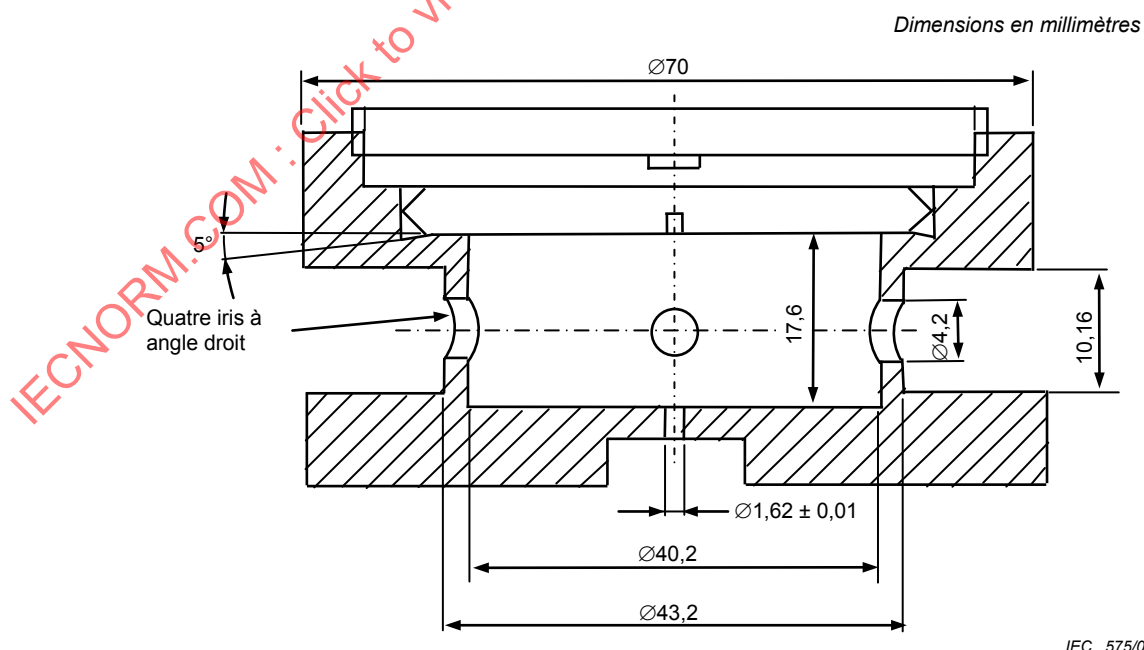
Avec le champ magnétique H_0 appliqué et pour une polarisation circulaire dans le sens horaire du champ magnétique hyperfréquence, les quantités suivantes doivent être mesurées: la fréquence de résonance de la cavité avec et sans le spécimen, le facteur de qualité Q de la cavité avec le spécimen et le spécimen présentant une saturation magnétique suffisante, et les dimensions de la cavité et du spécimen.



IEC 574/06

Figure 20 – Vue en coupe de la cavité avec le spécimen

Si f_0 est la fréquence de résonance de la cavité vide et $f = f_0 + \delta f_+$ la fréquence de résonance de la cavité contenant le spécimen, κ_{+e} et κ_{+e}'' peuvent être exprimés comme des fonctions de $\delta f_+/f_0$ par approximation, conformément à [10], comme suit:



IEC 575/06

Figure 21 – Dimensions d'une cavité conçue pour entrer en résonance à une fréquence de 9,1 GHz

Avec les dimensions de cavité données à la Figure 21 et en utilisant les désignations suivantes:

- a est le rayon de la cavité, déterminé par la fréquence de résonance de la cavité vide;
- b est le rayon du spécimen;
- ε' est la partie réelle de la permittivité relative du spécimen;
- ε'' est la partie imaginaire de la permittivité relative du spécimen;
- Q_+ est le facteur de qualité Q en charge de la cavité avec le spécimen à mesurer;
- Q_0 est le facteur de qualité Q en charge de la cavité avec le spécimen saturé à faibles pertes.

Les paramètres suivants sont définis:

$$C_1 = \left(\frac{b}{a}\right)^2 \left(1 + \frac{2\delta f_+}{f_0}\right)$$

$$C_2 = \frac{\varepsilon'}{2} \left(1 + \frac{1}{1 + \kappa'_{+e}}\right) - 1$$

$$C_3 = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{1}{(1 + \kappa'_{+e})^2}\right)$$

$$C_4 = \left[1 - 1,191 \frac{\delta f_+}{f_0} \left(\frac{1}{3,671 C_1} + 1 - 4,605 \lg 3,415 \frac{b}{a}\right)\right]^2$$

Les composantes de susceptibilité sont alors données approximativement par

$$\frac{1}{1 + \kappa'_{+e}} = 3,671 \varepsilon' C_1 - 1 + 2 \left[\frac{1 + 5,485 (\delta f_+ / f_0) \lg 3,415 (b/a)}{C_4^{1/2}} \right] \quad (46)$$

$$\frac{\kappa''_{+e}}{(1 + \kappa'_{+e})^2} + 3,671 \varepsilon'' C_1 = 2 \left(\frac{1}{Q_+} - \frac{1}{Q_0} \right) \left(\frac{1}{6,153 C_1 C_4} + 3,671 C_1 C_2 + C_3 \right) \quad (47)$$

Une approximation alternative peut être développée au moyen d'un programme informatique en se basant sur des fonctions de Bessel complexes.

9.4 Spécimen d'essai et cavité

Le spécimen doit être cylindrique, de diamètre $(1,60 \pm 0,01)$ mm et de longueur $(22 \pm 0,5)$ mm. Il doit être propre et sec. Le spécimen d'essai est inséré dans des trous de la paroi de la cavité et un champ magnétique axial uniforme est appliqué au spécimen.

Les dimensions de la cavité sont données à la Figure 21. La cavité est dotée de quatre iris à angle droit, deux pour l'excitation de l'onde à polarisation circulaire et deux pour la détection.

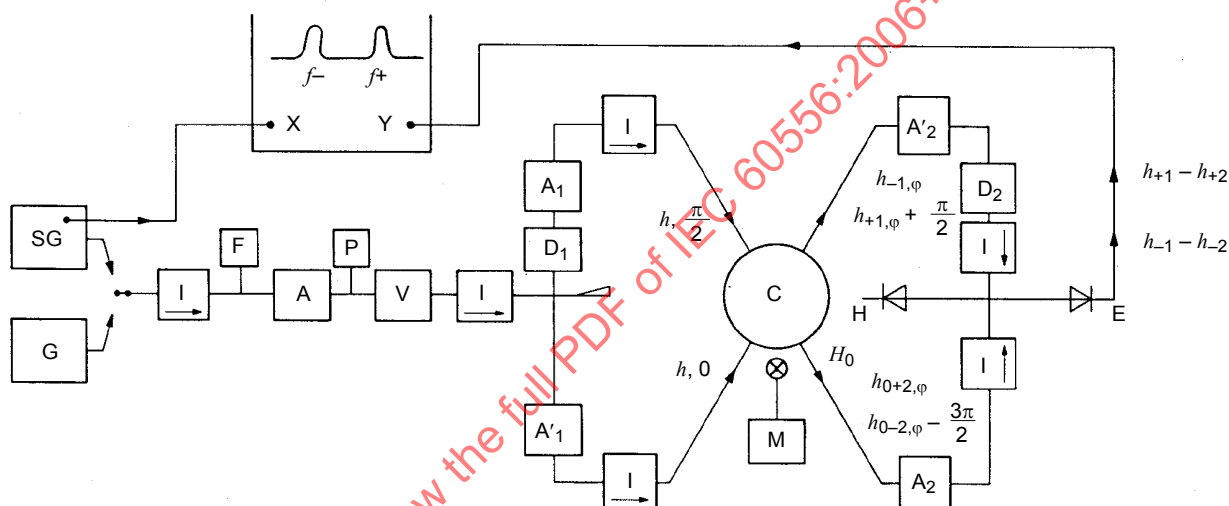
Le coefficient de couplage est identique pour chaque iris et inférieur à 0,1. Le facteur de qualité Q en charge de la cavité doit être supérieur à 5 000.

Le processus de préparation peut introduire une contrainte au niveau du spécimen, affectant la valeur mesurée de ΔH_{eff} . Cet effet peut être minimisé par un recuit pendant une courte période de temps.

9.5 Appareil de mesure

La Figure 22 est une représentation schématique des équipements nécessaires pour réaliser les mesures. La puissance produite par un générateur à balayage sur la bande X, SG, ou par un générateur à ondes continues de stabilité élevée sur la bande X, G (stabilité à court terme supérieure à 1×10^{-7}) est délivrée via un atténuateur variable A, la fréquence étant mesurée par F, puis via un atténuateur de précision variable V, la puissance étant mesurée en P.

Un Té magique divise la puissance en deux parties qui, par des ajustements des atténuateurs variables A_1 et A'_1 et du déphaseur variable D_1 , sont recombinaées pour donner une onde à polarisation circulaire à l'intérieur de la cavité C. Les deux iris de sortie, par des ajustements des atténuateurs variables A_2 et A'_2 et du déphaseur variable D_2 , alimentent un Té magique délivrant la puissance de sortie aux détecteurs E et H. Les boîtes I représentent des isolateurs. Le champ magnétostatique axial H_0 est mesuré à l'aide d'un appareil de mesure d'intensité de champ M.



IEC 576/06

Figure 22 – Représentation schématique des équipements de mesure de la largeur de raie efficace ΔH_{eff}

9.6 Etalonnage

Le fréquence-mètre, l'atténuateur à précision variable et l'appareil de mesure d'intensité de champ doivent être étalonnés.

9.7 Réglage de l'appareil

Puisque la mesure dépend de la détection précise de petites quantités, il est important d'attendre que la température soit stabilisée avant de procéder à tout ajustement de l'appareil, et que la stabilité soit maintenue pendant toute la mesure.

9.7.1 Principe d'ajustement

Une cavité TM_{110} vide parfaite, excitée par une onde à polarisation linéaire, fournit deux modes dégénérés contrarotatifs. En raison des imperfections mécaniques inévitables, les modes sont légèrement séparés. On considère que f_+ est la fréquence du mode horaire et f_- la fréquence du mode antihoraire.

Si un cylindre de ferrite est inséré dans la cavité et un champ magnétique axial H_0 est appliqué, les fréquences des deux modes sont séparées conformément à la différence entre μ_+ et μ_- . Lorsque H_0 devient très élevé, μ_+ et μ_- tendent vers 1 et la différence $f_+ - f_-$ tend vers zéro.

Le but de l'équipement de mesure décrit ci-dessus est d'obtenir le mode de rotation f_+ . A l'aide du Té magique en entrée, des atténuateurs et du déphaseur, deux signaux en quadrature de phase sont appliqués aux iris d'entrée de la cavité. Le déphasage entre les signaux au niveau des iris de sortie est compensé par le déphaseur de sortie de telle sorte que les signaux sont de nouveau en phase.

Après une correction d'amplitude, les signaux sont recombinaés dans le Té magique de sortie; leur somme au niveau de la branche H donne le signal f_+ ; leur différence au niveau de la branche E est nulle. Toutefois, si les réglages de phase et d'amplitude ne sont pas corrects au niveau de l'entrée de la cavité, le mode f_- est détecté. Au niveau des iris de sortie, les signaux f_- sont en quadrature de phase, mais après le déphasage supplémentaire de $\pi/2$, ils sont en opposition de phase. Le signal f_- apparaît donc dans la branche E du Té magique.

L'équipement est aligné en ajustant la phase et l'amplitude des signaux d'entrée et de sortie pour obtenir un zéro au niveau de la branche E, pour f_- et f_+ respectivement.

9.7.2 Procédure d'ajustement

Remettre à zéro tous les atténuateurs et déphaseurs. Connecter le générateur SG et brancher l'oscilloscope sur la branche E du Té magique de sortie. Insérer le spécimen dans le circuit et appliquer la valeur souhaitée du champ magnétique H_0 . Deux crêtes apparaissent sur l'écran de l'oscilloscope. Lorsque H_0 varie, seule la crête f_+ se déplace et la crête f_- reste stationnaire.

Utiliser d'abord les déphaseurs D_1 et D_2 pour réduire l'intensité des crêtes f_- et f_+ . D_1 commande principalement la crête f_- et D_2 la crête f_+ . Chercher alors une valeur minimale pour la crête f_- par ajustements successifs de A_1 (ou A'_1) et D_1 .

De même, chercher une valeur minimale pour la crête f_+ par ajustements successifs de A_2 (ou A'_2) et D_2 .

Vérifier que, au niveau de la branche H, seule la crête f_+ apparaît et est supérieure d'environ 40 dB par rapport aux crêtes résiduelles au niveau de la branche E.

Cet ajustement doit être répété pour chaque spécimen et pour chaque valeur de l'intensité de champ magnétostatique appliquée.

9.8 Procédure de mesure

9.8.1 Mesure de f_0

Connecter le générateur SG, insérer l'échantillon à faibles pertes dans la cavité et appliquer la valeur maximale de l'intensité de champ magnétostatique. Ajuster comme spécifié en 9.7.2.

A l'aide de D_1 et D_2 augmenter la crête f_+ au niveau de la branche E d'environ 20 dB.

Arrêter le champ magnétostatique et retirer l'échantillon à faibles pertes: la plus grande crête détectée au niveau de la branche E correspond à f_0 . A l'aide des déphaseurs et des atténuateurs, annuler la crête f_- .

Connecter le générateur G et mesurer la fréquence f_0 .

Le rayon de la cavité est calculé à partir de f_0 en utilisant l'expression:

$$a = 3,8317 \cdot \frac{c}{2\pi f_0} \quad (48)$$

où c est la vitesse de la lumière.

9.8.2 Détermination de Q_0

Q_0 est extrapolé à partir des mesures faites sur l'échantillon à faibles pertes pour différentes valeurs élevées de l'intensité de champ magnétostatique appliquée.

Insérer l'échantillon à faibles pertes et appliquer une valeur connue de l'intensité de champ magnétostatique appliqué H_0 . Après ajustement, comme spécifié en 9.7.2, connecter le générateur G.

Introduire une atténuation de 3 dB avec l'atténuateur de précision variable V. Ajuster l'hyperfréquence pour obtenir la résonance de la cavité comme indiqué par la puissance de sortie maximale par rapport à la variation de fréquence. Noter l'indication du niveau de puissance de sortie sur la branche H et mesurer la fréquence de résonance f à l'aide du fréquencemètre F. Retirer les 3 dB d'atténuation sur V et déterminer les deux fréquences auxquelles la puissance de sortie est la même que pour la résonance de la cavité avec l'atténuation de 3 dB. La séparation de fréquence des points à mi puissance est mesurée sur le fréquencemètre F par Δf . Le facteur de qualité Q en charge de la cavité avec le spécimen à faibles pertes à H_0 est donné par

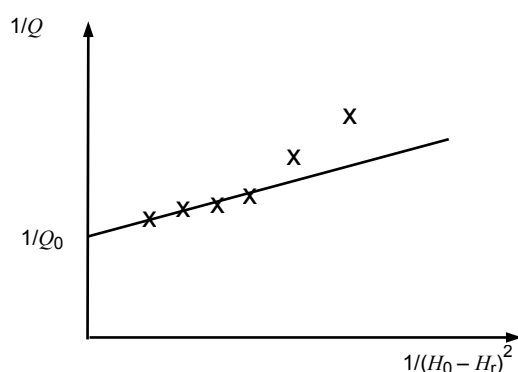
$$Q = \frac{f}{\Delta f} \quad (49)$$

Répéter l'opération pour des valeurs croissantes d'intensité de champ magnétostatique. Tracer la courbe $Q = f/\Delta f$ en fonction de H_0 . Le minimum de Q donne l'intensité de champ à la résonance H_r pour le spécimen à faibles pertes.

Tracer les valeurs de $1/Q = f/\Delta f$ en fonction de $(H_0 - H_r)^{-2}$ et déduire Q_0 par extrapolation:

$$\frac{1}{Q_0} = \lim_{H_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{Q} \quad (50)$$

comme illustré à la Figure 23.



IEC 577/06

Figure 23 – Détermination de Q_0

9.8.3 Mesure de f et Q

Insérer le spécimen à mesurer dans la cavité et appliquer la valeur souhaitée de l'intensité de champ magnétique H_0 . Ajuster comme en 9.7.2.

Connecter le générateur G et mesurer comme spécifié en 9.8.2. Enregistrer $f (= f_0 + \delta f_+)$ et Δf . Calculer $Q_+ (= f/\Delta f)$.

9.9 Calcul

κ'_{+e} , κ''_{+e} et ΔH_{eff} sont calculés à partir des Equations (45), (46) et (47), à l'aide des valeurs de ε' et ε'' mesurées séparément. (Une méthode de mesure appropriée est donnée à l'Article 10.)

9.10 Précision

La précision globale de κ'_{+e} est de l'ordre de 2 %.

La précision globale de ΔH_{eff} est ≈ 20 % (pour les valeurs faibles: la plus grande parmi 80 Am^{-1} et 20 %).

9.11 Présentation des données

Le rapport doit comporter les éléments suivants:

- identité unique de l'échantillon;
- valeur de l'intensité de champ magnétique H_0 ;
- valeur de κ'_{+e} , κ''_{+e} et ΔH_{eff} ; et
- température de l'échantillon pendant la mesure.

La précision estimée des mesures doit également être donnée.

10 Permittivité complexe ε_r

10.1 Généralités

Il est extrêmement important de connaître la permittivité complexe d'un matériau en ferrite pour l'analyse théorique de la propagation des ondes dans des ferrites ainsi que la conception des composantes hyperfréquences des ferrites. Les ferrites pour hyperfréquences présentent fréquemment des pertes diélectriques très faibles (tellement faibles qu'il est difficile de les mesurer) principalement parce qu'il est difficile de distinguer les pertes diélectriques des pertes magnétiques. Cette difficulté est souvent évitée en soumettant l'échantillon d'essai à un champ magnétique très élevé, tellement élevé qu'il sature le matériau et déplace la fréquence de résonance gyromagnétique bien au-delà de la fréquence de mesure. Par ce moyen, ni pertes en champ proche, ni pertes magnétiques à la résonance ne seront présentes pour masquer le résultat.

10.2 Objet

Décrire une méthode de mesure de la permittivité complexe de ferrites isotropes pour des applications hyperfréquences au moyen d'une cavité résonante. Pour cette mesure, un spécimen d'essai en forme de tige est placé de manière coaxiale dans une cavité cylindrique dotée d'ouvertures dans la paroi pour accueillir les extrémités du spécimen (Figure 25). La théorie sur laquelle est basée cette méthode est uniquement valide pour les dispositions impossibles à mettre en œuvre représentées sur la Figure 24, sans ouvertures dans la paroi de la cavité et sans intervalle d'air entre les extrémités du spécimen et la cavité, ce qui entraîne une erreur systématique qui ne peut qu'être grossièrement estimée. Toutefois, puisqu'il est possible de maintenir l'erreur à peu près constante, elle n'affecte généralement pas les mesures comparatives sur différents matériaux.

La cavité est conçue pour une fréquence de mesure d'environ 10 GHz, la valeur réelle dépendant des caractéristiques du spécimen. Ceci est toutefois relativement peu important

puisque les propriétés diélectriques des ferrites varient très lentement avec la fréquence dans la région des hyperfréquences.

10.3 Théorie

Dans un milieu diélectrique isotrope auquel est appliquée une intensité de champ électrique en régime permanent E , le déplacement électrique D est donné par l'équation:

$$D = \varepsilon_r \varepsilon_0 E \quad (51)$$

où

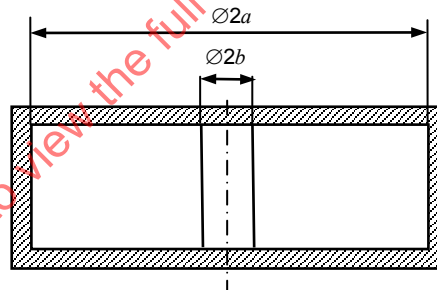
ε_0 est la constante électrique;

ε_r est la permittivité relative.

NOTE Conformément aux pratiques d'ingénierie habituelles, l'indice r des expressions ε_r , ε'_r et ε''_r , etc., et le soulignement de ε pour indiquer qu'il s'agit d'une valeur complexe sont omis dans la suite du texte.

Si le milieu est soumis à un champ électrique alternatif, le déplacement électrique n'est pas nécessairement en phase avec l'intensité du champ. On peut exprimer ceci mathématiquement en supposant que ε est une quantité complexe. Si on écrit $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$, la partie imaginaire ε'' peut représenter la dissipation dans le milieu.

Un résonateur cylindrique TM_{010} et un spécimen en forme de tige sont utilisés pour la mesure. Les quantités qui doivent être mesurées sont la fréquence de résonance, le facteur de qualité Q en charge de la cavité avec et sans spécimen, ainsi que les dimensions de la cavité et du spécimen. La méthode ne convient pas pour les matériaux dont les facteurs de dissipation $\tan \delta = \varepsilon''/\varepsilon'$ sont supérieurs à 0,1:



IEC 578/06

Figure 24 – Cavité résonante idéale avec spécimen, utilisée pour le calcul théorique (vue en coupe)

La cavité résonante cylindrique contient le spécimen cylindrique monté de manière coaxiale. La perméabilité du spécimen μ' est approximativement égale à 1 et la partie réelle de la permittivité ε' est déterminée par l'équation:

$$\sqrt{\varepsilon'} \cdot \frac{J_1\left(\frac{\omega}{c} \varepsilon'^{1/2} b\right)}{J_0\left(\frac{\omega}{c} \varepsilon'^{1/2} b\right)} = \frac{J_1\left(\frac{\omega}{c} b\right) N_0\left(\frac{\omega}{c} a\right) - J_0\left(\frac{\omega}{c} a\right) N_1\left(\frac{\omega}{c} b\right)}{J_0\left(\frac{\omega}{c} b\right) N_0\left(\frac{\omega}{c} a\right) - J_0\left(\frac{\omega}{c} a\right) N_0\left(\frac{\omega}{c} b\right)} \quad (52)$$

J_0 et J_1 étant les fonctions de Bessel d'ordre zéro et un, N_0 et N_1 les fonctions de Neumann d'ordre zéro et un, c la vitesse de la lumière dans le vide, a le rayon de la cavité, b le rayon du spécimen (Figure 24) et $\omega = 2\pi f$ la pulsation de résonance de la cavité.

En introduisant f_0 , la fréquence de résonance de la cavité vide, et f_1 , celle de la cavité contenant le spécimen, le développement de l'Equation (52) en puissances croissantes de $\delta f / f_0 = (f_0 - f_1) / f_0$ et b/a donne l'approximation valide suivante, pour de petites valeurs de ces quantités [13]:

$$\varepsilon' = \varepsilon'' \left(1 - 0,722 \frac{b^2}{a^2} \varepsilon' \right) \quad (53)$$

où

$$\frac{1}{\varepsilon'} = 1 + \frac{0,78 \frac{\delta f}{f_0} \left(1 + \frac{0,692 a^2 / b^2}{1 - 2 \delta f / f_0} \right)}{1 + 1,56 \frac{\delta f}{f_0} \ln \left(\frac{a/b}{2,14} \right)} \quad (54)$$

Si l'on considère un spécimen sans pertes ($\varepsilon'' = 0$), la partie réelle ε restant inchangée, la variation de $1/Q$ lorsque l'on remplace le spécimen sans pertes par un spécimen réel est déterminée par le quotient des intégrales volumiques suivantes [14] [15]:

$$\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_2} = \frac{\int_{V_s} \varepsilon'' |E|^2 dV}{\int_{V_c} \varepsilon' |E|^2 dV} \quad (55)$$

où

Q_2 est le facteur de qualité Q en charge de la cavité avec un échantillon sans pertes;

Q_1 est le facteur de qualité Q en charge avec l'échantillon réel;

V_s est le volume de l'échantillon;

V_c est le volume de la cavité avec l'échantillon inséré;

E est l'amplitude du champ électrique avec un échantillon sans pertes.

En utilisant la même approximation que ci-dessus, on obtient:

$$\varepsilon'' = \left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_2} \right) = \left[\frac{0,27 a^2 / b^2}{\left(1 - \frac{\delta f}{f_0} \right)^2 \left(1 + 1,56 \frac{\delta f}{f_0} \ln \frac{a/b}{2,14} \right)^2} + \varepsilon' - 1 \right] + \varepsilon' \left[\frac{1}{1 + 1,45 \varepsilon' b^2 / a^2} \right] \quad (56)$$

Avec les dimensions de la Figure 25, les Equations (53), (54) et (56) deviennent:

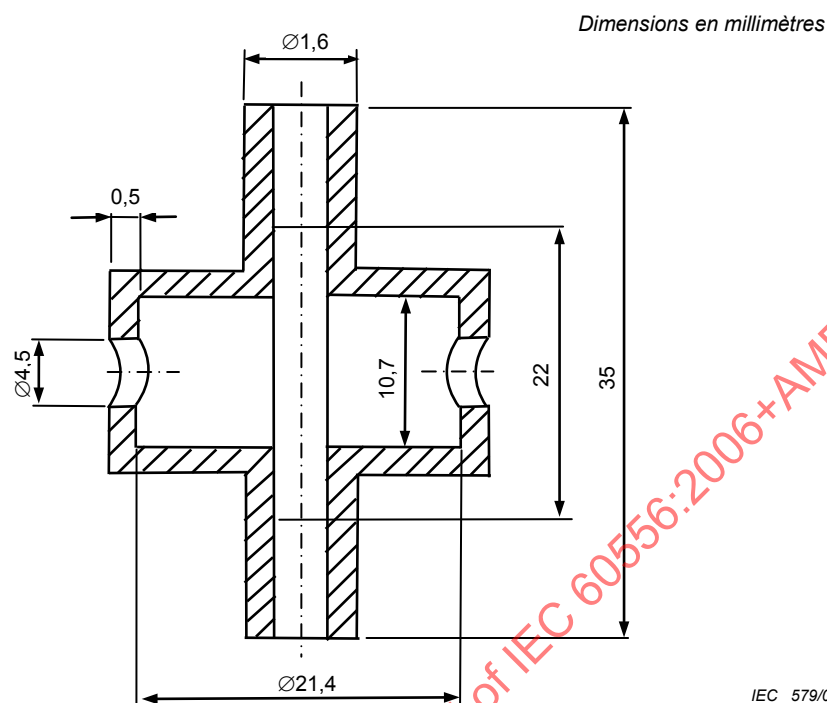
$$\varepsilon' = \varepsilon' \left(1 - 4,0 \times 10^{-3} \varepsilon' \right) \quad (57)$$

$$\frac{1}{\varepsilon'} = 1 + \frac{\frac{\delta f}{f_0} \left(0,78 + \frac{96,7}{1 - 2 \delta f / f_0} \right)}{1 + 2,86 \delta f / f_0} \quad (58)$$

et

$$\varepsilon'' = \left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_2} \right) = \left[\frac{48,1}{\left(1 - \frac{\delta f}{f_0} \right)^2 \left(1 + 2,86 \frac{\delta f}{f_0} \right)^2} + \varepsilon' - 1 \right] \left[\frac{1}{1 + 0,0081 \varepsilon'} \right] \quad (59)$$

où $Q_2 = Q_0 \left(1 + 0,65 \frac{\delta f}{f_0} \right)$ conformément à la référence [1], Q_0 étant le facteur de qualité Q en charge de la cavité vide.



NOTE La fréquence de résonance de la cavité vide est 10,7 GHz [13].

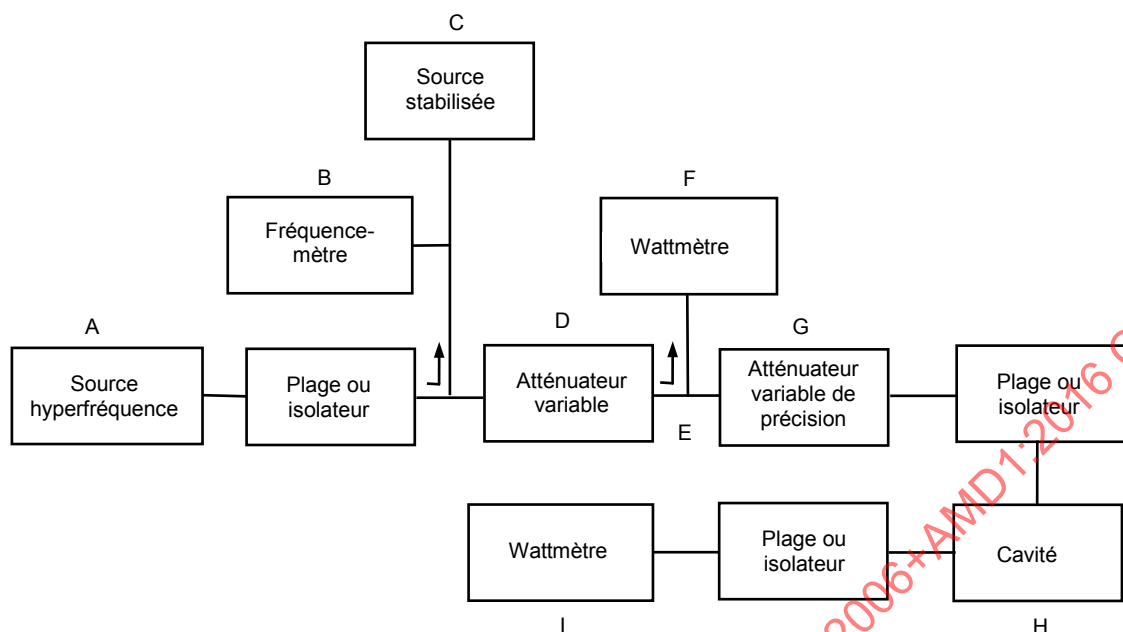
Figure 25 – Dimensions de la cavité résonante avec le spécimen

10.4 Spécimen d'essai et cavité

Le spécimen doit être cylindrique, de diamètre $(1,60 \pm 0,01)$ mm et de longueur $(22 \pm 0,5)$ mm. Il est inséré dans une cavité cylindrique de type émission TM_{010} dont les dimensions sont conformes à la Figure 25. Les extrémités du spécimen doivent traverser les trous situés dans la paroi de cavité, le diamètre des trous étant $(1,64 \pm 0,01)$ mm. Les lignes d'entrée et de sortie de cette cavité doivent être faites pour apparaître comme des charges adaptées en utilisant des plages de contacts ou des isolateurs appropriés. Le facteur de qualité Q en charge de la cavité doit dépasser 2 000. Le spécimen d'essai doit être propre et sec. Le champ magnétique axial doit être suffisamment puissant pour éviter que les valeurs de ε'' soient erronées en raison de pertes magnétiques [13].

10.5 Appareil de mesure

La Figure 26 est une représentation schématique des équipements nécessaires pour réaliser les mesures. La puissance délivrée par une source hyperfréquence non modulée ou modulée en amplitude, A, est transmise via un atténuateur variable D et maintenue à un niveau constant pendant toute la mesure à l'aide d'un coupleur directif E, d'un détecteur à quartz et d'un wattmètre F. Cette puissance constante est transmise via un atténuateur variable de précision G à la cavité H. La puissance de sortie de la cavité est détectée et affichée sur un appareil de mesure approprié I.



IEC 580/06

Figure 26 – Schéma des équipements nécessaires pour la mesure de la constante diélectrique complexe

10.6 Procédure de mesure

Introduire une atténuation de 3 dB avec l'atténuateur de précision. Avec la cavité sans spécimen, ajuster l'hyperfréquence pour obtenir la résonance de la cavité comme indiqué par la puissance de sortie maximale par rapport à la variation de fréquence. Noter le niveau de puissance de sortie et mesurer la fréquence de résonance f_0 à l'aide d'un wattmètre ou d'un autre appareil de mesure en B. Retirer les 3 dB d'atténuation et déterminer les deux fréquences auxquelles la puissance de sortie est la même que pour la résonance de la cavité avec l'atténuation de 3 dB. Déterminer la séparation de fréquences de ces deux points à mi puissance en B par hétérodynage en utilisant une source de fréquence stabilisée C ou toute autre technique donnant une précision comparable. Le facteur de qualité Q en charge de la cavité est donné par

$$Q_0 = \frac{f_0}{\Delta f_{1/2}} \quad (60)$$

où $\Delta f_{1/2}$ est la séparation de fréquences aux points à mi puissance.

Placer le spécimen dans la cavité et mesurer f_1 et Q_1 de la même façon.

Pendant la mesure, le spécimen doit être dans le champ magnétique axial. L'intensité du champ doit être suffisante pour que les résultats de la mesure soient indépendants de toute autre augmentation (normalement supérieure à 400 kAm⁻¹). Les mesures doivent de préférence être réalisées à la température de la salle.

10.7 Calcul

Les valeurs de ε' et ε'' sont calculées au moyen des Equations (58) et (59) et le facteur de perte diélectrique est donné par $\delta_\varepsilon = \varepsilon''/\varepsilon'$.

10.8 Précision

L'erreur d'approximation pour ε' dans l'Equation (58) est quasiment négligeable [13].

L'approximation pour ε'' dans l'Equation (59) donne une valeur trop élevée. L'erreur est inférieure à 3 % si $\delta f/f_0 < 0,17$, c'est-à-dire si $\varepsilon' < 16$ [13].

Les trous de couplage ont pour effet d'augmenter la valeur mesurée de ε'' . Cette erreur est inférieure à $1,5 \times 10^{-4}$ pour $\varepsilon' < 16$. Pour l'influence des pertes magnétiques, voir 10.4 et [13].

Une erreur de diamètre du spécimen $2b$ (Figure 24) génère une erreur relative de $(\varepsilon' - 1)$ et de ε'' deux fois plus grande et de signe opposé, c'est-à-dire $\mp 1,3$ % avec $b = 1,60 \pm 0,01$ mm.

En raison de l'influence des trous dans les parois de la cavité (desquelles dépassent les extrémités du spécimen), la valeur mesurée de ε' est trop petite. Des résultats différents ont été publiés sur l'importance de l'erreur introduite de cette façon [16] [17] [18].

10.9 Présentation des données

Le rapport doit comporter les éléments suivants:

- valeurs de ε' , ε'' et $\tan \delta_\varepsilon$;
- température du matériau pendant la mesure; et
- identité unique du spécimen.

La précision estimée des mesures doit également être donnée.

11 Densité apparente ρ_{app}

11.1 Généralités

La densité apparente d'un matériau, définie comme le rapport entre la masse et le volume d'un spécimen d'essai normalisé, peut être mesurée par mensuration ou par densitométrie dans l'eau. Pour les matériaux poreux (de porosité supérieure à 3 %), la mensuration donne une précision suffisante (± 1 %) et peut être plus appropriée que la densitométrie dans l'eau. Pour les matériaux de faible porosité (inférieure à 3 %), une estimation plus précise de la densité apparente est nécessaire et il est recommandé d'utiliser la densitométrie dans l'eau.

11.2 Densité apparente (par mensuration)

11.2.1 Objet

Mesurer la densité apparente de matériaux gyromagnétiques polycristallins poreux par mensuration. La méthode est applicable aux matériaux dont la porosité est supérieure à 3 % en volume. Elle est également admissible pour des matériaux dont la porosité est inférieure à 3 % en volume, mais la méthode alternative donnée en 11.3 est préférable pour des raisons de précision et économiques.

La méthode indiquée ici peut donner une précision meilleure que ± 1 %.

11.2.2 Spécimen d'essai

Le spécimen d'essai doit être un corps usiné régulier dont le volume ne dépasse pas 5 cm^3 . Il peut s'agir soit d'un cylindre droit, soit d'un parallélépipède à angles droits. Si un parallélépipède est utilisé, il convient qu'il s'agisse idéalement d'un cube puisque pour un volume donné de l'échantillon usiné, pour une tolérance absolue donnée, les erreurs dues à la précision de l'usinage seront minimales. Le spécimen doit être nettoyé en le faisant bouillir

dans du chlorure de méthylène pendant 3 min, puis en le laissant sécher pendant 30 min à environ 110 °C. D'autres méthodes de nettoyage capables de produire le même résultat sont également acceptables.

11.2.3 Appareil de mesure

Une balance capable de peser avec une précision de $\pm 0,02$ g et un micromètre étalonné de précision $\pm 0,01$ mm sont nécessaires.

11.2.4 Etalonnage

La balance doit être étalonnée à la précision donnée en 11.2.3 ci-dessus.

11.2.5 Procédure de mesure

Le spécimen nettoyé, dégraissé et séché est pesé et ses dimensions sont mesurées. Deux pesées indépendantes doivent être réalisées et au moins deux estimations indépendantes de chaque dimension doivent être obtenues.

11.2.6 Calcul

La densité apparente du spécimen d'essai se calcule comme suit:

$$\rho_{\text{app}} = m / V \quad (61)$$

où

m est la masse du spécimen;

V est le volume calculé à partir des dimensions linéaires.

11.2.7 Précision

La méthode est sujette à des imprécisions causées par des défauts macroscopiques aléatoires dans la forme du spécimen, en particulier les effritements sur les bords et les coins. Si l'échantillon est un cube de volume bien inférieur à 5 cm³, cette source d'erreur devient importante et peut dépasser ± 1 %. Les erreurs dues à l'effritement des bords peuvent être minimisées en augmentant le volume du cube ou en choisissant une forme cylindrique de volume similaire. Dans le cas d'une forme cylindrique, l'erreur peut être davantage réduite en choisissant une grande longueur par rapport au diamètre. La méthode de la mensuration sous estimera toujours la densité apparente réelle puisqu'elle suppose que tous les défauts de surface sont une propriété intrinsèque du spécimen d'essai.

11.2.8 Présentation des données

La densité apparente doit être indiquée comme suit:

« Densité apparente (par mensuration) = $\rho \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3} \pm 1 \%$ », où le nombre ρ est donné avec trois chiffres significatifs.

Le rapport doit également inclure l'identité unique de l'échantillon.

11.3 Densité apparente (par densitométrie dans l'eau)

11.3.1 Objet

Mesurer la densité apparente de matériaux gyromagnétiques polycristallins denses par densitométrie dans l'eau. La méthode est applicable aux matériaux en céramique denses non hygroscopiques dont la porosité est inférieure à 3 % en volume, et peut donner une précision supérieure à $\pm 0,2$ %.

11.3.2 Théorie

Une précision de l'ordre de $\pm 0,2\%$ est nécessaire si les mesures de densité apparente sont utiles puisque des variations réelles de plus de $0,5\%$ de densité impliquent fréquemment une variation intolérable des autres propriétés du matériau. Puisqu'il n'est pas trop difficile d'obtenir une pesée précise de l'ordre de $\pm 0,02\%$, c'est la mesure du volume qui devient l'étape de détermination de la précision. Si la porosité est suffisamment faible pour que les pores ne soient pas interconnectés, la méthode la plus précise et la plus économique de mesure du volume, et donc de la densité, consiste à utiliser un déplacement d'eau. Dans cette méthode, le volume V de l'échantillon est déterminé par la différence entre la masse de l'échantillon suspendu dans l'air et sa masse apparente lorsqu'il est dans l'eau.

Ainsi

$$V = (m_1 - m_2) / (\rho_w - \rho_a) \quad (62)$$

où

m_1 est la masse de l'échantillon suspendu dans l'air;

m_2 est la masse apparente de l'échantillon suspendu dans l'eau;

ρ_w est la densité de l'eau dans les conditions de mesure;

ρ_a est la densité de l'air dans les conditions de mesure.

La densité apparente est alors

$$\rho_{app} = \frac{m_1 \rho_w - m_2 \rho_a}{m_1 - m_2} \quad (63)$$

11.3.3 Spécimen d'essai

Le spécimen d'essai doit être un corps usiné régulier dont le volume ne dépasse pas 1 cm^3 . Le spécimen doit être nettoyé en le faisant bouillir dans du chlorure de méthylène pendant 3 min, puis en le laissant sécher pendant 30 min à environ 110°C . D'autres méthodes de nettoyage capables de produire le même résultat sont également acceptables.

11.3.4 Appareil de mesure

La mesure nécessite une balance capable de peser avec une précision de $\pm 0,001\text{ g}$ et un récipient contenant de l'eau distillée. L'ouverture du récipient ne doit pas être inférieure à trois fois la dimension maximale du spécimen d'essai.

11.3.5 Etalonnage

La balance doit être étalonnée à la précision donnée en 11.3.4 ci-dessus.

11.3.6 Procédure de mesure

Le spécimen d'essai nettoyé et dégraissé est pesé dans l'air (m_1). Le spécimen est ensuite pesé (m_2) alors qu'il est complètement immergé dans de l'eau distillée, en ayant pris soin de vérifier que toutes les surfaces du spécimen sont bien mouillées et qu'aucune bulle d'air n'adhère à sa surface. Une petite quantité d'agent de mouillage peut être ajoutée à l'eau et la température de l'eau doit être notée.

11.3.7 Calcul

La densité apparente du spécimen d'essai est calculée à partir de l'Equation (63), les valeurs de ρ_w et ρ_a étant obtenues à partir de tableaux normalisés [19].

11.3.8 Précision

Les sources d'erreurs aléatoires incluent:

- a) l'incapacité de l'eau à mouiller entièrement la surface du spécimen et l'adhérence de bulles d'air: ceci entraîne une tendance aléatoire à sous estimer la densité;
- b) les imprécisions des pesées. En prenant les précautions nécessaires précisées ci-dessus, la somme des erreurs aléatoires ne dépassera pas $\pm 0,1 \%$.

Les sources d'erreurs systématiques les plus importantes sont:

- 1) la présence de porosité en surface du spécimen d'essai, et
- 2) des valeurs incorrectes pour ρ_w et ρ_a , les densités d'eau et d'air respectivement.

Le fait de ne pas tenir compte de ρ_a entraîne une erreur systématique de l'ordre de 0,1 % et le fait de ne pas tenir compte des écarts de ρ_w par rapport à un, lorsque la température de l'eau diffère de 4,0 °C, entraîne une erreur systématique d'environ 0,02 % par degré Celsius. Si la porosité est inférieure à 3 %, l'erreur due aux pores en surface exposés peut être négligée; au-delà d'environ 3 % de porosité, les erreurs dues à l'interconnexion deviennent importantes et la méthode n'est plus appropriée. Pour les matériaux denses, tel que cela est défini en 11.3.1, cette méthode est plus avantageuse que la mensuration puisque les erreurs dues aux irrégularités macroscopiques de la surface sont complètement évitées. La méthode, telle qu'elle est décrite, est capable de produire une précision typique de $\pm 0,2 \%$, par rapport à la précision de $\pm 1 \%$ de la méthode de la mensuration pour un spécimen de taille similaire.

11.3.9 Présentation des données

La densité apparente doit être indiquée comme suit:

« Densité apparente (par mensuration) = $\rho_g \cdot \text{cm}^{-3} \pm 0,2 \%$ », où le nombre ρ est donné avec trois chiffres significatifs.

Le rapport doit également inclure l'identité unique de l'échantillon.

12 Largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH et rapport gyromagnétique efficace γ_{eff} par une méthode non résonante

12.1 Généralités

Jusqu'à présent, la largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH et le rapport gyromagnétique efficace γ_{eff} étaient mesurés en utilisant la cavité résonante décrite à l'Article 6. La fréquence de mesure était donc limitée à la fréquence spécifiée par la cavité résonante.

Entre temps, différents types de dispositifs à ferrite ont été développés sur de grandes plages de fréquences.

En conséquence, il est souhaitable de mesurer facilement la largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH et le rapport gyromagnétique efficace γ_{eff} à toutes les fréquences requises pour le développement de dispositifs à ferrite ou de matériaux ferrites. En outre, la méthode de la cavité résonante décrite à l'Article 6 pose deux problèmes. Le premier problème est la trop faible résolution d'un appareil de mesure de densité de flux magnétique, qui peut entraîner une faible précision de la mesure d'une largeur de raie de la résonance étroite. L'autre problème est qu'un échantillon de ferrite devient trop petit pour prendre la forme d'une sphère ou d'un disque, parce qu'il est nécessaire de réduire la taille d'un échantillon de ferrite pour maintenir l'absorption à la résonance, qui augmente lorsque la largeur de raie de la résonance diminue, à des valeurs correctes permettant de garantir une perturbation suffisamment petite de la cavité. Les méthodes de mesure de la largeur de raie

de la résonance gyromagnétique ΔH et du rapport gyromagnétique efficace γ_{eff} à une fréquence arbitraire sont décrites à l'Article 12.

12.2 Objet

Décrire des méthodes qui peuvent être utilisées pour mesurer la largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH et le rapport gyromagnétique efficace γ_{eff} de ferrites pour hyperfréquences isotropes à une fréquence arbitraire sur la plage de fréquences allant de 1 GHz à 10 GHz en mesurant les variations des caractéristiques de transmission et de réflexion avec un balayage de fréquences.

12.3 Méthodes de mesure

12.3.1 Généralités

Les mesures sont effectuées sur les variations des caractéristiques de transmission, telles que des coefficients de réflexion complexes ou des coefficients de transmission scalaires, dans une ligne de transmission chargée avec un échantillon de ferrite, en réalisant un balayage de fréquences. L'apparition des synthétiseurs de fréquences et des récepteurs de faible bruit et de grande plage dynamique dans la région des hyperfréquences a permis de réaliser ces mesures avec précision.

A proprement parler, la largeur de raie mesurée avec un balayage de fréquences et un champ magnétique externe constant n'est pas égale à la largeur de raie mesurée avec un balayage de champ magnétique externe et une fréquence constante comme cela est décrit à l'Article 6. Toutefois, la différence entre deux valeurs mesurées est petite et ne pose pas de problème pratique.

Les deux méthodes de mesure suivantes peuvent être considérées:

- 1) La méthode de réflexion: méthode de mesure des coefficients de réflexion à partir de la ligne de transmission court-circuitée chargée avec un échantillon de ferrite.
- 2) La méthode de transmission: méthode de mesure de la puissance de transmission à travers un trou de couplage chargé de ferrite fait dans un plan de terre commun des lignes de transmission se croisant à angle droit.

Du point de vue de l'utilisation pratique, ces deux méthodes présentent des avantages et des inconvénients. La méthode de réflexion a l'avantage d'utiliser un montage d'essai de structure simple, un montage plus facile des échantillons et une disposition de circuit de mesure plus simple, car les mesures se font avec un seul port, ce qui facilite la mesure de l'influence de la température sur la largeur de raie de la résonance. La méthode de transmission a l'avantage de permettre la mesure de la largeur de raie de la résonance avec un échantillon de ferrite sur une large plage de fréquences et donne des valeurs de mesure plus précises de la largeur de raie de la résonance grâce à une mesure plus simple (seule la puissance de transmission est mesurée), en fabriquant soigneusement un montage d'essai.

Ces deux méthodes sont décrites en 12.3.2 et 12.3.3.

12.3.2 Méthode de réflexion

12.3.2.1 Théorie de la mesure

La méthode recommandée pour mesurer la largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH et le rapport gyromagnétique efficace γ_{eff} est fondée sur la mesure du coefficient de réflexion S_{11} d'une ligne de transmission court-circuitée avec le spécimen, comme cela est proposé par Bady [20]. Dans la présente norme, la ligne à microruban court-circuitée est utilisée comme cela est représenté schématiquement à la Figure 27.

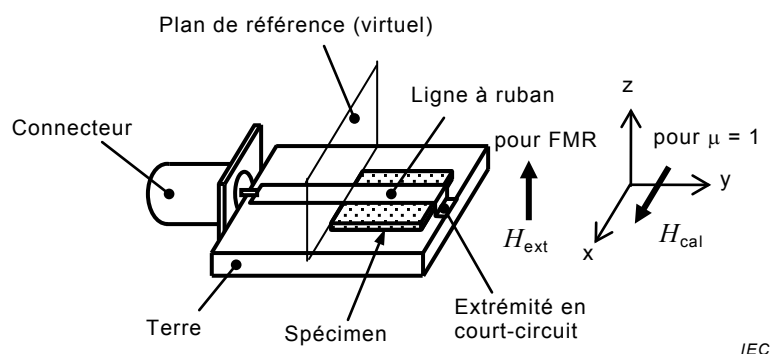


Figure 27 – Représentation schématique d'un montage de ligne à microruban court-circuitée avec un spécimen

Le plan de référence est défini sur la longueur du spécimen à partir de l'extrémité en court-circuit. Vu depuis le plan de référence du montage d'essai, le circuit équivalent à élément localisé peut être considéré comme un circuit parallèle $L_o C_o$, voir Figure 28a), quand le fort champ magnétique est appliqué parallèlement au plan du spécimen (direction x) pour obtenir $\mu = 1$. Une fois ce champ magnétique retiré, le champ est appliqué perpendiculairement au plan du spécimen pour la résonance gyromagnétique. La Figure 28b) représente le circuit équivalent pour la résonance gyromagnétique [21], où L_o est une inductance à noyau d'air et C_o est une capacité parasite. Les valeurs de L_o et C_o sont appelées "constantes du montage". La méthode pour calculer les "constantes du montage" est présentée en 12.3.2.8. Quand une résonance gyromagnétique se produit, il est considéré qu'une certaine partie η de l'inductance à noyau d'air L_o est remplacée par la perméabilité relative complexe $\mu' - j\mu''$ et le coefficient de couplage η est quasiment invariable dans la plage de fréquences de mesure. La largeur à mi-hauteur de la courbe de résonance de partie imaginaire μ'' est définie comme la largeur de raie de la résonance gyromagnétique. En mesurant les paramètres S_{11} de la Figure 28a) et 28b), la quantité $\eta\mu''L_o$ proportionnelle à la partie imaginaire μ'' peut être obtenue en se basant sur l'analyse théorique du circuit comme cela est représenté en 12.3.2.5.

En conséquence, la largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH est dérivée de la courbe de résonance $\eta\mu''L_o$.

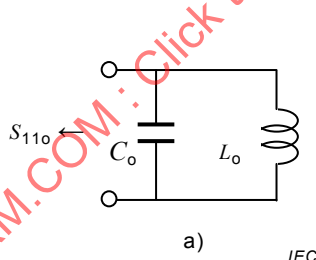


Figure 28a) avec $\mu = 1$ dans un fort champ magnétique parallèle au champ RF

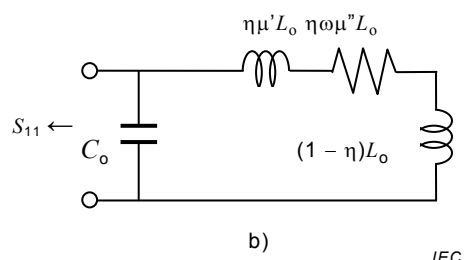


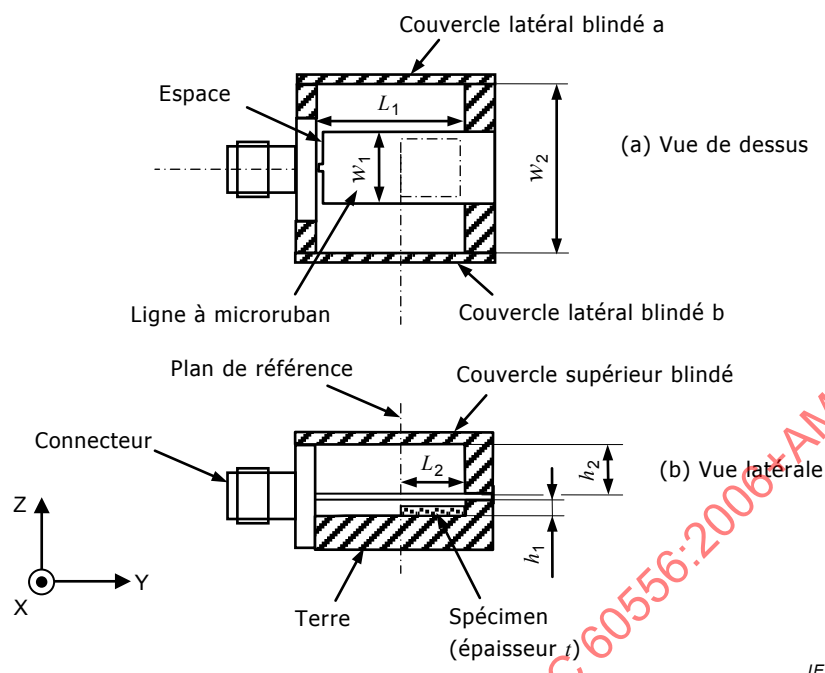
Figure 28b) avec résonance gyromagnétique

Figure 28 – Circuits équivalents d'une ligne à microruban court-circuitée

12.3.2.2 Spécimens d'essai et montages d'essai

La structure de la ligne à microruban court-circuitée entièrement blindée comme montage d'essai est représentée schématiquement à la Figure 29. Un spécimen en forme de disque ou de plaque carrée est placé à l'extrémité de la partie court-circuitée. Pour éviter des perturbations provenant de l'extérieur, des couvercles blindés sont installés sur le côté supérieur et sur les deux côtés du montage d'essai. Il convient de régler l'impédance du montage d'essai à l'exception de l'extrémité en court-circuit à $50 \Omega \pm 2 \Omega$ en ajustant l'espace

entre le connecteur et la ligne à ruban. Les dimensions typiques du montage d'essai sont indiquées dans le Tableau 1.



NOTE L'épaisseur de la ligne à microruban est 0,3 mm.

Figure 29 – Coupe représentant la ligne à microruban court-circuitée entièrement blindée avec un spécimen

Tableau 1 – Dimensions typiques du montage d'essai

h_1	w_1	h_2	espace	w_2	L_1	L_2
2,0	7,0	3,7	$0,35 \pm 0,15$	20	8	5
NOTE Les dimensions sont en mm.						

Les spécimens sont en forme de disques ou de plaques carrées. Les dimensions typiques des spécimens sont indiquées dans le Tableau 2.

Tableau 2 – Formes et dimensions typiques des spécimens

Disque	Diamètre D $D \leq 5 \text{ mm } \phi$ jusqu'à 10 GHz	Rapport entre diamètre et épaisseur $t/D \leq 1/20$ (t = épaisseur)
Plaque carrée	Longueur d'un côté $L_2 \leq 5 \text{ mm}$ jusqu'à 10 GHz	Rapport entre longueur d'un côté et épaisseur $t/L_2 \leq 1/20$ (t = épaisseur)

12.3.2.3 Appareil de mesure

La Figure 30 est la représentation schématique de cette méthode de mesure. Le montage d'essai avec un spécimen est situé entre des pièces polaires d'aimants permanents ou d'un électroaimant pour générer une résonance gyromagnétique. Dans le cas de disques ou de plaques carrées, pour appliquer un champ magnétique statique normal au plan, il convient que le montage d'essai et la pièce polaire soient capables de tourner autour de deux axes orthogonaux. Dans le champ magnétique statique constant, la valeur absolue et la phase du

paramètre S_{11} du montage d'essai sont mesurées en balayant la fréquence de l'analyseur de réseau vectoriel (VNA: *Vector Network Analyzer*)

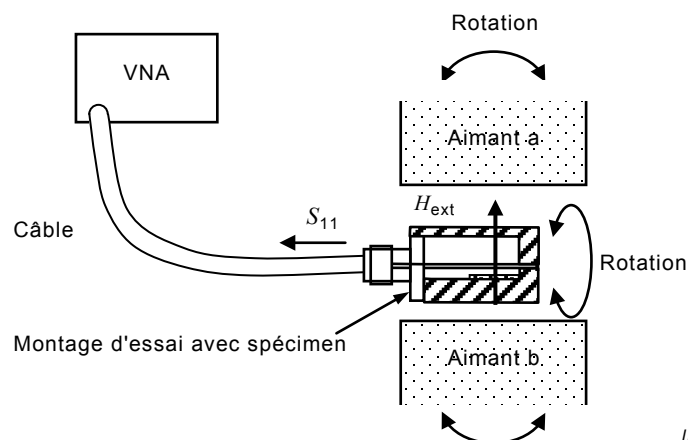


Figure 30 – Représentation schématique du système de mesure

12.3.2.4 Procédure de mesure

La procédure de mesure est la suivante:

- 1) Le VNA est étalonné sur l'extrémité du câble en utilisant un gabarit en circuit ouvert, en court-circuit et en charge.
- 2) Tous les points des fréquences de balayage sont choisis pour obtenir plus de 10 points dans la moitié de la largeur de raie Δf de la fréquence définie ci-dessous.
- 3) Il convient de mettre en contact et de fixer un spécimen sur le coin de l'extrémité en court-circuit et de la terre.
- 4) Pour conserver $\mu = 1$, il convient d'appliquer un champ magnétique statique H_{cal} supérieur à $3,2 \times 10^5$ A/m parallèlement à l'axe x du champ magnétique RF.
- 5) La valeur absolue et la phase de S_{110} sont mesurées selon l'équation (64).

$$S_{110} = G_0 \exp(j\delta_0) \quad (64)$$

- 6) Après avoir retiré H_{cal} , le champ magnétique statique H_{ext} est appliqué le long de l'axe z .
- 7) La courbe de résonance gyromagnétique est observée en S_{11} .
- 8) La direction de H_{ext} est ajustée pour obtenir la fréquence de résonance la plus basse, c'est-à-dire la direction normale au plan des spécimens, en faisant tourner individuellement le montage d'essai et les pièces polaires.
- 9) La valeur minimale de S_{11m} est mesurée à la fréquence de résonance. Il convient que cette valeur soit inférieure à -1 dB.
- 10) Ensuite, la valeur absolue et la phase de S_{11} sont mesurées sur toute la plage de fréquences selon l'équation (65).

$$S_{11} = G \exp(j\delta) \quad (65)$$

12.3.2.5 Dérivation de la largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH [21]

La dérivation de la largeur de raie de la résonance gyromagnétique est obtenue comme suit:

- 1) En divisant l'équation (65) par l'équation (64), E et F sont définis par l'équation (66).

$$S_{11}/S_{110} = G/G_0 \exp\{j(\delta-\delta_0)\} = E + j F \quad (66)$$

- 2) Ensuite, il convient d'effectuer les calculs suivants.

$$C_{11} = y (E + 1) + F X_c \quad (67)$$

$$C_{12} = X_c (E - 1) - y F \quad (68)$$

$$C_{10} = y \{ y (1 - E) - F X_c \} \quad (69)$$

$$C_{20} = y \{ X_c (1 + E) - F y \} \quad (70)$$

où

y est une admittance caractéristique, généralement $y = 0,02 \text{ S}$.

$$X_c \text{ est défini par } X_c = \omega C_o^{-1} / \omega L_o \quad (71)$$

3) Il convient également d'effectuer les calculs suivants.

$$A = \frac{C_{10}C_{11} - C_{20}C_{12}}{C_{11}^2 + C_{12}^2} \quad (72)$$

$$B = \frac{C_{10}C_{12} + C_{20}C_{11}}{C_{11}^2 + C_{12}^2} \quad (73)$$

4) La partie imaginaire $\eta\mu''L_o$ de l'inductance complexe est calculée.

$$\eta\mu''L_o = \frac{A}{\omega \{ A^2 + (B - \omega C_o)^2 \}} \quad (74)$$

5) La valeur de $\eta\mu''L_o$ est directement proportionnelle à μ'' . $\eta\mu''L_o$ étant sur l'axe vertical et la fréquence étant sur l'axe horizontal la courbe de résonance peut être tracée comme cela est représenté à la Figure 31. La courbe n'est pas toujours symétrique par rapport à l'axe de la fréquence centrale. La fréquence de résonance f_r du pic principal et deux demi-largeurs de raie, Δf_l à gauche et Δf_h à droite peuvent alors être obtenues. Toutefois, la valeur de Δf_l sur le côté gauche, plus petite que Δf_h sur le côté droit, est prise comme la demi-largeur Δf correcte, parce que la plus petite valeur est considérée comme étant moins influencée par un mode magnétostatique plus grand. La méthode permettant de dériver Δf en utilisant la méthode des moindres carrés est indiquée en 12.3.2.6.

6) La constante de relaxation α est dérivée de l'équation (75) [22].

$$\alpha = \Delta f / f_r \quad (75)$$

7) La largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH est dérivée de l'équation (76) [23].

$$\Delta H = 4\pi\Delta f / (\mu_o \gamma_{\text{eff}}) \text{ (A/m)} \quad (76)$$

où

μ_o est la permittivité du vide;

γ_{eff} est le rapport gyromagnétique efficace.

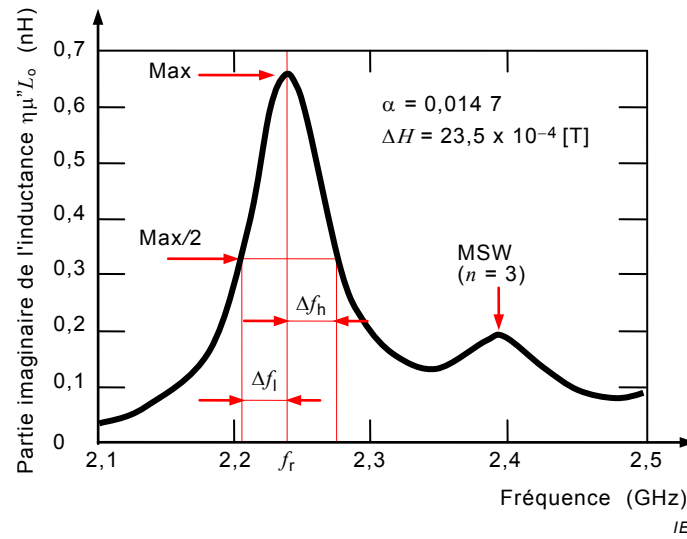


Figure 31 – Courbe d'absorption observée de la partie imaginaire $\eta\mu''L_0$ de l'inductance pour un spécimen gyromagnétique carré de 5 mm, de 0,232 mm d'épaisseur et avec $M_s = 0,08$ T

NOTE Si l'amplitude et la phase de S_{11} sont mesurées avec une précision de $\pm 0,02$ dB et $\pm 0,075^\circ$ respectivement, l'intensité du champ magnétique statique est mesurée avec une précision de ± 1 %, L_0 et C_0 sont déterminées avec une précision de ± 10 %, alors l'erreur relative de γ_{eff} devient égale à ± 1 % et l'erreur relative de la détermination de ΔH devient égale à ± 5 %, respectivement.

12.3.2.6 Dérivée d'une demi-largeur de raie Δf par la méthode des moindres carrés

D'abord, à titre d'exemple, les valeurs des mesures de $\eta\mu''L_0$ d'environ 10 pièces effectuées du côté des plus basses fréquences et d'environ 4 pièces du côté des fréquences plus élevées comprenant la valeur maximale $(\eta\mu''L_0)_{\text{max}}$ sont relevées. Ensuite, l'inverse de la valeur $(\eta\mu''L_0)_{\text{max}}$ est noté $a(0)$ et l'inverse des valeurs de $\eta\mu''L_0(i)$ sont notés $a(-10)$, $a(-9)$, ..., $a(-1)$, $a(1)$, $a(2)$ et $a(3)$. Les fréquences correspondantes sont $f(0)$, $f(-10)$, $f(-9)$, ..., $f(-1)$, $f(1)$, $f(2)$ et $f(3)$ respectivement la plus petite fréquence étant $f(-10)$. Ensuite, les nouveaux ensembles de fréquences de $F(i) = f(i) - f(-10)$ sont introduits. La valeur de $a(i)$ suit une relation parabolique conforme à l'équation (77) parce que $\eta\mu''L_0(i)$ a des caractéristiques de Lorentz.

$$y(i) = P F(i)^2 + Q F(i) + R \quad (77)$$

où P , Q et R sont les coefficients qu'il convient de déterminer par la méthode des moindres carrés. La fonction d'erreur de E^2 est définie comme suit:

$$E^2 = \sum \{ y(i) - a(i) \}^2 = \sum \{ P F(i)^2 + Q F(i) + R - a(i) \}^2 \quad (i = -10, -9, \dots, 0, 1, 2, 3) \quad (78)$$

Les différentiations partielles portent sur P , Q et R pour réduire E^2 à sa valeur minimale.

Les coefficients de P , Q et R peuvent être déterminés par les équations suivantes:

$$P = D_P / D, \quad Q = D_Q / D, \quad R = D_R / D \quad (79)$$

où

$$D = \begin{vmatrix} X_4 & X_3 & X_2 \\ X_3 & X_2 & X_1 \\ X_2 & X_1 & n \end{vmatrix} \quad D_P = \begin{vmatrix} X_2 A & X_3 & X_2 \\ X_1 A & X_2 & X_1 \\ A & X_1 & n \end{vmatrix} \quad D_Q = \begin{vmatrix} X_4 & X_2 A & X_2 \\ X_3 & X_1 A & X_1 \\ X_2 & A & n \end{vmatrix} \quad D_R = \begin{vmatrix} X_4 & X_3 & X_2 A \\ X_3 & X_2 & X_1 A \\ X_2 & X_1 & A \end{vmatrix} \quad (80)$$

où

$$X_4 = \sum F(i)^4, X_3 = \sum F(i)^3, X_2 = \sum F(i)^2, X_1 = \sum F(i), n = \sum F(i)^0 \quad (81)$$

$$X_2 A = \sum F(i)^2 a(i), X_1 A = \sum F(i) a(i), A = \sum a(i) \quad (82)$$

où n est le nombre total de données. Dans cet exemple $n = 14$.

La fréquence de résonance f_r est donc donnée par l'équation (83).

$$f_r = -Q/(2P) + f(-10) \quad (83)$$

La demi-largeur de raie Δf est également donnée par l'équation (84).

$$\Delta f = \frac{\sqrt{4PR - Q^2}}{P} \quad (84)$$

12.3.2.7 Calcul du rapport gyromagnétique efficace γ_{eff}

La valeur de γ_{eff} peut être dérivée de la procédure suivante.

- 1) Les fréquences de résonance f_{r1} et f_{r2} peuvent être mesurées en appliquant un champ magnétique appliqué H_1 puis un champ magnétique H_2 .
- 2) Le rapport gyromagnétique efficace γ_{eff} est dérivé de l'équation (85).

$$\gamma_{\text{eff}} = \frac{2\pi(f_{r1} - f_{r2})}{\mu_0(H_1 - H_2)} (T^{-1} s^{-1}) \quad (85)$$

où

il convient que la différence de fréquences ($f_{r1} - f_{r2}$) soit supérieure à 600 MHz.

12.3.2.8 Calcul des constantes du montage L_o et C_o

Par hypothèse le circuit équivalent voyant un spécimen avec $\mu = 1$ depuis le plan de référence est un circuit parallèle avec L_o et C_o tel que celui représenté à la Figure 32.

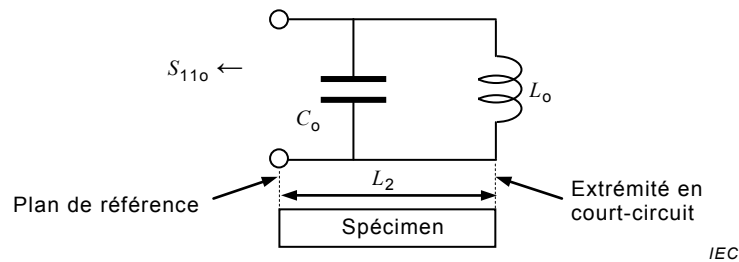


Figure 32 – Circuit équivalent du dispositif d'essai

Si le montage d'essai est conçu pour avoir une impédance de $50\ \Omega$ à l'exception de l'extrémité en court-circuit et si l'effet de la charge de l'échantillon avec $\mu = 1$ est négligeable, les constantes du montage L_o et C_o sont calculées comme suit:

$$L_o = L L_2 \quad (H) \quad (86)$$

$$C_o = 0,38 C L_2 \quad (F) \quad (87)$$

où

L_2 est la longueur de l'échantillon, et $L = 166,9\ \text{nH/m}$ et $C = 66,67\ \text{pF/m}$ [24] sont respectivement l'inductance et la capacité par unité de longueur de la ligne de transmission de $50\ \Omega$. Le facteur 0,38 dans l'équation (87) a été déterminé pour réduire à sa valeur minimale l'erreur du modèle d'élément localisé dans la large plage de fréquences de mesure allant jusqu'à 10 GHz.

Le Tableau 3 donne les constantes du montage calculées pour des spécimens de 5 mm de long.

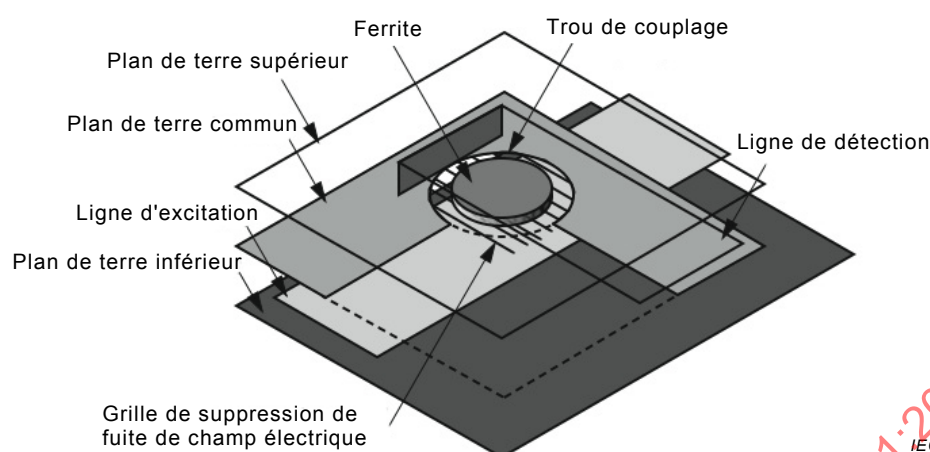
Tableau 3 – Constantes du montage pour des spécimens de 5 mm de long

Longueur du spécimen	L_o	C_o
mm	nH	pF
5	0,834	0,127

12.3.3 Méthode de transmission

12.3.3.1 Théorie

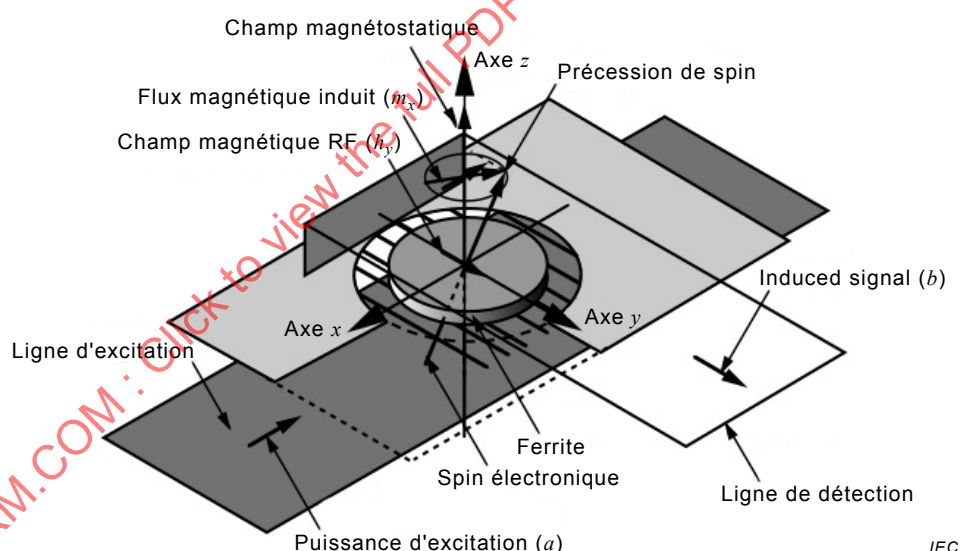
Une méthode recommandée d'évaluation de ΔH et γ_{eff} à une fréquence arbitraire est fondée sur la mesure de l'élément "hors diagonale" de la perméabilité tensorielle relative, κ , par la transmission d'un signal [25]. Un modèle de montage d'essai utilisé dans cette mesure est représenté à la Figure 33. Le montage d'essai est construit par deux lignes à trois plaques empilées à angle droit et un plan de terre commun placé entre les deux lignes avec un trou de couplage situé au point de croisement des lignes. Une ligne destinée à appliquer un champ magnétique RF à un spécimen est terminée par une charge adaptée pour générer un champ magnétique RF uniforme. L'autre ligne destinée à détecter un signal du spécimen est mise à la terre au bord du trou de couplage pour éviter une erreur causée par la fuite d'un champ électrique provenant du trou de couplage. Une grille parallèle au champ magnétique RF d'excitation est prévue dans le trou de couplage pour assurer une meilleure suppression de la fuite de champ électrique.



(Une partie du plan de terre n'est pas représentée pour montrer la partie inférieure du montage d'essai.)

Figure 33 – Structure du montage d'essai pour mesurer la largeur de raie de la résonance par transmission

Un spécimen de ferrite est placé sur la grille de suppression de fuite de champ électrique, en face de la ligne de détection. Un champ magnétostatique perpendiculaire au champ magnétique RF d'excitation est appliqué pour générer une précession de spin électronique dans la ferrite et une résonance gyromagnétique. La précession de spin induit un signal dans la ligne de détection. Ces relations sont représentées à la Figure 34.



(Une partie du plan de terre n'est pas représentée pour montrer la partie inférieure du montage d'essai.)

Figure 34 – Modèle de mesure de la largeur de raie de la résonance par transmission

Avec la précession de spin électronique, l'application du champ magnétostatique au montage d'essai entraîne un couplage entre les lignes d'excitation et de détection comme indiqué dans l'équation (88) [25].

$$C = C_0 + 20 \log(|\kappa|) \quad (88)$$

où

C_0 est le coefficient de couplage en dB défini par le rapport entre diamètre et longueur d'onde du trou;

κ est l'élément "hors diagonale" de la perméabilité tensorielle relative du spécimen de ferrite dans le trou de couplage.

L'équation (88) indique que l'intensité du signal obtenue à partir du montage d'essai est proportionnelle à la valeur absolue de l'élément "hors diagonale" de la perméabilité tensorielle relative, κ , de ferrite aimantée. La résonance est définie par l'intensité du champ magnétostatique et la fréquence pour rendre maximale la puissance transmise, et la relation entre la fréquence de résonance et le champ magnétique interne du spécimen est indiquée dans l'équation (89).

$$f_r = \frac{\gamma_{\text{eff}} H_i}{2\pi} \quad (89)$$

où

f_r est la fréquence de résonance;

γ_{eff} est le rapport gyromagnétique efficace;

H_i est le champ magnétique interne du spécimen.

La largeur de raie dans la fréquence, Δf , est définie comme la différence entre les deux fréquences f_1 et f_2 auxquelles la puissance transmise par le matériau en ferrite est la moitié de la transmission maximale, comme indiqué ci-dessous.

$$\Delta f = |f_1 - f_2| \quad (90)$$

L'élargissement de largeur de raie par la charge externe est inclus dans la largeur de raie. L'élargissement est ajusté à partir de la valeur maximale de la transmission comme cela est décrit en 12.3.3.5. La largeur de raie décrite dans la fréquence est convertie en largeur de raie conventionnelle dans l'intensité de champ magnétique en utilisant le rapport gyromagnétique, γ_{eff} . γ_{eff} est une constante pour définir la fréquence de résonance à partir du champ magnétique interne comme indiqué dans les équations (26) et (27) de l'Article 6. En considérant que le rapport gyromagnétique efficace γ_{eff} est indépendant de la forme du spécimen, il est calculé par deux conditions de résonance comme indiqué dans l'équation (91).

$$\gamma_{\text{eff}} = \frac{2\pi(f_{r1} - f_{r2})}{H_{r1} - H_{r2}} \quad (91)$$

où

f_{r1} et f_{r2} sont la première et la deuxième fréquence de résonance, respectivement;

H_{r1} et H_{r2} sont les intensités de champ magnétique respectives correspondant à la résonance.

La largeur de raie obtenue dans la fréquence, Δf , est convertie en largeur de raie conventionnelle dans l'intensité de champ magnétique, ΔH , en utilisant γ_{eff} . Les détails de la conversion sont également indiqués en 12.3.3.5.

12.3.3.2 Spécimens d'essai et montages d'essai

Les spécimens d'essai pour cette méthode peuvent être en forme de sphère ou de disque. Les dimensions d'un spécimen doivent être petites par rapport à la longueur d'onde dans le spécimen. Le champ magnétique faisant résonner le spécimen sphérique est inférieur à celui faisant résonner le spécimen en forme de disque. Toutefois, dans le spécimen sphérique, un élargissement de largeur de raie est observé en raison de l'aimantation à saturation

insuffisante du spécimen et des pertes d'ondes de spin (voir Article 6). Pour les spécimens en forme de disques, le rapport entre le diamètre et l'épaisseur doit être supérieur à 15. Bien qu'il convienne d'augmenter le champ magnétique, les ambiguïtés sur la largeur de raie qui apparaissent dans le spécimen sphérique deviennent moindres dans le spécimen en forme de disque formé comme cela est décrit ci-dessus. Pour les spécimens de largeur de raie relativement petite, les résultats de mesure dépendent fortement de l'état de la surface du spécimen. Il est recommandé d'appliquer une finition à la surface du spécimen en se référant à 6.4.

Par exemple, la Figure 35 représente la structure entière d'un montage d'essai pour évaluer la largeur de raie de la résonance entre 1 GHz et 10 GHz par transmission.

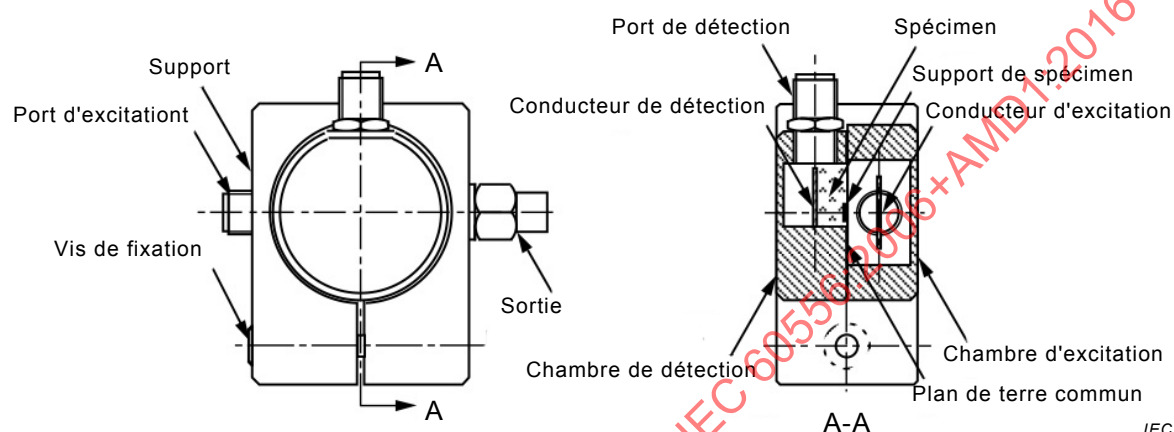


Figure 35 – Montage d'essai pour mesurer la largeur de raie de la résonance par transmission

Le montage d'essai est constitué d'une chambre d'excitation, d'une chambre de détection, d'un plan de terre avec un trou de couplage et d'un support pour maintenir à son minimum la transmission entre eux quand le champ magnétique n'est pas appliqué. La transmission sans champ magnétique est appelée l'isolation du montage d'essai. Un spécimen est collé sur un support d'échantillon placé dans la ligne de détection à installer au centre du trou de couplage.

Il convient que l'impédance caractéristique du montage d'essai soit identique à l'impédance de l'analyseur de réseau, à savoir 50Ω . Il est favorable d'ajuster l'impédance sur $50 \Omega \pm 2,5 \Omega$ pour la ligne de transmission du montage d'essai. Il convient que l'impédance caractéristique d'une transition entre un connecteur et une ligne de transmission soit ajustée sur $50 \Omega \pm 5 \Omega$. L'erreur causée par l'effet d'une longue ligne qui apparaît dans le câble connecté au montage d'essai et à l'appareil de mesure est réduite en diminuant l'onde stationnaire dans le câble. Il est essentiel d'ajuster l'isolation de 35 dB ou plus entre les ports d'entrée et de sortie du montage d'essai pour obtenir des résultats précis quand un spécimen est installé et aucun champ magnétique n'est appliqué. Un exemple de chambre d'excitation, de chambre de détection et de trou de couplage avec une grille de suppression de fuite de champ électrique est représenté à la Figure 36. Il a été confirmé que les exigences décrites ci-dessus étaient satisfaites quand le montage d'essai est assemblé comme représenté à la Figure 35. Un support de spécimen est un bloc de mousse de styrène expansible.

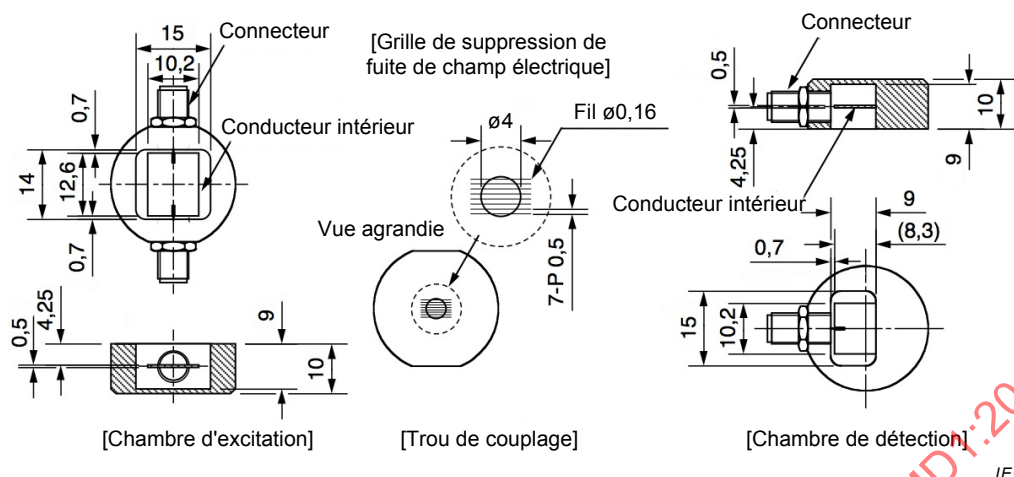


Figure 36 – Exemple de montage d'essai (tolérance: classe f)

La largeur de raie mesurée inclut un élargissement de largeur de raie causé par la charge externe et il convient d'ajuster ceci. Cet ajustement (voir équation (101)), est effectué pour obtenir un couplage faible entre la charge et le spécimen. Il est favorable d'ajuster le coefficient de transmission maximal du montage d'essai à une valeur inférieure de -25 dB par rapport au niveau de référence, en excluant l'affaiblissement par la plage de contact. D'autre part, une petite crête de résonance est modulée par un signal provenant d'une fuite directe de la ligne d'entrée. La crête de résonance supérieure de 25 dB par rapport au niveau du signal de fond améliore la précision de l'évaluation. Les deux exigences relatives à la transmission décrites ci-dessus sont satisfaites en ajustant le volume du spécimen. En prenant en considération les conditions favorables décrites ci-dessus, la taille maximale du diamètre de l'échantillon est 80 % du diamètre du trou de couplage. Le rapport entre le diamètre et l'épaisseur doit être supérieur à 15.

12.3.3.3 Appareil de mesure

La Figure 37 est une représentation schématique de l'équipement exigé pour la mesure.

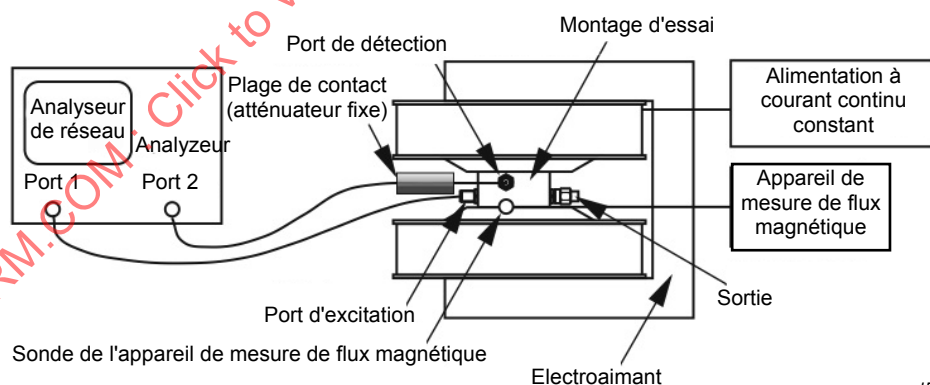


Figure 37 – Représentation schématique de l'appareil de mesure de la largeur de raie de la résonance

La puissance RF du canal d'excitation d'un analyseur de réseau est délivrée au port d'excitation du montage d'essai et la puissance de sortie du port de détection du montage d'essai est envoyée au canal de réception de l'analyseur de réseau par une plage de contact. Un champ magnétostatique perpendiculaire au champ magnétique RF est appliqué au spécimen. Pour obtenir une stabilité favorable de la mesure, une alimentation stabilisée à courant constant est recommandée pour la source de puissance. Une sonde de détection de

l'appareil de mesure de flux magnétique doit être placée entre le montage d'essai et la pièce polaire.

La précision de l'évaluation de la largeur de raie à mi-puissance dans le domaine fréquentiel est influencée par des ondes stationnaires dans les câbles de l'appareil de mesure (cet effet est appelé l'effet de longue ligne). Il est recommandé d'insérer la plage de contact de 10 dB ou plus au niveau du port de détection du montage d'essai pour réduire l'erreur causée par l'effet de longue ligne. De la même manière, il convient que la longueur des câbles entre l'analyseur de réseau et le montage d'essai soit aussi petite que possible.

12.3.3.4 Procédure de mesure

La précision de l'appareil de mesure numérique est très élevée, mais parfois la fonction du synthétiseur de fréquence numérique rend difficile l'ajustement précis de la fréquence sur les points à mi-puissance. Les procédures de mesure de 12.3.3.4 sont fondées sur une méthode permettant d'obtenir des points à mi-puissance précis en utilisant une analyse numérique. Les détails théoriques de l'analyse sont présentés en 12.3.3.5. Lorsque la plage de fréquences de mesure est nouvelle, il convient de commencer par étalonner l'appareil de mesure sans le montage d'essai. Par hypothèse, l'analyseur de réseau possède des fonctions de marquage pour indiquer la fréquence et le niveau de signal de la position du marqueur et pour rechercher le maximum de la trace sur l'affichage. La procédure d'étalonnage est la suivante.

- 1) Retirer les deux câbles et la plage de contact représentés à la Figure 37 du montage d'essai.
- 2) Connecter les deux câbles y compris les plages de contact à l'aide d'un adaptateur jack-jack.
- 3) Déplacer le marqueur à la fréquence à laquelle la résonance est mesurée, f_{1r} .
- 4) Enregistrer S_{21} à la fréquence f_{1r} comme le niveau de signal de référence, A_{1r} .

Si la planéité du niveau de signal est inférieure à ± 1 dB à l'intérieur de la plage de fréquences prévue de la largeur de raie, le niveau de référence pourrait être représenté par la valeur au centre de la fréquence de mesure. Une planéité du niveau de référence supérieure à ± 1 dB suggère que certaines connexions desserrées dans le câble sont à l'origine de la faible planéité. La planéité serait rétablie en vérifiant les connexions du câble.

La mesure de la largeur de raie commence ici et est effectuée en suivant les étapes présentées ci-dessous. La mesure doit être effectuée à deux fréquences pour obtenir une valeur précise de γ_{eff} .

Avant de mesurer la largeur de raie, il convient que l'isolation du montage d'essai avec le spécimen soit maximale. Les procédures sont présentées dans les étapes 5) à 8). Les procédures de mesure de la largeur de raie sont présentées dans les étapes 10) à 13).

- 5) Placer un spécimen au centre du trou de couplage. Ce positionnement est réalisé en collant le spécimen à la position correspondante sur le support de spécimen en face du trou de couplage.
- 6) Retirer l'adaptateur jack-jack du câble et placer le montage d'essai entre les câbles après la mesure du niveau de référence. Il convient d'installer la plage de contact au niveau du port de sortie du montage d'essai.
- 7) Desserrer la vis de fixation et modifier l'angle de la chambre d'excitation et de la chambre de détection jusqu'à ce que la transmission entre deux ports devienne minimale. Généralement, la transmission est inférieure à -80 dB.
- 8) Serrer la vis de fixation du support.
- 9) Installer soigneusement le montage d'essai dans l'entrefer de la pièce polaire de l'électroaimant pour faire coïncider le centre du spécimen avec le centre de la pièce polaire.

- 10) Appliquer le champ magnétique et ajuster de sorte que la transmission maximale se produise à la fréquence à laquelle le niveau de référence a été relevé.
- 11) Rechercher la fréquence précise donnant la transmission maximale en utilisant la fonction de recherche du marqueur et enregistrer la fréquence, f_{12} , et l'amplitude, A_{12} , respectivement.
- 12) Déplacer le marqueur à la fréquence inférieure et ajuster l'amplitude à $A_{12} - 3$ dB. Lire et enregistrer la fréquence, f_{11} , et le niveau de signal, A_{11} , respectivement.
- 13) Déplacer le marqueur à une fréquence supérieure au pic et ajuster l'amplitude à $A_{12} - 3$ dB. Lire et enregistrer les valeurs f_{13} et A_{13} , respectivement.

Toutes les procédures décrites ci-dessus sont représentées à la Figure 38.

Bien que l'ajustement du marqueur puisse être grossier, l'enregistrement des données doit être précis. Répéter les étapes 10) à 13) de la procédure pour la mesure de l'autre fréquence avec les valeurs A_{2i} et f_{2i} . Il est favorable de choisir une fréquence séparée de plus de 300 MHz par rapport à l'ancienne mesure pour obtenir un γ_{eff} précis.

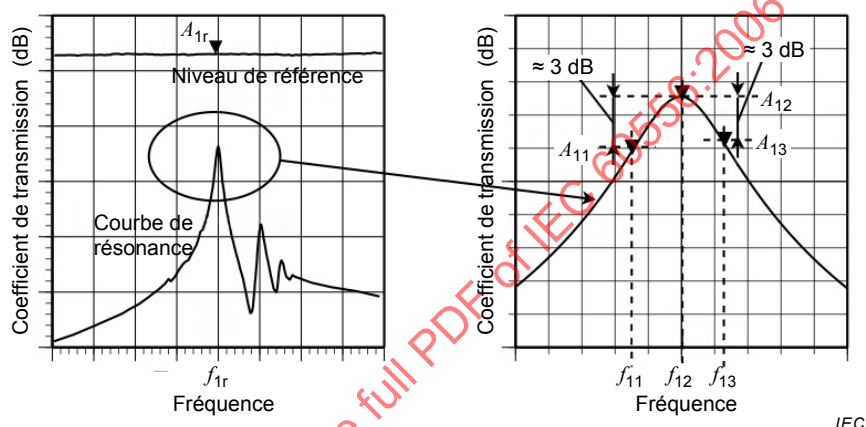


Figure 38 – Procédures de mesure

12.3.3.5 Calcul

La largeur de raie gyromagnétique est définie comme la différence entre les deux fréquences auxquelles le niveau de transmission devient inférieur de 3 dB par rapport à la transmission maximale et la fréquence de résonance est donnée comme la moyenne des deux fréquences. Une méthode pour déterminer la courbe de résonance avec précision par une analyse numérique est décrite en 12.3.3.5. Cette méthode utilise pleinement les fonctionnalités de l'appareil de mesure numérique.

L'équation (88) signifie que la puissance transmise par le montage d'essai est proportionnelle à $|\kappa|^2$ selon l'équation (92).

$$|\kappa|^2 = \frac{(2\pi\mu_0 f M_s / \gamma)^2}{(H_i^2 - 4\pi^2 f^2 / \gamma^2)^2 + (2\pi\Delta f / \gamma)^2 H_i^2} \quad (92)$$

où

H_i est l'intensité du champ magnétique interne du spécimen;

f est la fréquence du champ magnétique RF d'excitation;

M_s est l'aimantation à saturation du spécimen;

Δf est la largeur de raie à mi-puissance;

γ est le rapport gyromagnétique.

Lorsque l'équation $x = H_i - 2\pi f / \gamma$ et la relation $x \ll 2\pi f / \gamma$ sont confirmées à une fréquence proche de la résonance, l'équation (92) devient:

$$|\kappa|^2 = \frac{(\mu_0 M_s)^2}{4(H_i - 2\pi f / \gamma)^2 + (2\pi \Delta f / \gamma)^2} = \frac{(\mu_0 M_s)^2}{4x^2 + (2\pi \Delta f / \gamma)^2} \quad (93)$$

Ceci signifie que $|\kappa|^2$ est exprimé par une fonction de Lorentz quand la variation de fréquence est assez petite par rapport à la fréquence de résonance. La largeur de raie est donnée en résolvant l'équation après avoir adapté les données acquises à une fonction de Lorentz. Cependant, une résolution analytique n'est pas possible, parce que la fonction de Lorentz est fractionnaire. L'inverse de la fonction de Lorentz étant parabolique, l'inverse des données acquises est réduit à une équation parabolique en fonction de la fréquence, indiquée ci-dessous, qui peut être résolue analytiquement.

$$I_i = \frac{1}{P_i} = af_i^2 + bf_i + c \quad (94)$$

où

P_i est la $i^{\text{ème}}$ puissance acquise;

f_i est la $i^{\text{ème}}$ fréquence.

Les points à mi-puissance de la courbe de résonance correspondent aux points à deux fois la valeur minimale de l'équation (94). L'équation à résoudre est définie dans l'équation (95).

$$af^2 + bf + c \equiv a\left(f + \frac{b}{2a}\right)^2 + c - \frac{b^2}{4a} = 2\left(c - \frac{b^2}{4a}\right) \quad (95)$$

Cette équation a deux solutions $f = (-b \pm \sqrt{4ac - b^2}) / 2a$. La fréquence de résonance est donnée par la moyenne des deux et la largeur de raie dans la fréquence est donnée par la différence des deux.

La procédure pour obtenir la parabole est la suivante. D'abord, les amplitudes de signal mesurées en dB autour de la résonance, A_i , sont converties en échelle linéaire et la puissance inverse de la résonance est calculée en utilisant le niveau de signal de référence, A_r .

$$I_i = 10^{(A_i - A_r)/10} \quad (96)$$

Quatre déterminants représentés ci-dessous sont calculés à partir des valeurs données par l'équation (96).

$$D = \begin{vmatrix} (f_1 - f_2)^2 & (f_1 - f_2) & 1 \\ 0 & 0 & 1 \\ (f_3 - f_2)^2 & (f_3 - f_2) & 1 \end{vmatrix}, D_a = \begin{vmatrix} I_1 & f_1 & f_2 & 1 \\ I_2 & 0 & 1 & D_b \\ I_3 & f_3 & f_2 & 1 \end{vmatrix}, D_b = \begin{vmatrix} (f_1 - f_2)^2 & I_1 & 1 \\ 0 & I_2 & 1 \\ (f_3 - f_2)^2 & I_3 & 1 \end{vmatrix} \text{ et } D_c = \begin{vmatrix} (f_1 - f_2)^2 & (f_1 - f_2) & I_1 \\ 0 & 0 & I_2 \\ (f_3 - f_2)^2 & (f_3 - f_2) & I_3 \end{vmatrix} \quad (97)$$

où

f_i est la fréquence de la puissance de sortie à la i -ème mesure;

I_i est l'inverse de la puissance de sortie à la i -ème mesure:

Dans cette procédure, les fréquences ont été converties en fréquences décalées par rapport à la fréquence de résonance pour éviter les erreurs d'arrondi causées par le produit de

valeurs comportant beaucoup de chiffres. Les coefficients de l'équation parabolique à obtenir sont indiqués dans l'équation (98) en utilisant les déterminants de l'équation (97).

$$a = \frac{D_a}{D}, b = \frac{D_b}{D} \text{ et } c = \frac{D_c}{D} \quad (98)$$

Les procédures pour obtenir la largeur de raie de la résonance décrite ci-dessus sont représentées à la Figure 39.

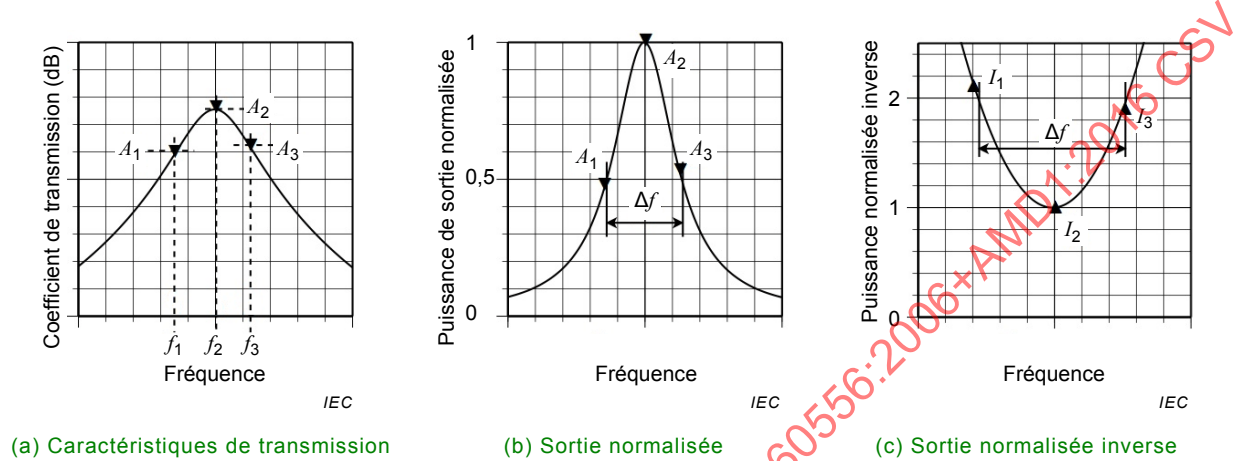


Figure 39 – Etapes pour obtenir une largeur de raie de la résonance par analyse numérique

La fréquence de résonance, f_r , et la largeur de raie chargée dans la fréquence, Δf_i , sont données par les équations (99) et (100). Le décalage de fréquence pour éviter l'erreur d'arrondi est rétabli dans cette équation.

$$f_r = f_2 - \frac{b}{2a} \quad (99)$$

$$\Delta f_i = \frac{\sqrt{4ac - b^2}}{a} \quad (100)$$

La largeur de raie de la résonance obtenue dans la fréquence est une largeur de raie qui inclut l'élargissement de largeur de raie causé par les charges externes et il convient d'ajuster ceci selon l'équation (101) [26].

$$\Delta f_u = (1 - \sqrt{I_2}) \Delta f_i \quad (101)$$

Le rapport gyromagnétique efficace est calculé pour convertir la largeur de raie de la résonance dans la fréquence en intensité de champ magnétique, et le coefficient est indiqué dans l'équation (102) s'il y a deux fréquences de mesure. Les suffixes 1 et 2 de la fréquence de résonance, f_{r1} , et de la densité de flux magnétique, B_{i1} , indiquent l'ordre de la mesure.

$$\gamma_{\text{eff}} = 2\pi \frac{f_{r2}(\text{MHz}) - f_{r1}(\text{MHz})}{795,8[B_2(\text{mT}) - B_1(\text{mT})]} \quad (102)$$

Finalement, la largeur de raie de la résonance dans l'intensité de champ magnétique est donnée par l'équation (103).

$$\Delta H = \frac{2\pi A f_U}{\gamma_{\text{eff}}} \quad (103)$$

NOTE Si les fréquences sont mesurées avec une précision de 10^{-9} , les amplitudes avec une précision de 0,01 dB et les intensités de champ magnétique avec une précision de ± 1 %, les erreurs relatives de la détermination de ΔF et de γ_{eff} deviennent ± 1 % pour les deux. L'erreur causée par la fuite du champ électrique depuis le trou de couplage est inférieure à ± 3 % si l'isolation est supérieure à 35 dB. Finalement, la précision globale de l'évaluation de ΔH devient ± 5 %. Il a été confirmé que la différence entre les résultats mesurés par la méthode décrite à l'Article 6 et cette méthode était inférieure à 1,5 %.

12.3.3.6 Présentation des données

Les données doivent être présentées pour être conformes aux exigences de l'IEC 60392. La fréquence de mesure doit être déclarée. Pour cela un indice qui représente la fréquence de mesure en gigahertz, c'est-à-dire ΔH_{10} (si la mesure se fait à 10 GHz) peut être utilisé. Il est souhaitable d'avoir des informations sur la forme et la taille du spécimen (sphère ou disque, dimensions) et son identité unique doit être indiquée.

Annexe A (informative)

Méthode de calcul de la largeur de raie utilisant un tableur

A.1 Généralités

Un exemple de calcul utilisant un tableur est représenté ici pour réduire la charge de travail liée au calcul. Les détails théoriques de cette méthode ont déjà été décrits en 12.3.3.5.

A.2 Objet

Il convient de préparer une feuille pour calculer la largeur de raie en se référant à la procédure suivante. Copier le code source donné à la page suivante, le coller dans un éditeur de texte approprié et enregistrer ce fichier sous un nom approprié. La feuille de calcul est obtenue en important le fichier du code source dans un tableur en suivant la procédure présentée ci-dessous. Ce fichier de code source est au format CSV (*Comma Separated Values*, valeurs séparées par des virgules). Un exemple présenté dans le Tableau A1 peut aider à réaliser cette procédure.

A.3 Procédure de calcul

Le calcul et la mesure sont faits simultanément quand un ordinateur individuel équipé du tableur est préparé. Cette procédure est décrite en prenant pour hypothèse que l'ordinateur est relié à l'analyseur de réseau. Les procédures de mesure et de calcul sont réalisées comme suit.

- 1) Entrer le niveau de référence A_{1r} à la fréquence centrale dans les cellules requises.
- 2) Entrer la densité de flux magnétique, B_{11} , dans la cellule requise, après que le champ magnétique a été ajusté pour rendre maximale la transmission à la fréquence à laquelle le niveau de référence a été relevé.
- 3) Entrer les données dans la rangée de données [Data 12] en premier. La fréquence et le niveau de signal de transmission maximale sont recherchés en utilisant la fonction de recherche de maximum de l'analyseur de réseau. Les valeurs du marqueur sont entrées dans la cellule [Frq.] en MHz et dans la cellule [S_{21}] en dB, f_{12} et A_{12} , respectivement. f_{12} apparaît dans la cellule de la fréquence à laquelle le niveau de référence a été relevé.
- 4) La puissance à l'échelle linéaire, P_{12} , apparaît dans la cellule de droite de A_{12} .
- 5) Lorsque A_{12} est entré, les valeurs cibles du niveau de signal à mesurer apparaissent dans la colonne [Target].
- 6) Ajuster le marqueur au point à mi-puissance de la fréquence inférieure faisant référence à la valeur cible de A_{11} et entrer les valeurs dans la rangée de données [Data 11] de la façon décrite en 3).
- 7) La même procédure est répétée pour entrer f_{13} et A_{13} dans la rangée de données [Data 13].
- 8) Des décalages de fréquence par rapport à la fréquence centrale, f_{1i} à f_{12} , en MHz et les inverses de la puissance, I_{1i} , apparaissent dans les colonnes [Frq_shift] et [Inv_power] lorsque ces valeurs sont entrées.
- 9) Quatre déterminants et les coefficients pour calculer l'équation $I_i = af_{1i}^2 + bf_{1i} + c$ apparaissent successivement dans les deux colonnes de droite.
- 10) La fréquence de résonance et la largeur de raie de la résonance dans la fréquence apparaissent finalement. L'élargissement de largeur de raie de la résonance causée par la charge externe est ajusté par la procédure de calcul dans cette cellule.
- 11) Répéter le processus décrit ci-dessus pour les fréquences f_{22} , f_{21} et f_{23} suivantes.

12) La valeur efficace de $-\gamma/2\pi$ et la largeur de raie de la résonance dans l'intensité de champ magnétique pour les deux fréquences s'affichent lorsque les données des fréquences suivantes sont entrées.

Deux largeurs de raie sont décrites en termes d'intensité de champ magnétique, A/m, et de densité de flux magnétique, mT. L'affichage utilisant la densité de flux est inférieur d'un ordre par rapport à la valeur décrite dans Oe. Cette représentation facilite la conversion en largeur de raie dans Oe (valeur actuellement utilisée).

Le code source pour un tableur est le suivant:

Data,B [mT],Freq. [MHz],S21 [dB],Target [dB],Power,Frq_shift,Inv_power,D Da b & c,a b and c

11,,,, = D3-3, = EXP(LN(10)*(D2-D5)/10), = C2-C3, = F3/F2, = G2*G4*G2*G2*G4, = I3/I2

12, = B2,, = D3, = EXP(LN(10)*(D3-D5)/10), = C3-C3, = F3/F3, = H3*G4+H4*G2-H3*G2-H2*G4, = I4/I2

13, = B2,, = D3-3, = EXP(LN(10)*(D4-D5)/10), = C4-C3, = F3/F4, = G2*G2*H3+G4*G4*H2-G4*G4*H3-G2*G2*H4, = I5/I2

,Ref_Level, = C3,, = EXP(LN(10)*D5/10),,, = G2*H3*G4*G4-G4*H3*G2*G2

Data,B [mT],Freq. [MHz],S21 [dB],Target [dB],Power,Frq_shift,Inv_power,D Da b & c,a b and c

21,,,, = D9-3, = EXP(LN(10)*(D8-D11)/10), = C8-C9, = F9/F8, = G8*G10*G10-G8*G8*G10, = I9/I8

22, = B8,, = D9, = EXP(LN(10)*(D9-D11)/10), = C9-C9, = F9/F9, = G10*H9+G8*G10-G8*H9-G10*H8, = I10/I8

23, = B8,, = D9-3, = EXP(LN(10)*(D10-D11)/10), = C10-C9, = F9/F10, = G8*G8*H9+G10*G10*H8-G10*G10*H9-G8*G8*H10, = I11/I8

,Ref_Level, = C9,, = EXP(LN(10)*D11/10),,, = G8*H9*G10*G10-G10*H9*G8*G8

,B [mT],Res_frq [MHz],Delta_f [MHz],Gam'a/2pi,Delta_H [A/m],Delta_B [mT]

, = B2, = C3-J3/(2*J2), = (1-SQRT(F9/F5))*SQRT(4*J2*J4-J3*J3)/J2, = (C15-C14)/(B15-

B14)/795,8, = D14/E14, = F14/795,8

, = B8, = C9+J9/(2*J8), = (1-SQRT(F9/F11))*SQRT(4*J2*J4-J3*J3)/J2,[MHz/A/m], = D15/E14, = F15/795,8

Le Tableau A1 donne un exemple de calcul de largeur de raie utilisant un tableur.

Tableau A.1 – Exemple de calcul de largeur de raie utilisant un tableur

Data	B [mT]	Freq. [MHz]	S21 [dB]	Target [dB]	Power	Frq_shift	Inv_power	D, Da,b &c	a,b and c
11	416,1	8 969	-49,89843	-49,87695	0,000111648	-32	2,005155233	-56 608	0,001066946
12	416,1	9 001	-46,87695	-46,87695	0,000223872	0	1	-60,3976738	0,002731168
13	416,1	9 030	-49,83593	-49,87695	0,000113267	29	1,976505376	-154,6059544	1
	Ref_Level	9 001	-10,37695		0,091686417			-56 608	

Data	B [mT]	Freq. [MHz]	S21 [dB]	Target [dB]	Power	Frq_shift	Inv_power	D, Da,b &c	a,b and c
21	423,4	9 170,5	-49,75293	-49,67285	0,00011496	-30	2,032394449	-51 330	0,016947973
22	423,4	9 200,5	-46,67285	-46,67285	0,000233644	0	1	-869,939439	0,000883459
23	423,4	9 229,5	-49,71582	-49,67285	0,000115947	29	2,015101842	-45,34792642	1
	Ref_Level	9 200,5	-10,3584		0,092078874			-51 330	

B [mT]	Res_frq [MHz]	Delta_f [MHz]	Gam'a/2Pi	Delta_H [A/m]	Delta_B [mT]
416,1	8 999,7	58,08	0,034565028	1 680,3	2,11
423,4	9 200,5	58,09	[MHz/A/m]	1 680,6	2,11

Anglais	Français
Data	Données
Freq.	Fréquence
Target	Cible
Power	Puissance
Frq_shift	Décalage de fréquence
Inv_Power	Inverse de la puissance
a, b and c	a, b et c
Res_frq	Fréquence de résonance

Bibliographie

- [1] SMITH, D. O. *Rev. Sci. Instr.*, 27, 261, 1956.
- [2] DWIGHT, K., MENYUK, N. and SMITH, D. O. *J. Appl. Phys.*, 29, 491, 1958.
- [3] CASE, W. E. and HARRINGTON, R. D. *J. Res. NBS.*, 70C, 255, 1966.
- [4] FREDERICK, N. *Proc. IRE.*, 49, 1499, 1961.
- [5] FONER, S. *Rev. Sci. Instr.*, 30, 548, 1959.
- [6] SPARKS, M. *Ferromagnetic Relaxation Theory*, McGraw Hill, 1964.
- [7] PATTON, C. E. and GREEN, J. J. *Rev. Sci. Instr.*, 42, No. 2, pp. 193-195, Feb. 1971.
- [8] PATTON, C. E. *A Review of MW-Relaxation in Polycrystalline Ferrites*, IEEE Trans. Magn. 8, 1972.
- [9] VREHEN, Q. H. F. *Journal of Applied Physics*, Vol. 40, No. 4, 15 March 1969.
- [10] VALLANTIN, B. et al. *Proceedings of the EMC*, 1973.
- [11] COURTOIS, L. LEMAIRE, B. *CR Acad. Sc.*, 256, April 1963.
- [12] PATTON, C. E. *Physical Review*, Vol. 1, No. 2, 10 March 1969.
- [13] SCHANDA, *Archiv der Elektr. Übertragung*, 20, 501, 1966.
- [14] MONTGOMERY, [Editor] *Technique of Microwave Measurements*, New York, 1947.
- [15] BRONWELL and BEAM *Theory and Application of Microwaves*, New York, 1947.
- [16] BETHE and VERWEEL *IEEE Trans. on Magnetism*, Vol. MAG-5, 474, 1969.
- [17] ESTIN and BUSSEY *IRE Trans. MTT-8*, 650, 1960.
- [18] HERMOSIN, A. [these]: Contribution à l'étude de la mesure des caractéristiques diélectriques à 9 GHz, Université de Paris, 1970.
- [19] KAYE, G. W. C. and LABY, P. H. [Longmans, 13th edition]: *Tables of Physical and Chemical Constants and some Mathematical Functions*.
- [20] I. Bady: "Measurement of Linewidth of Single Crystal Ferrites by Monitoring the Reflected Wave in Short-Circuited Transmission Line", *IEEE Trans. Magn. MAG-3*, No.3, 521-526 (1967)
- [21] S. Takeda and H. Suzuki: "Wideband Measurement System of ΔH_{ω} using All Shielded Shorted Microstrip Line", *J. Magn. Soc. Jpn.*, 33, 171-174 (2009)
- [22] B. Lax and K. J. Button: "Microwave Ferrites and Ferrimagnetics", McGraw-Hill Co. Inc. 1962 p.153
- [23] *ibid*; p.169

- [24] D. M. Pozar, "Microwave Engineering" John Wiley & Sons, Inc. p 62, p159 , 1998
- [25] D. Stinson, "Ferrite line width measurements in a cross-guide coupler" IRE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 6, no. 4, pp. 446-450, 1958
- [26] Arthur. F. Harvey, Microwave Engineering, p 201, New York: Academic Press, 1963

IECNORM.COM : Click to view the full PDF of IEC 60556:2006+AMD1:2016 CSV

IECNORM.COM : Click to view the full PDF of IEC 60556:2006+AMD1:2016 CSV

FINAL VERSION**VERSION FINALE**

**Gyromagnetic materials intended for application at microwave frequencies –
Measuring methods for properties**

**Matériaux gyromagnétiques destinés à des applications hyperfréquences –
Méthodes de mesure des propriétés**

CONTENTS

FOREWORD.....	6
1 Scope	8
2 Normative references	8
3 Terms and definitions	8
4 Saturation magnetization M_S	8
4.1 General	8
4.2 Object	9
4.3 Theory.....	9
4.4 Test sample.....	10
4.5 Measuring apparatus for the vibrating coil method (VCM)	10
5.5 Measuring apparatus	22
5.4 Test specimen	21
4.7 Calibration.....	16
4.8 Measuring procedure	17
4.9 Calculation	18
4.10 Accuracy	18
4.11 Data presentation	19
5 Magnetization (at specified field strength) M_H	19
5.1 General	19
5.2 Object	19
5.3 Theory.....	19
4.6 Measuring apparatus for the vibrating sample method (VSM).....	13
5.6 Calibration.....	24
5.7 Measuring procedure	25
5.8 Calculation	25
5.9 Accuracy	25
5.10 Data presentation.....	25
6 Gyromagnetic resonance linewidth ΔH and effective Landé factor g_{eff} (general).....	26
6.1 General	26
6.2 Object	26
6.3 Theory.....	26
6.4 Test specimens and cavities	27
6.5 Measuring apparatus	30
6.6 Measuring procedure	30
6.7 Calculation	32
6.8 Accuracy	32
6.9 Data presentation	32
7 Gyromagnetic resonance linewidth ΔH_{10} and effective Landé factor g_{10} (at 10 GHz)	32
7.1 General	32
7.2 Object	32
7.3 Theory.....	32
7.4 Test specimen and cavity.....	33
7.5 Measuring apparatus	34
7.6 Measuring procedure	34
7.7 Calculation	35

7.8	Accuracy	35
7.9	Data presentation	36
8	Spin-wave resonance linewidth ΔH_k	36
8.1	General	36
8.2	Object	36
8.3	Theory.....	36
8.4	Test specimen and cavity.....	39
8.5	Measuring apparatus	40
8.6	Calibration.....	40
8.7	Measuring procedure	40
8.8	Calculation	41
8.9	Accuracy	41
8.10	Data presentation	41
9	Effective linewidth ΔH_{eff}	41
9.1	General	41
9.2	Object	41
9.3	Theory.....	42
9.4	Test specimen and cavity.....	44
9.5	Measuring apparatus	44
9.6	Calibration.....	45
9.7	Apparatus adjustment	45
9.8	Measuring procedure	46
9.9	Calculation	47
9.10	Accuracy	47
9.11	Data presentation	47
10	Complex permittivity ϵ_r	48
10.1	General	48
10.2	Object	48
10.3	Theory.....	48
10.4	Test specimen and cavity.....	51
10.5	Measuring apparatus	51
10.6	Measurement procedure	52
10.7	Calculation	52
10.8	Accuracy	53
10.9	Data presentation	53
11	Apparent density ρ_{app}	53
11.1	General	53
11.2	Apparent density (by mensuration).....	53
11.3	Apparent density (by water densitometry).....	55
12	Gyromagnetic resonance linewidth ΔH and effective gyromagnetic ratio γ_{eff} by non resonant method	56
12.1	General	56
12.2	Object	57
12.3	Measuring methods	57
Annex A (informative) Method to calculate the linewidth using a spreadsheet software program.....		73
Bibliography		75

Figure 1 – Vibrating coil method – Sample and coils arrangement	10
Figure 2 – Magnetic field configuration	11
Figure 3 – Measuring apparatus (VCM).....	13
Figure 4 – Vibrating sample method – Sample and coil arrangement	14
Figure 5 – Measuring apparatus (VSM).....	15
Figure 6 – Hysteresis curves for a magnetic material: $B(H)$ curve, $M(H)$ curve	20
Figure 7 – Test sample with compensation unit.....	21
Figure 8 – Test specimen.....	22
Figure 9 – Measuring circuit for determining magnetization (at specified field strength) M_H	23
Figure 10 – Miller integrator	24
Figure 11 – Cavity for measurement of gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor	28
Figure 12 – Stripline resonator for measurement of gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor at low frequency	29
Figure 13 – Schematic diagram of the equipment required for measurement of gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor	31
Figure 14 – Schematic diagram of the equipment required for measurement of gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor at 10 GHz	35
Figure 15 – Subsidiary absorption and saturation of the normal resonance	37
Figure 16 – Pulse deterioration at onset of subsidiary resonance	37
Figure 17 – Measured critical r.f. field strength as a function of pulse duration t_d	38
Figure 18 – Typical TE ₁₀₄ cavity for the measurement of spin-wave resonance linewidth at about 9,3 GHz	39
Figure 19 – Block diagram of spin-wave resonance linewidth test equipment	40
Figure 20 – Sectional view of the cavity with specimen	43
Figure 21 – Dimensions of a cavity designed for resonance at a frequency of 9,1 GHz	43
Figure 22 – Schematic diagram of equipment for measuring effective linewidth ΔH_{eff}	45
Figure 23 – Determination of Q_0	47
Figure 24 – Ideal resonant cavity with specimen, used for theoretical calculation (sectional view).....	49
Figure 25 – Dimensions of the resonant cavity with specimen	51
Figure 26 – Schematic diagram of equipment required for the measurement of complex dielectric constant	52
Figure 27 – Schematic drawing of short-circuited microstrip line fixture with specimen.....	58
Figure 28 – Equivalent circuits of short-circuited microstrip line	58
Figure 29 – Cross-sectional drawing of all-shielded shorted microstrip line with specimen	59
Figure 30 – Block diagram of measurement system	60
Figure 31 – Observed absorption curve of imaginary part $\eta'' L_0$ of inductance for a 5 mm square garnet specimen with 0,232 mm thickness and $M_s = 0,08$ T	62
Figure 32 – Assumed equivalent circuit of the test fixture.....	63
Figure 33 – Structure of test fixture to measure resonance linewidth by transmission	64
Figure 34 – Model to measure resonance linewidth by transmission	65
Figure 35 – Test fixture for measurement of resonance linewidth by transmission.....	66
Figure 36 – Example of a test fixture (tolerance: Class f)	67

Figure 37 – Block diagram of the equipment for measuring the resonance linewidth	68
Figure 38 – Measurement procedures	69
Figure 39 – Steps to obtain resonance linewidth by numerical analysis	71
Table 1 – Typical dimensions of test fixture	59
Table 2 – Specimen shape and typical dimensions	59
Table 3 – The fixture constants for 5 mm long specimens	64
Table A.1 – Example of the linewidth calculation using a spreadsheet software program	74

IECNORM.COM : Click to view the full PDF of IEC 60556:2006+AMD1:2016 CSV

INTERNATIONAL ELECTROTECHNICAL COMMISSION

**GYROMAGNETIC MATERIALS
INTENDED FOR APPLICATION AT MICROWAVE FREQUENCIES –
MEASURING METHODS FOR PROPERTIES**

FOREWORD

- 1) The International Electrotechnical Commission (IEC) is a worldwide organization for standardization comprising all national electrotechnical committees (IEC National Committees). The object of IEC is to promote international co-operation on all questions concerning standardization in the electrical and electronic fields. To this end and in addition to other activities, IEC publishes International Standards, Technical Specifications, Technical Reports, Publicly Available Specifications (PAS) and Guides (hereafter referred to as "IEC Publication(s)"). Their preparation is entrusted to technical committees; any IEC National Committee interested in the subject dealt with may participate in this preparatory work. International, governmental and non-governmental organizations liaising with the IEC also participate in this preparation. IEC collaborates closely with the International Organization for Standardization (ISO) in accordance with conditions determined by agreement between the two organizations.
- 2) The formal decisions or agreements of IEC on technical matters express, as nearly as possible, an international consensus of opinion on the relevant subjects since each technical committee has representation from all interested IEC National Committees.
- 3) IEC Publications have the form of recommendations for international use and are accepted by IEC National Committees in that sense. While all reasonable efforts are made to ensure that the technical content of IEC Publications is accurate, IEC cannot be held responsible for the way in which they are used or for any misinterpretation by any end user.
- 4) In order to promote international uniformity, IEC National Committees undertake to apply IEC Publications transparently to the maximum extent possible in their national and regional publications. Any divergence between any IEC Publication and the corresponding national or regional publication shall be clearly indicated in the latter.
- 5) IEC itself does not provide any attestation of conformity. Independent certification bodies provide conformity assessment services and, in some areas, access to IEC marks of conformity. IEC is not responsible for any services carried out by independent certification bodies.
- 6) All users should ensure that they have the latest edition of this publication.
- 7) No liability shall attach to IEC or its directors, employees, servants or agents including individual experts and members of its technical committees and IEC National Committees for any personal injury, property damage or other damage of any nature whatsoever, whether direct or indirect, or for costs (including legal fees) and expenses arising out of the publication, use of, or reliance upon, this IEC Publication or any other IEC Publications.
- 8) Attention is drawn to the Normative references cited in this publication. Use of the referenced publications is indispensable for the correct application of this publication.
- 9) Attention is drawn to the possibility that some of the elements of this IEC Publication may be the subject of patent rights. IEC shall not be held responsible for identifying any or all such patent rights.

DISCLAIMER

This Consolidated version is not an official IEC Standard and has been prepared for user convenience. Only the current versions of the standard and its amendment(s) are to be considered the official documents.

This Consolidated version of IEC 60556 bears the edition number 2.1. It consists of the second edition (2006-04) [documents 51/850/FDIS and 51/859/RVD] and its amendment 1 (2016-03) [documents 51/1064/CDV and 51/1089A/RVC]. The technical content is identical to the base edition and its amendment.

This Final version does not show where the technical content is modified by amendment 1. A separate Redline version with all changes highlighted is available in this publication.

International Standard IEC 60556 has been prepared by IEC technical committee 51: Magnetic components and ferrite materials.

This second edition is a consolidation of the first edition and its amendments 1 and 2. It includes editorial improvements as well as improvements to the figures.

This standard is to be read in conjunction with IEC 60392.

The French version of this standard has not been voted upon.

This publication has been drafted in accordance with the ISO/IEC Directives, Part 2.

The committee has decided that the contents of the base publication and its amendment will remain unchanged until the stability date indicated on the IEC web site under "<http://webstore.iec.ch>" in the data related to the specific publication. At this date, the publication will be

- reconfirmed,
- withdrawn,
- replaced by a revised edition, or
- amended.

IMPORTANT – The 'colour inside' logo on the cover page of this publication indicates that it contains colours which are considered to be useful for the correct understanding of its contents. Users should therefore print this document using a colour printer.

GYROMAGNETIC MATERIALS INTENDED FOR APPLICATION AT MICROWAVE FREQUENCIES – MEASURING METHODS FOR PROPERTIES

1 Scope

This International Standard describes methods of measuring the properties used to specify polycrystalline microwave ferrites in accordance with IEC 60392 and for general use in ferrite technology. These measuring methods are intended for the investigation of materials, generally referred to as ferrites, for application at microwave frequencies.

Single crystals and thin films generally fall outside the scope of this standard.

NOTE 1 For the purposes of this standard, the words “ferrite” and “microwave” are used in a broad sense:

- by “ferrites” is meant not only magneto-dielectric chemical components having a spinel crystal structure, but also materials with garnet and hexagonal structures;
- the “microwave” region is taken to include wavelengths approximately between 1 m and 1 mm, the main interest being concentrated on the region 0,3 m to 10 mm.

NOTE 2 Examples of components employing microwave ferrites are non-reciprocal devices such as circulators, isolators and non-reciprocal phase-shifters. These constitute the major field of application, but the materials may be used in reciprocal devices as well, for example, modulators and (reciprocal) phase-shifters. Other applications include gyromagnetic filters, limiters and more sophisticated devices, such as parametric amplifiers.

2 Normative references

The following referenced documents are indispensable for the application of this document. For dated references, only the edition cited applies. For undated references, the latest edition of the referenced document (including any amendment) applies.

IEC 60050-221, *International Electrotechnical Vocabulary (IEV) – Part 221: Magnetic materials components*

IEC 60205:2006, *Calculation of the effective parameters of magnetic piece parts*

IEC 60392:1972, *Guide for the drafting of specifications for microwave ferrites*

3 Terms and definitions

For the purposes of this document, the terms and definitions given in IEC 60050-221 apply.

4 Saturation magnetization M_s

4.1 General

Saturation magnetization is a characteristic parameter of ferrite materials. It is widely used in theoretical calculations, for instance in computation of tensor permeability components (see IEC 60050-221). In a variety of microwave applications, saturation magnetization determines the lower frequency limit of the device, mainly due to the occurrence of so-called low-field loss when the material is unsaturated.

4.2 Object

The object is to give two similar techniques for measuring saturation magnetization. These are the vibrating coil method (VCM) and vibrating sample method (VSM).

The vibrating coil method [1]¹ [2] has the advantages of easier sample mounting and simpler mechanical arrangement when measurements over a range of temperatures are required, particularly at low temperatures.

The vibrating sample method is more accurate, given a similar degree of elaboration in electronic apparatus.

The equipment needed in both cases is very similar and the calibration methods are identical. The same test samples can be used for either technique.

4.3 Theory

When a sphere of isotropic magnetic material is placed in a uniform magnetic field, the sphere becomes uniformly magnetized in the direction parallel to the applied field. The sphere now produces its own external magnetic field, equivalent to that of a magnetic dipole at the centre of the sphere and orientated parallel to the direction of magnetization.

If a small detection coil (in practice a pair wound in opposition) is now vibrated at small amplitude, close to the sample sphere and in a direction at right angles to the applied field, a voltage e_s , will be induced in the coil, proportional to the rate of change of flux φ_s due to the sample at the mean coil position x_0 whose value is given by

$$e_s = -N \left(\frac{d\varphi_s}{dx} \right)_{x_0} \cdot \frac{dx}{dt} \quad (1)$$

where N is the number of turns on the coil.

The motion of the coil, in the x -direction, is given by

$$x = x_0 + \delta \sin \omega t \quad (2)$$

where

x is displacement at time t ;

ω is angular frequency;

δ is vibration amplitude.

If the unknown sample is now replaced by a calibrating sample of known saturation magnetization M_c and volume V_c , inducing a voltage e_c , the magnetization of the sample M_s may be found by comparison:

$$\frac{M_s}{M_c} = \frac{e_s}{e_c} \cdot \frac{V_c}{V_s} \quad (3)$$

If the induced voltages e_s and e_c give rise to readings E_s and E_c from the apparatus, then

$$M_s = M_c \cdot \frac{E_s}{E_c} \cdot \frac{d_c^3}{d_s^3} \quad (4)$$

where d_s and d_c are diameters of the sample and calibrating spheres, respectively.

¹ Figures in square brackets refer to the bibliography.

Identical equations apply in the VSM case, when the sample is vibrated while the coil remains stationary.

4.4 Test sample

For the dipole assumption to be valid, the test sample shall be a sphere, whose deviation from roundness is not more than 0,5 %. The percentage deviation from roundness is defined as

$$\left(\frac{\text{max. diameter} - \text{min. diameter}}{\text{min. diameter}} \right) \times 100 \quad (5)$$

For most ferrite materials, a diameter of about 2,5 mm is suitable. If it is less than 1 mm, a reasonable signal-to-noise ratio will be difficult to achieve, particularly when M_s is low. Spheres larger than about 4 mm are less convenient to make and it is not so easy to maintain a uniform applied field over the volume of the sphere.

It may be permissible to use other than spherical samples, provided that the induced voltage can be shown to be a linear function of the magnetization to within the accuracy required, and that the calibration sample has identical dimensions to the samples to be measured.

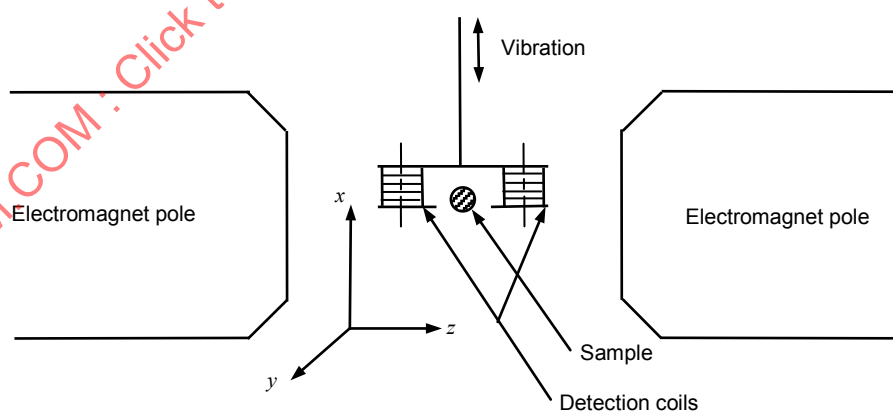
4.5 Measuring apparatus for the vibrating coil method (VCM)

4.5.1 Arrangement of detection coils and sample

A schematic diagram of the arrangement of the detection coils and the sample is shown in Figure 1. Figure 2 indicates the directions of the applied and sample fields.

The sample is rigidly mounted between the pole-pieces of an electromagnet, in such a way that its position relative to the detection coils is reproducible to $\pm 0,1$ mm in any direction. All parts of the sample holder shall be made of non-magnetic material.

The detection coils are an identical pair wound in series opposition. They are attached to the vibrator by a rigid, non-magnetic arm and are located as close to the sample as practicable. Their axes are normally parallel to the direction of vibration, but other configurations are acceptable.



IEC 555/06

Figure 1 – Vibrating coil method – Sample and coils arrangement

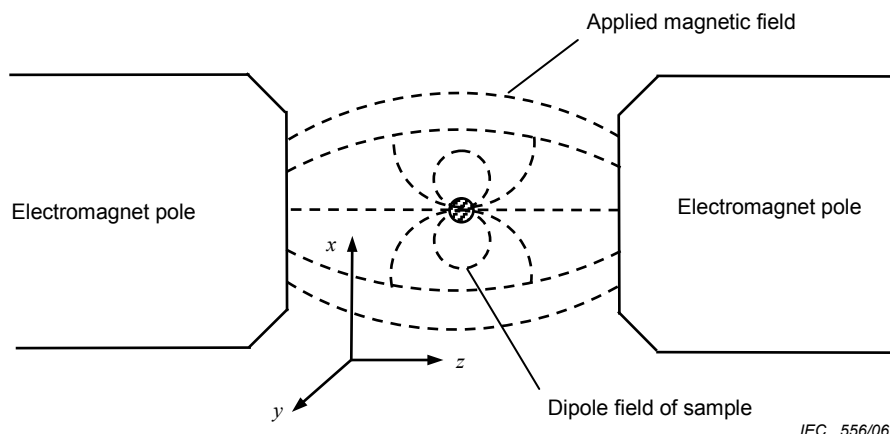


Figure 2 – Magnetic field configuration

The direction of vibration (the x -direction) is at 90° to the z -axis of the electromagnet (Figure 1), i.e. perpendicular to the magnetostatic field direction, and the amplitude shall be of the order of 0,05 mm to 0,5 mm. The frequency is not critical, but would normally be between 20 Hz and 200 Hz, although frequencies outside that range are acceptable. Motion of the coils in the z - and y -directions shall be limited by means of suitable mounting to not more than 1 % of that in the x -direction. Some means of stabilizing the vibration amplitude by use of a feedback loop may be incorporated if required.

4.5.2 The electromagnet

The magnetostatic field shall be capable of fully saturating a spherical specimen of the material to be measured. For most microwave ferrites, a field of 300 kAm^{-1} will be adequate, but for the hexagonal, barium-based ferrites, a field up to 500 kAm^{-1} may be needed. The current supply to the electromagnet shall be such as to maintain the field stable to 0,5 %.

At the mean position of the detection coils, the transverse field shall be not more than 1 % of the longitudinal field (H_z).

Since the uniformity of the field is dependent on the field-strength, measurements shall always be made at the applied field at which calibration and zero-setting (see 4.8) have been carried out.

4.5.3 Elimination of applied field effects

If the applied field were wholly uniform and had no radial components, while the direction of vibration was exactly at right angles to the applied field, the theory of 4.3 could be applied directly to the experimental arrangement of Figure 1.

However, as indicated in Figure 2, the applied field is not uniform, and its direction and magnitude vary from point to point. Moreover, it is impracticable to make an identical pair of detection coils. The angle of vibration will deviate from 90° and some residual motion in the y - and z -directions will always be present.

Voltages will therefore be induced in the coils by the inhomogeneity of the applied field. The effect of H_z is considerably lessened by winding the coils in opposition, so that voltages due to H_z tend to cancel out whereas those due to the sample dipole field will add up.

However, complete cancellation cannot in general be achieved with one pair of coils alone. Therefore, a second pair of coils, the compensating coils, is used. These are mounted on the same formers as the sample coils, but are wound in series, so that the voltages induced by H_z are additive. A compensating voltage can then be obtained, which may be adjusted in amplitude and phase to balance out the voltage induced in the sample coils by H_z .

The effect of H_x is more difficult to eliminate because the voltages induced in the sample coils will be added in the same way as those due to the dipole field. However, in general, the variation of H_x with x will be different from that of the sample dipole field. The two signals will therefore differ in phase and may be distinguished by means of a phase sensitive detector.

4.5.4 Electronic instrumentation

A schematic diagram of the measuring apparatus is shown in Figure 3. The vibrator is driven by a low-frequency oscillator (9), which may be tunable, and a power amplifier. The amplitude of the oscillator output and the gain of the power amplifier shall be sufficiently stable to provide a constant drive to the vibrator to within $\pm 0,3$ %, after warm-up. If this is not possible, some means of stabilizing the vibration amplitude shall be provided. The oscillator frequency shall be stable to 0,05 % after warm-up.

The output from the compensating coils (1(c)) is balanced against that of the sample coils (1(s)) by means of the difference amplifier (4), using the variable attenuator (2) and phase shifter (3). The phase shifter shall be fully variable over 360° and its resolution shall be at least $\pm 0,1^\circ$. Neither the phase shifter nor the attenuator needs to be calibrated.

The difference amplifier shall have a low enough noise level at low frequencies to allow precise zero setting. The exact requirements will depend on the design of the coils and other equipment. A variable gain control may be incorporated.

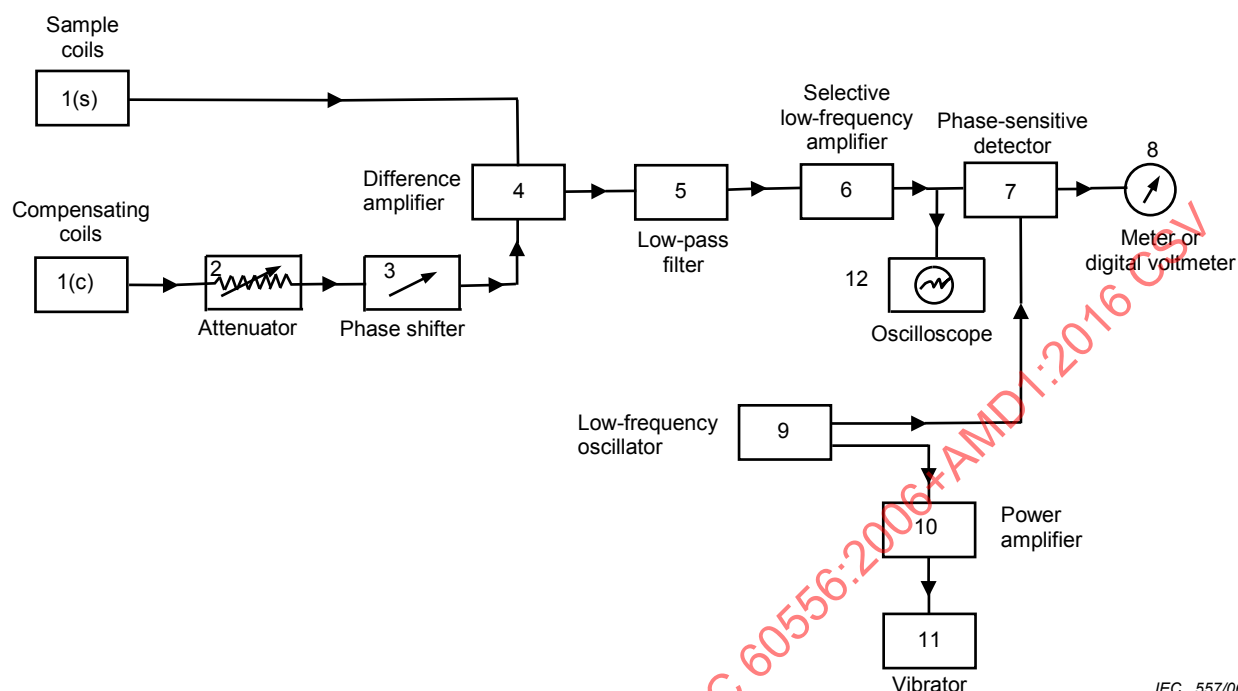
The low-pass filter (5) shall reduce all harmonics by at least 20 dB with respect to the fundamental frequency.

The selective amplifier, which is tuned to the oscillator frequency, shall have a bandwidth of the order of 1 % and shall be tunable if the oscillator is not tunable.

The phase-sensitive detector (7) shall have a resolution better than 3° and either the reference or signal channel shall be variable over 360° in phase. The phase setting shall be independent of the amplitude of the input to either channel.

The meter (8) may be an analogue or digital type. When measurements are to be made over a range of temperatures, an X-Y-recorder may be substituted for the meter, one axis to record a linear function of magnetization, the other a linear function of temperature. Both axes shall be calibrated to the accuracy required. The temperature measuring device, normally a thermocouple, shall be in close thermal contact with the sample itself.

All the electronic instruments shall have adequate temperature stability to ensure the required accuracy over the range of ambient temperatures to be met in use.



IEC 557/06

Figure 3 – Measuring apparatus (VCM)

4.6 Measuring apparatus for the vibrating sample method (VSM)

4.6.1 Arrangement of detection coils and sample

In the vibrating sample case, the detection coils (Figure 4) are rigidly mounted between the pole-pieces of the electromagnet, but in such a way that frequent small adjustments are possible. Normally, their axes are at right angles to the applied field and parallel to the direction of vibration, but other configurations [5] are acceptable. The mean sample position is on the axis of the electromagnet, normally located symmetrically with respect to the detection coils. Its position shall be reproducible to $\pm 0,1$ mm. It is rigidly mounted on a non-magnetic vibrating arm, attached to a vibrator, and is as close to the detection coils as practicable.

The direction of vibration (the x -direction) is at 90° to the z -axis of the electromagnet (Figure 4), i.e. perpendicular to the magnetostatic field direction, and the amplitude shall be of the order of 0,05 mm to 0,5 mm. The frequency is not critical, but would normally be between 20 Hz and 200 Hz, although frequencies outside that range are acceptable. Motion of the sample in the z - and y -directions shall be limited by means of a suitable mounting to not more than 1 % of that in the x -direction. Some means of stabilizing the vibration amplitude by use of a feedback loop may be incorporated if necessary.

A small permanent magnet is attached to the vibrating arm, far enough away from the electromagnet to be unaffected by it. Two small coils are mounted rigidly on either side of this magnet to detect its field. A small coil carrying a precisely controlled direct current may be used instead of the magnet.

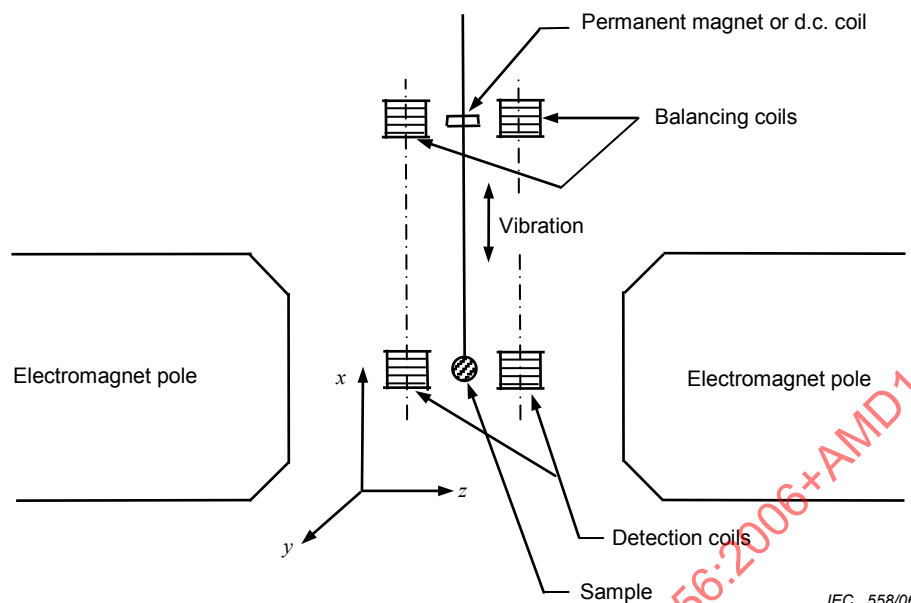


Figure 4 – Vibrating sample method – Sample and coil arrangement

4.6.2 The electromagnet

No precautions need be taken to counteract curvature and non-uniformity of applied field, provided that a uniformity of about 3 % over the volume of the sample is maintained. A radial field of up to 1 % of the longitudinal field is permissible.

The magnetostatic field shall be capable of fully saturating a spherical specimen of the material to be measured. For most microwave ferrites, a field of 300 kAm^{-1} will be adequate, but for the hexagonal, barium-based ferrites a field up to 500 kAm^{-1} may be needed. The current supply shall maintain the field stable to about 0,5 %.

4.6.3 Electronic instrumentation

A schematic diagram of the electronic instrumentation is shown in Figure 5. The simplest arrangement uses only items 1 to 8, and allows point-by-point measurements to be made at fixed temperatures. The calibrated potential divider (3) is used to balance the voltage induced in the balancing coils against that in the sample coils. The null point is observed by means of the oscilloscope (5). Magnetization is calculated from the potential divider setting.

Alternatively, the null balance may be made with the empty sample holder in position. The out-of-balance signal on insertion of a sample is then proportional to magnetization. This signal may be read directly from the meter (5) or oscilloscope. For continuous plotting of M_s as a function of temperature, an X-Y-recorder may be substituted for the oscilloscope. Greater sensitivity and better stability may be obtained by use of a phase sensitive detector (9) to detect the signal, which may then be observed by means of a meter or recorder.

If a d.c. coil (12) is used instead of a permanent magnet to obtain the balancing voltage, automatic null balancing may be achieved by feeding the output of this phase sensitive detector to the d.c. coil. The current in the coil is then directly proportional to magnetization.

The coil current may be measured by means of a d.c. ammeter in series with it, or by a high-resistance voltmeter in parallel with the coil. In the second case, variations in coil resistance due to temperature changes shall be compatible with the degree of accuracy required in M_s .

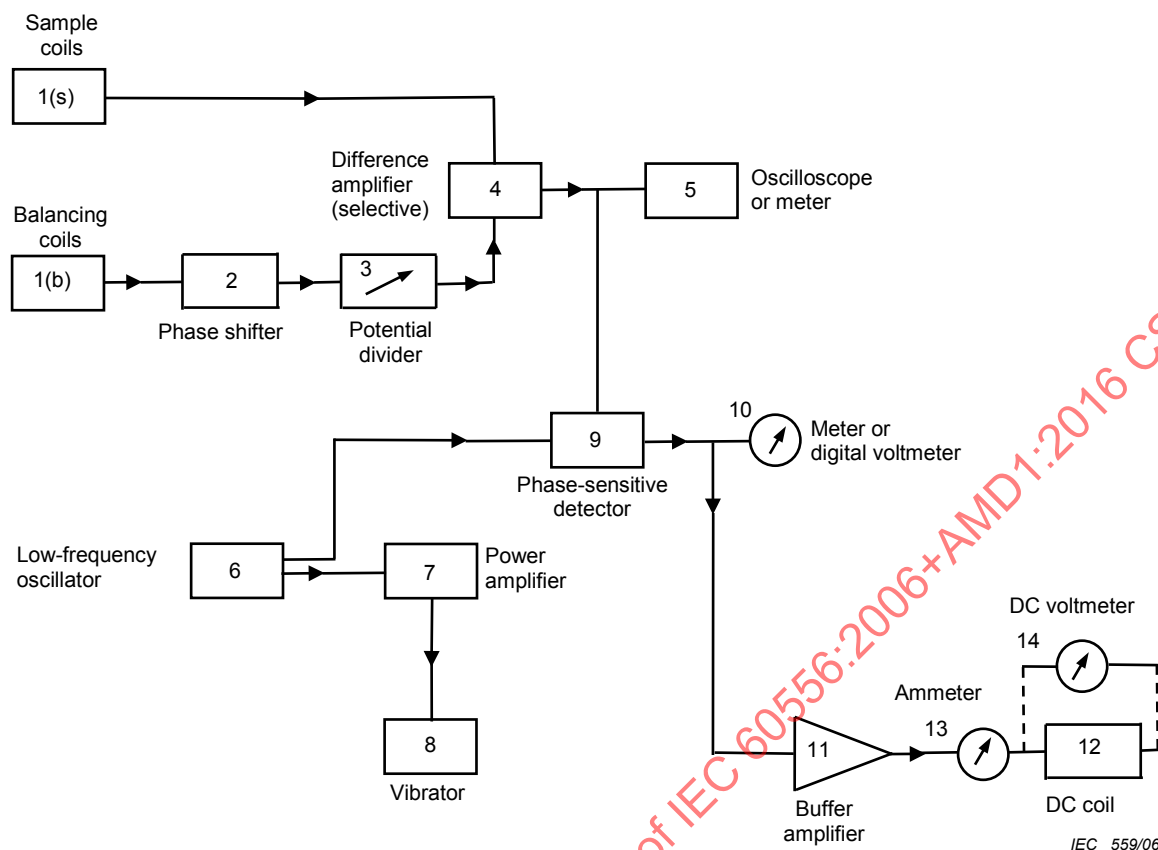


Figure 5 – Measuring apparatus (VSM)

The vibrator is driven by a low-frequency oscillator, which may be tunable, and a power amplifier. The amplitude of the oscillator output and the gain of the power amplifier shall be sufficiently stable to maintain the drive to the vibrator at a constant level, to within 0,3 % after warm-up. If this is not possible, some means of stabilizing the vibration amplitude shall be provided. The oscillator frequency shall be stable to within 0,05 % after warm-up.

The potential divider shall be continuously variable with a resolution of 0,01 % or better and shall be calibrated to the accuracy required.

The difference amplifier shall have a sufficiently low noise level and shall incorporate, or be followed by, a selective amplifier with a bandwidth of the order of 3 %, tuned to the oscillator frequency. The selective stage shall be tunable if the oscillator is not tunable.

The requirements for the phase-sensitive detector are not stringent. A resolution of 10° is adequate. The phase setting shall be independent of the amplitude of the input to either channel.

The meters may be analogue or digital types. When measurements are to be made over a range of temperatures, an X–Y-recorder may be substituted for the meter, one axis to be a linear function of magnetization, the other a linear function of temperature. Both shall be calibrated to the accuracy required. The temperature measuring device, normally a thermocouple, shall be in close thermal contact with the sample itself.

All the electronic equipment shall have adequate temperature stability to maintain the required accuracy over the range of ambient temperatures generally encountered in use.

4.7 Calibration

4.7.1 Comparison method

This method, which is equally applicable to either the vibrating coil or the vibrating sample methods, calls for a standard sample whose saturation magnetization is accurately known. The most usual material for the standard is pure nickel, but other materials may be used if their saturation magnetization is known accurately enough.

The calibration sample shall be a sphere (if the samples to be measured are spheres) and be of a similar order of size. (If samples other than spheres have to be measured, calibration samples with identical dimensions shall be used.) The calibration sphere shall show a deviation from roundness of not more than 0,5 % and its mean diameter shall be known to within 0,1 %. Standard metallic spheres shall be fully annealed before use.

The density of the material to be used as a standard shall first be determined. The generally accepted value for the saturation magnetization of 99,995 % pure nickel with a density of $8,90 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, is $485,6 \text{ kAm}^{-1}$ at 23°C . For less dense material:

$$M_s = \frac{485,6 \times \text{density}}{8,90} \quad (\text{kAm}^{-1}) \quad (6)$$

However, the actual value for a specific sample may differ from this by as much as 1 % [3], depending on purity, state of strain, applied field, or ambient temperature. The accuracy of the comparison method is therefore limited.

4.7.2 “Slope” method

This method, which is equally applicable to either the vibrating coil or the vibrating sample methods, is based on the observation that the voltage induced in the detection coils by a spherical specimen is directly proportional to the applied field over the lower region of the magnetization curve [4]. Furthermore, the constant of proportionality is independent of the permeability, provided that the latter is sufficiently high.

According to 4.3, the voltmeter reading E_x , for any sample x , can be written:

$$E_x = kM_x d_x^3 \quad (7)$$

where

M_x is the magnetization of the sample at a (low) value of applied magnetostatic field strength H_0 .

d_x is the sample diameter;

k is the constant.

In the region below saturation, the (linear) relationship between M_x and H_0 is given by the following equations:

$$M_x = (\mu_x - 1)H_i \quad (8)$$

$$H_i = H_0 - NM_x \quad (9)$$

where

H_i is the magnetostatic field strength inside the sample;

μ_x is the relative permeability of the sample;

N is the demagnetization factor which is equal to one-third for a perfect sphere.

Elimination of H_1 between Equations (8) and (9) yields:

$$H_0 = \left(\frac{1}{\mu_x - 1} + N \right) M_x \quad (10)$$

Elimination of M_x between Equations (7) and (10) yields:

$$E_x = k \frac{H_0}{1/(\mu_x - 1) + N} d_x^3 \quad (11)$$

The linear part of the graph of E_x as a function of H_0 has a slope which, according to Equation (11), is equal to

$$\frac{\Delta E_x}{\Delta H_0} = \frac{k d_x^3}{1/(\mu_x - 1) + N} \quad (12)$$

If μ_x is sufficiently high, for example 2 000, the first term in the denominator can be neglected in comparison with N , and the parameter k can be expressed as

$$k = \frac{\Delta E_x / \Delta H_0}{3 d_x^3} \quad (13)$$

to within an error of 0,15 %.

A deviation from roundness of 0,25 % leads to a maximum error in N of 0,25 % [3].

The value of k thus obtained, using a high-permeability calibration sample, can be inserted into equation (7) which is subsequently applied to the unknown sample, at saturation. The saturation magnetization of the unknown sample M_{su} is, to within 0,4 %, given by

$$M_{su} = \frac{E_{su}}{k d_u^3} = E_{su} \frac{3 d_c^3}{(\Delta E_c / \Delta E_0) d_u^3} \quad (14)$$

where

E_{su} is the voltmeter reading for the saturated unknown sample, and subscripts c and u refer to the calibration sample and unknown sample, respectively.

This method does not require an absolute calibration standard.

4.8 Measuring procedure

4.8.1 Zero setting – Vibrating coil method

The electromagnet current is switched on, with the empty sample holder between the poles. The detection coils are allowed to vibrate. The attenuator and phase shifter are adjusted to obtain a minimum output from the selective amplifier, as observed on the oscilloscope.

The applied field is then altered and the attenuator and phase shifter settings checked. If these have changed significantly, the location of the coils is adjusted and the zero re-set, until a position is found at which the zero setting is sufficiently independent of applied field over the range of interest.

A calibration sample is placed in the holder and the phase sensitive detector adjusted until a maximum reading is obtained on the voltmeter.

4.8.2 Zero setting – Vibrating sample method

The balancing coils are first made as insensitive as possible to the exact position of the reference magnet (or d.c. coil). In the absence of any signal from the detection coils, the balancing coils are rotated about the x -axis for maximum output. They are then adjusted in the z -direction for minimum output, in the y -direction for maximum output and the x -direction for a maximum (if the coils are short) or minimum (if they are long). The output is now independent of small changes in the position of the magnet.

The balancing coils are then firmly fixed in position and the above adjustments are not normally repeated.

A sample is placed in the holder and similar adjustments carried out for the sample coil in the absence of a signal from the balancing coils.

4.8.3 Measurement

All the electronic equipment shall be switched on at least 30 min before starting measurements, to allow it to stabilize at the ambient temperature. The zero reading is checked with the sample holder empty and the apparatus adjusted if necessary.

A calibration sample is placed in the holder and the reading checked to ensure that it is correct for that particular specimen at the ambient temperature.

The diameter of the spherical sample is measured making at least five separate micrometer or microscope measurements. The deviation from roundness is calculated according to Equation (5).

The sample is fixed in the holder and the applied field set to the required value.

In the VSM case, the potential divider setting is adjusted to obtain a null reading on the oscilloscope or, alternatively, if the null has been obtained for the empty sample holder, the meter reading is noted. If automatic null balancing with a d.c. coil is being used, the coil current is observed.

In the VCM case, the meter reading is noted.

The temperature of the sample is also observed. If measurements are to be made over a range of temperatures, the temperature is set to the lowest value to be used, allowing enough time for the environmental chamber to stabilize, and then increased at not more than 3 °C/min until the whole temperature range of interest has been covered.

4.9 Calculation

The readings are converted into values of magnetization, using either Equation (4) or (14) according to whether the calibration method was as described in 4.7.1 or 4.7.2.

4.10 Accuracy

The accuracy of either VCM or VSM depends on the method of calibration. If the comparison method is used, a systematic error of up to 1 % may be introduced because of uncertainty in the magnetization of the calibration sample. The slope method is somewhat better because the absolute value of M_c is not needed. In that case, the error due to uncertainty in the calibration may be kept to less than 0,5 %.

The relative error for the VCM is typically ± 3 %.

The relative error for the VSM is typically $\pm 1,5$ %.

The relative errors depend on the value of M_s , being greater for low values of saturation magnetization.

4.11 Data presentation

Values of M_s obtained by either method shall be quoted as follows:

saturation magnetization at a temperature of θ °C: $M \text{ kAm}^{-1} \pm$ estimated error, where the number M is given to three significant figures.

If M_s has been plotted as a function of temperature, the actual curve shall be given together with an estimate of the accuracy of both M_s and temperature measurements.

The report shall also include the unique identity of the sample.

5 Magnetization (at specified field strength) M_H

5.1 General

For theoretical computations of tensor permeability components, knowledge of the saturation magnetization of the material is necessary (see IEC 60050-221). However, in general, the ferrite material in a microwave component is not completely saturated.

For example, in the recently developed so-called latching devices, the ferrite is in a state of remanence. Therefore, a method has been sought whereby more general information on the hysteresis loop properties of a material can be obtained. The applicability of this method is somewhat limited by the fact that the test specimen has to be a toroid, or at least a closed magnetic circuit that can, with sufficient accuracy, be expressed in terms of an equivalent toroid.

5.2 Object

The measuring method to be described has been developed primarily in order to measure magnetization. However, it also permits simultaneous measurement of a number of other magnetic properties, for instance remanent magnetization and coercivity when the material is in a cyclic magnetic condition. The "squareness ratio", M_r/M_H , of the material may be calculated, and the hysteresis loop can be continuously displayed on an oscilloscope during measurements. The latter fact enables the sensitivity of the material to mechanical stress to be checked qualitatively.

By placing the test specimen in a programmed temperature test chamber all quantities can be obtained as functions of temperature. By allowing for a sufficient temperature sweep range, the Curie temperature and, for certain materials, the compensation temperature may be determined.

5.3 Theory

In a ferrite toroid, the following relation between flux density B , magnetization M and field strength H is valid:

$$B = \mu_0 (H + M) \quad (15)$$

where μ_0 is the magnetic constant.

If the ratio of outer to inner diameter of the toroid is close to unity, all the field quantities can be assumed to be reasonably constant over the toroid cross-section.

If H is varied periodically and symmetrically and B is measured simultaneously and plotted as a function of H in a Cartesian co-ordinate system, a dynamic $B(H)$ loop is obtained (Figure 6a). This curve can be changed into an $M(H)$ loop by subtracting from B a quantity equal to $\mu_0 H$ and dividing by μ_0 (Figure 6b). If the variation in H is sufficiently large, the height of the curve becomes independent of any further increase in H and equal to M_s . In this case, the intercepts of the loop with the H -axis correspond to the cyclic coercivity H'_{cJ} .

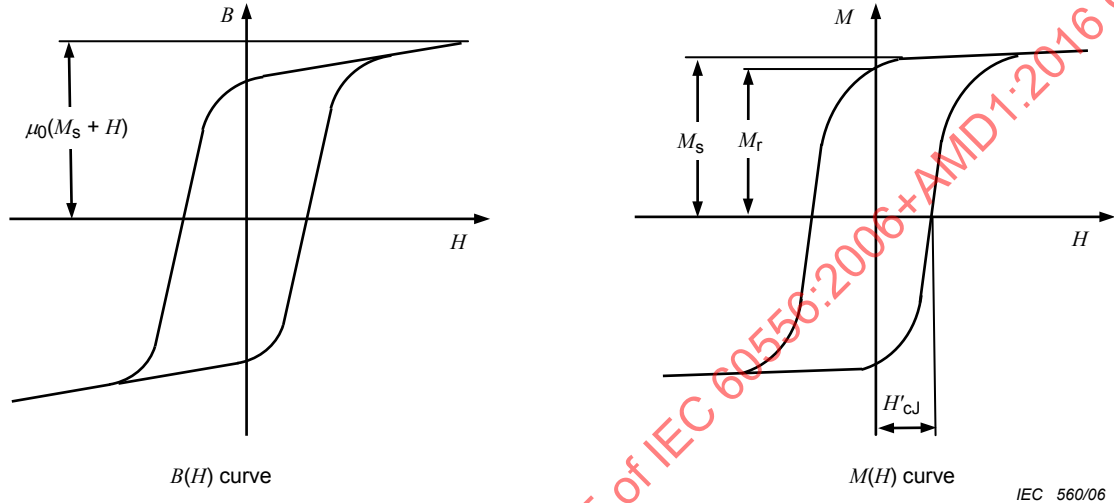


Figure 6 – Hysteresis curves for a magnetic material: $B(H)$ curve, $M(H)$ curve

If a winding consisting of N_1 turns is uniformly distributed over a toroidal core having rectangular cross-section, a current I through that winding gives rise to a magnetic field inside the core with a mean value equal to

$$H = \frac{N_1 I}{2\pi r_m} \quad (16)$$

where r_m is the mean radius of the core calculated as

$$r_m = \frac{\ln(r_2 / r_1)}{(1/r_1) - (1/r_2)} \quad (17)$$

where r_1 and r_2 are the inner and outer radii of the toroid, respectively (see IEC 60205) .

If a secondary winding of N_2 turns is uniformly distributed over the same core, an electromotive force E , proportional to the time derivative of the flux density in the core is induced in that winding:

$$E = -k \frac{dB}{dt} \quad (18)$$

where

k is $N_2 A_e$;

A_e is the effective cross-section of the specimen, as defined in 5.5.

Had the same two windings been placed on a non-magnetic core, the induced voltage would have been proportional to the time derivative of the field strength:

$$E' = -k\mu_0 \frac{dH}{dt} \quad (19)$$

The arrangements described above correspond to a ferrite-core and an air-core transformer, respectively. If two such transformers, one of either kind, are connected in series opposition, as shown in Figure 7, the total output voltage U is equal to

$$U = E - E' = -k \left(\frac{dB}{dt} - \mu_0 \frac{dH}{dt} \right) \quad (20)$$

whence

$$U = -k\mu_0 \frac{dM}{dt} \quad (21)$$

By integrating the voltage U , a voltage-time integral proportional to M can be obtained. Thus, since H is proportional to I , there are two electrical quantities that may be used to give an analogue representation of the $M(H)$ loop.

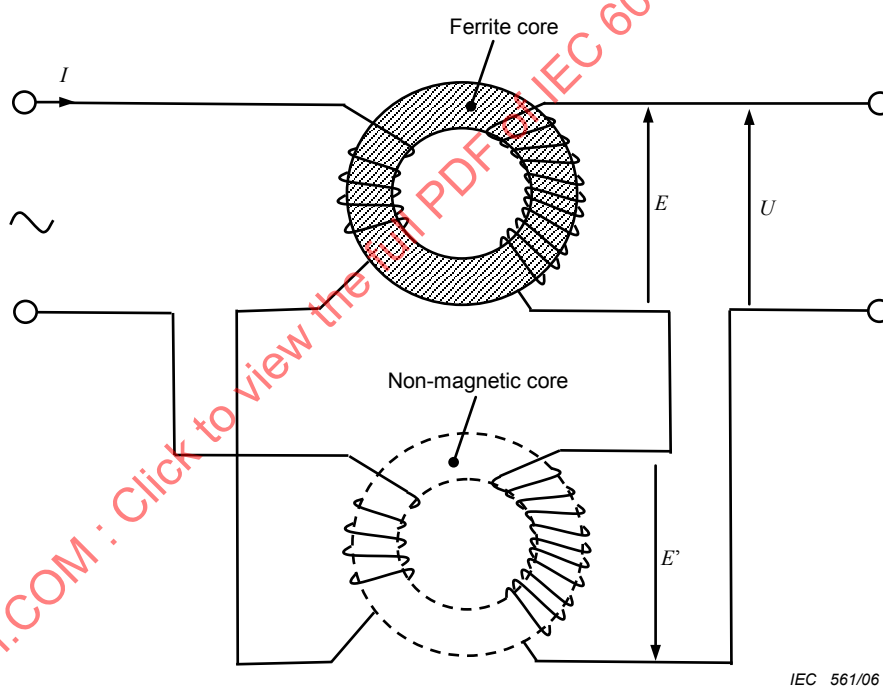


Figure 7 – Test sample with compensation unit

5.4 Test specimen

A toroid is made from the material to be investigated. An example of suitable dimensions for the toroid is given in Figure 8. The dimensions may be slightly changed, but the ratio of inner to outer diameter shall always exceed 0,7.

A minor portion of one of the flat sides of the specimen is silver-coated. A suitable silver preparation should show good adhesion and solderability after curing.

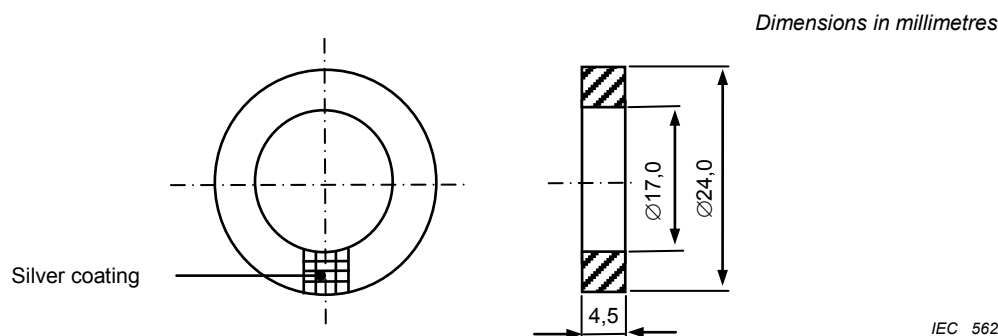


Figure 8 – Test specimen

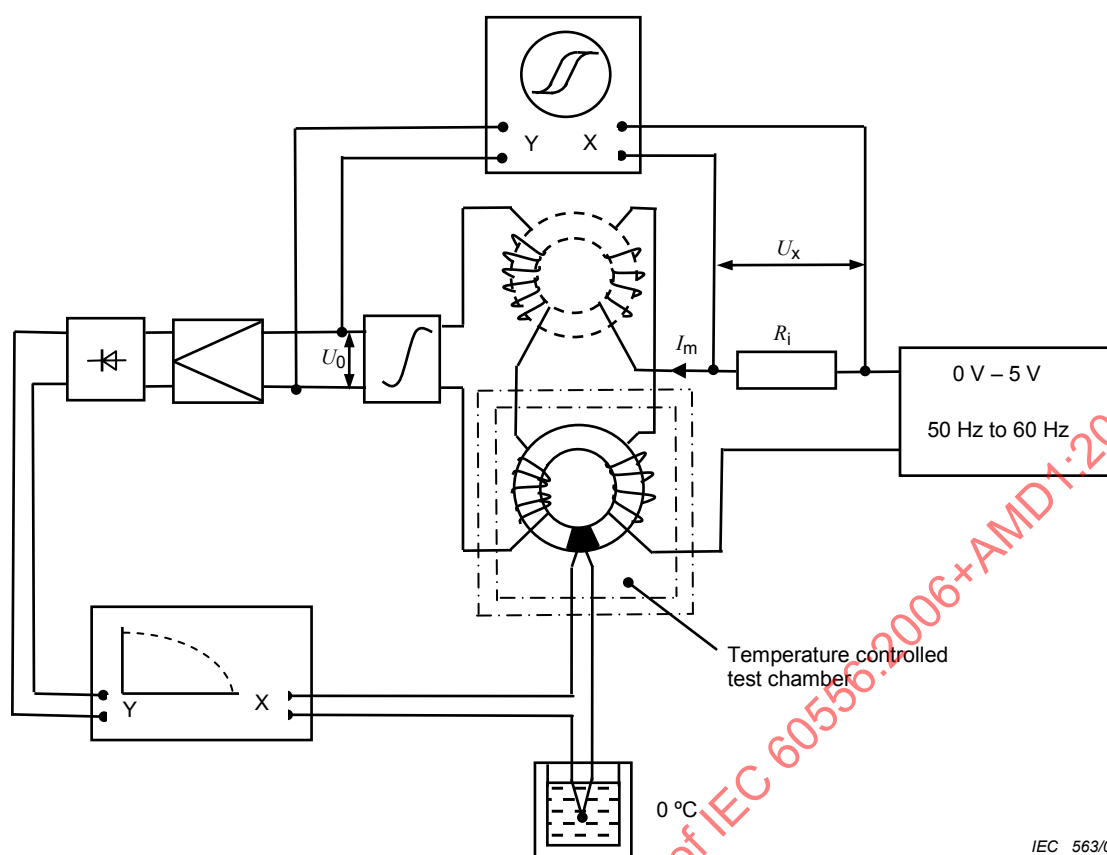
A high melting-point solder (melting-point approximately 310 °C) is prepared by making an alloy of about 90 % by weight of lead and the remainder tin. This alloy, which can be used in the same way as ordinary solder, is used to fix a thermocouple (copper-constantan) to the silver-coated portion of the core surface. This thermocouple measures the real core temperature with sufficient accuracy. Some sort of protective coating may be applied to the thermocouple junction to minimize direct heat radiation pick-up.

Heating (such as during silver curing or soldering) may be harmful to certain ferrite materials. If this is the case, other means for assuring good thermal contact with the thermocouple should be considered.

The next step is to place two windings on the core: the first is the search coil, consisting of a single layer containing 200 turns of 0,2 mm diameter copper wire, insulated with a heat resistant lacquer such as polyamide. The winding should be spread as evenly as possible over the core excluding only the silver-coated part. Then the drive coil is wound on top of the search coil. The drive coil consists of 70 turns of 0,5 mm diameter copper wire, insulated with heat resistant lacquer. The figures given above should be taken as examples only; other numbers of turns may equally well be used provided that they are taken into account in the calculations.

5.5 Measuring apparatus

The test specimen and a similar transformer (compensation unit), wound on a non-magnetic core of the same dimensions as the ferrite toroid, are connected to a measuring circuit as shown in Figure 9. A sinusoidal power source delivering 0 V to 5 V r.m.s. with a frequency less than or equal to 60 Hz is connected to the primary windings through a resistor R_i . The resistor is made of a short length of constantan wire and has, in the example given here, a resistance of 0,0963 Ω . (If care is exercised, the resistance may be increased somewhat to allow for a lower sensitivity of the oscilloscope X input.) The voltage drop across the resistor U_x is fed to the horizontal input of an oscilloscope.



**Figure 9 – Measuring circuit for determining magnetization
(at specified field strength) M_H**

This voltage is proportional to the drive current I_m and hence to the magnetic field strength H_m . It follows that

$$U_X = I_m R_i = \frac{H_m l_m}{N_1} R_i \quad (22)$$

where

l_m is the mean flux path length;
 N_1 is the number of primary turns.

An input signal of 1 V corresponds to a field strength equal to

$$H_m = \frac{N_1}{l_m R_i} \quad (23)$$

or, with the figures used in the example quoted, $11,51 \times 10^3 \text{ Am}^{-1}$.

Therefore, an oscilloscope input voltage of 1 mV corresponds to a field strength of $11,51 \text{ Am}^{-1}$.

The output voltage from the two secondary windings, connected in series, is proportional to the time derivative of M . To obtain a signal proportional to M , it has to be integrated, which is done in a Miller integrator.

A Miller integrator may be built with the aid of an operational amplifier according to Figure 10:

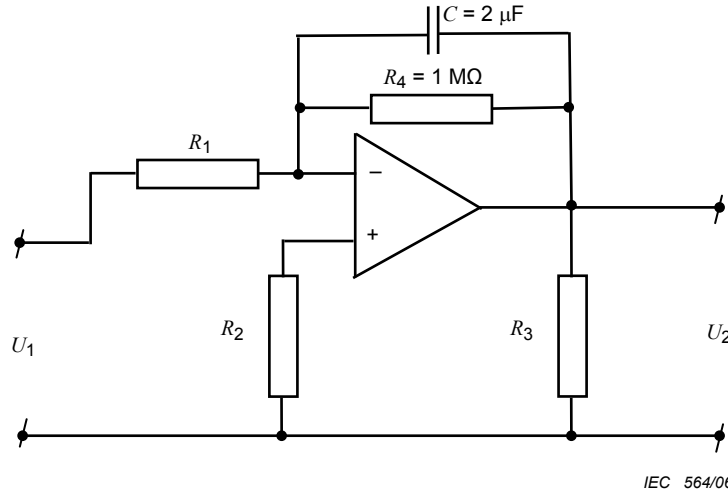


Figure 10 – Miller integrator

In order to have satisfactory performance from the integrator, its effective time constant $RC \times G$ (where G is the amplifier gain) shall exceed the reciprocal of the measuring frequency by a factor of at least 100. It should also be checked that the integrator does not introduce phase shift at low frequency.

The integrator output voltage is equal to

$$U_2 = \frac{\mu_0 M N_2 A_e}{R_1 C} \cdot \frac{G}{G+1} \quad (24)$$

where

$$A_e = \frac{\ln(r_2/r_1)}{(1/r_1) - (1/r_2)} \quad (25)$$

is the effective cross-sectional area of the core and N_2 is the number of secondary turns.

This signal U_2 is fed to the vertical input of the oscilloscope. Typically, an input voltage of 1 mV corresponds to an M_H value of approximately 2 kAm^{-1} .

The bandwidth and sensitivity of the oscilloscope shall be adequate. A low-frequency limit of less than 0,25 Hz (preferably d.c.) and an upper limit of more than 10 kHz will give satisfactory results. The sensitivity of the X and Y amplifiers shall exceed 2 mm per millivolt.

The oscilloscope Y input signal is also amplified to a level of 10 V to 20 V and subsequently rectified in a peak-sensing rectifier. The rectified signal is fed to the Y input of an X-Y-recorder. The X input of the recorder is fed by the thermocouples in such a way that the recorder deflection is directly proportional to the core temperature in degrees Celsius. Thus a diagram showing the temperature dependence of M_H can be obtained.

5.6 Calibration

The oscilloscope inputs are calibrated with the aid of an external, high precision voltage source. The recorder is adjusted to correct sensitivity with regard to the temperature interval and the expected maximum value of M_H in that region.

The output from the power source is adjusted (with the aid of the oscilloscope) so that the field strength amplitude is equal to $n \times H'_{cJ}$ (where n is an integer, typically 5) at room temperature. This value (that is the width of the oscilloscope display) shall be kept constant during the entire measurement.

5.7 Measuring procedure

All the electronic equipment shall be switched on approximately 30 min before measurement, to ensure adequate stability. The test specimen is mounted in the temperature controlled test chamber and its windings and thermocouple leads are connected to the measuring circuit. The X- and Y-amplifiers of the oscilloscope are calibrated.

The drive current is increased so that the maximum magnetic field strength is equal to the desired value, usually five times the coercivity. The sensitivity of the X-Y-recorder is adjusted and its Y-axis calibrated against the value of M read off the oscilloscope screen.

The temperature of the test chamber is brought down to the lowest temperature of interest. The measurement starts from this point and the core temperature is allowed to rise so slowly (typically less than 3 °C/min) that the test specimen can be considered to be in reasonable thermal equilibrium. The maximum value of M , (M_H), is automatically recorded as a function of temperature. At certain temperatures, readings of remanent magnetization and coercivity are taken. Alternatively, photographs may be taken for more detailed study of loop configuration.

The measurement is terminated when the temperature has reached an appropriate value; normally a temperature a little above the Curie point is chosen.

5.8 Calculation

The oscilloscope readings, whether obtained from direct observation or photographs, are converted into values of magnetization and field strength using the expressions given in 5.5. The "squareness ratio", M_r/M_H , is calculated using the values thus obtained. The recorder curve is self-explanatory and requires no further calculation.

5.9 Accuracy

The measuring accuracy varies with M_H , the error generally increasing when a transition temperature is approached and M_H becomes small. Sufficiently far from these points, the systematic error is, however, very small, of the order of ± 1 %, provided that the measuring circuit is correctly built. The uncertainty introduced by the readout instrumentation is additional to this. This quantity may be very difficult to establish, but the following relative errors are typical of data obtained according to this method:

$$M_H \rightarrow \pm 3 \% \text{ (max.)}$$

$$H'_{cJ} \rightarrow \pm 5 \%$$

$$\text{Curie point} \rightarrow \pm 2 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$\text{Squareness ratio} \rightarrow \pm 6 \%$$

5.10 Data presentation

Values of M_H obtained by this method shall be quoted as follows:

- magnetization at a magnetic field strength equal to n times the coercivity and at a temperature of θ °C: $M \text{ kAm}^{-1} \pm 3 \%$;

or, in the case of remanent magnetization:

- remanent magnetization when the magnetic field strength has been decreased from n times the coercivity to zero at a temperature of θ °C: $M \text{ kAm}^{-1} \pm 3 \%$, where the number M is given to three significant figures.

In cases where M_H is plotted against temperature, the actual curve shall be given together with a statement concerning the estimated accuracy.

The report shall also include the unique identity of the sample.

6 Gyromagnetic resonance linewidth ΔH and effective Landé factor g_{eff} (general)

6.1 General

The gyromagnetic resonance linewidth and the effective Landé factor are properties which are of fundamental importance in determining the performance of devices operating at or near gyromagnetic resonance, and are necessary for the computation of tensor permeability components in that region. Determination of these quantities involves the measurement of a resonance phenomenon in which both frequency and applied magnetostatic field strength are critical parameters. Stability, both dimensional (of the cavity) and electrical, thus becomes of primary importance, particularly when it comes to investigating materials having very narrow resonance linewidths.

6.2 Object

To describe a method that can be used for measuring the gyromagnetic resonance linewidth and the effective g -factor of isotropic microwave ferrites over the approximate frequency range 0,3 GHz to 30 GHz. It may be used for materials having wide as well as narrow linewidths.

6.3 Theory

The method applies exclusively to the so-called Kittel's mode or uniform precession resonance; resonances in which other magnetostatic modes are involved or which suffer from ambiguity due to insufficient magnetic saturation are disregarded.

The value of the field for maximum absorption or resonance H_0 may be theoretically computed in terms of the saturation magnetization of the sample M_s , the demagnetizing factors N_x , N_y , N_z , the effective g -factor g_{eff} and the measuring frequency f_0 . If the specimen has the shape of a small sphere, the relationship reduces to the simple formula:

$$f_0 = \frac{\gamma \mu_0 H_0}{2\pi} \quad (26)$$

where

γ is the gyromagnetic ratio;

μ_0 is the magnetic constant.

If, on the other hand, the specimen is shaped as a disk with a diameter sufficiently larger than its thickness, and the external field is perpendicular to the surface, the formula becomes:

$$f_0 \approx \frac{\gamma \mu_0}{2\pi} [H_0 - (1 - 3\rho) M_s] \quad (27)$$

where

ρ is the $d/D < 1/20$;

d is the thickness of the specimen;

D is the diameter of the specimen.

Recognizing that $\gamma = 88 g_{\text{eff}} \cdot 10^9 \text{ T}^{-1}\text{s}^{-1}$, it is thus possible, knowing f_0 , H_0 and M_s , to calculate the effective Landé factor g_{eff} .

The gyromagnetic resonance linewidth ΔH is defined as the difference between the two magnetic field strength values at which the power absorbed by the ferrite material is one-half the maximum absorption.

The method recommended for the measurement of g_{eff} and ΔH is based on the cavity perturbation concept, which requires that the specimen dimensions shall be small compared with the wavelength inside the specimen. For disk specimens to be used over the frequency range 0,3 GHz to 3,0 GHz, the quotient of diameter and thickness shall exceed 30 with the diameter meeting the requirement of 6.4.

The absorption in the specimen is measured by determining the change of power incident on the cavity required to keep the output power from the cavity at a fixed reference level.

The variation in input power may be expressed as the variation of the attenuation inserted between the monitored source and the cavity in order to maintain the reference output level. If α_0 is the attenuator reading, in decibels, with no sample present and α_r is the reading for maximum specimen absorption, then the reading $\alpha_{1/2}$ corresponding to a specimen absorption of half the resonance value, is given by one of the following equations:

$$\alpha_{1/2} = \alpha_0 + 10 \lg 2 - 10 \lg \left(10^{(\alpha_0 - \alpha_r)/10} + 1 \right) \quad (28)$$

6.4 Test specimens and cavities

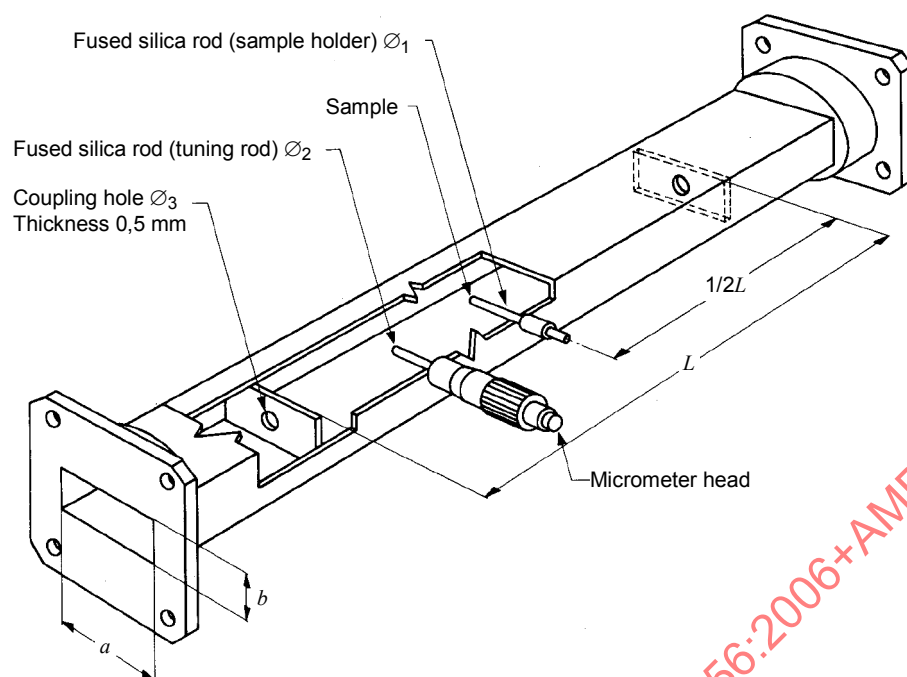
The test specimens for this method may be either spherical (for materials having linewidths greater than about 400 Am^{-1}) or disk-shaped. Dimensional restrictions appear both in the preceding and the following text.

In particular, to ensure a sufficiently small cavity perturbation, the measured values of ΔH and H_0 shall satisfy the following condition:

$$\alpha_0 - \alpha_r < 20 \lg \left(1 + 0,06 Q_0 \frac{\Delta H}{H_0} \right) \quad (29)$$

where Q_0 is the Q value of the cavity without specimen.

The sample dimensions, for example the sphere diameter, shall be reduced until the loss difference meets this requirement.



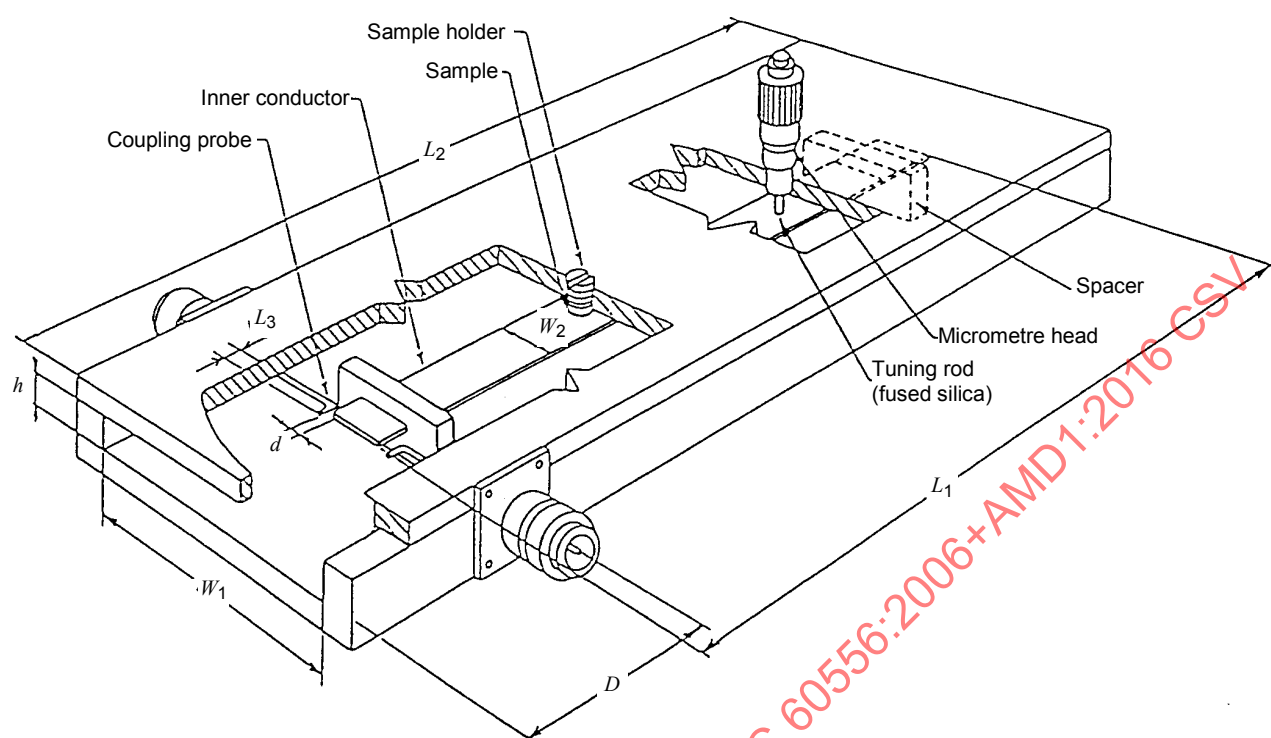
IEC 565/06

Frequency GHz	Dimension mm					
	L	a	b	$\varnothing_1$	$\varnothing_2$	$\varnothing_3$
3	278	72,14	32,04	2	6	15
10	118,4	22,86	10,16	1	3	5
30	36,9	8,636	4,318	0,5	1,5	2,5

Figure 11 – Cavity for measurement of gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor

For spheres with a relatively low linewidth (less than 3 kAm^{-1}), the measurement results depend strongly on the state of surface of the samples. Ideally, they would be optically polished. In practice, a ΔH -curve may be plotted from three ΔH measurements corresponding to three progressive stages of grinding, the asymptotic ΔH value being quoted in 6.9. The state of surface of the sphere to be measured may also be indirectly defined through the grain size of the grinding abrasive.

The polishing process may introduce stress in the sample, affecting the measured value of ΔH . This effect may be minimized by annealing for a short period of time.



IEC 566/06

NOTE The spacer may be a PTFE slab typically measuring 7 mm by 2 mm by 25 mm, slightly adjustable in position.

Frequency MHz	Dimension mm							
	d	D	h	L_1	L_2	L_3	W_1	W_2
300	2,0	39	7	470	510	21	60	20
1 000	2,0	28	7	140	180	10	60	20

Figure 12 – Stripline resonator for measurement of gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor at low frequency

By way of an example, Figure 11, illustrates a cavity of the transmission type. Dimensions yielding a loaded quality factor (Q_0) greater than 2 000 are given for three frequencies. The spherical specimen is positioned at a point of minimum electric and maximum magnetic microwave field. In Figure 11, the proper specimen position is also indicated. The specimen is mounted on a sample holder (fused silica rod). The hole for inserting the specimen into the cavity is located in the narrow cavity wall and shall not exceed 2 mm in diameter (for an X-band cavity). An additional perturbing rod is mounted in a suitable position to allow tuning by interaction with the electric field in the cavity. The input and output lines to the cavity are made to appear as matched loads by means of pads or isolators. This type of cavity design applies for spherical samples over the frequency range of 3 GHz to 30 GHz. If the measuring frequency exceeds the value given by

$$f = \frac{\gamma \mu_0}{2\pi} \cdot \frac{2}{3} M_s \quad (30)$$

the observed value of ΔH will contain contributions from the spin-wave modes excited by defects of polycrystalline ferrites [6].

For measurements between 0,3 GHz and 3 GHz, however, a disk-shaped specimen is preferable. The type of cavity recommended, in this case, is a tunable stripline resonator with both ends open-circuited as illustrated in Figure 12. As is evident from the figure, the cavity has odd-order resonances at wavelengths of about $2L$, $2/3L$..., where L is the length of the stripline inner conductor². Dimensions yielding a loaded quality factor (Q_0) greater than 400 are given for two frequencies. The specimen is glued to a sample holder which is in the form of a metal plug screwed through the outer conductor so that the specimen is located in the vicinity of the centre of the inner conductor. To keep the microwave field as uniform as possible over the specimen, the sample diameter shall be less than one-third of the width of the inner conductor. The tuning rod serves to tune the cavity by additional perturbation so that measurement can be made at a predetermined frequency. Linewidths measured on disk-shaped specimens are not broadened by spin-wave loss.

The preparative process may introduce stress in the specimen affecting the measured value of ΔH . This effect may be minimized by a process of annealing for a short period of time.

6.5 Measuring apparatus

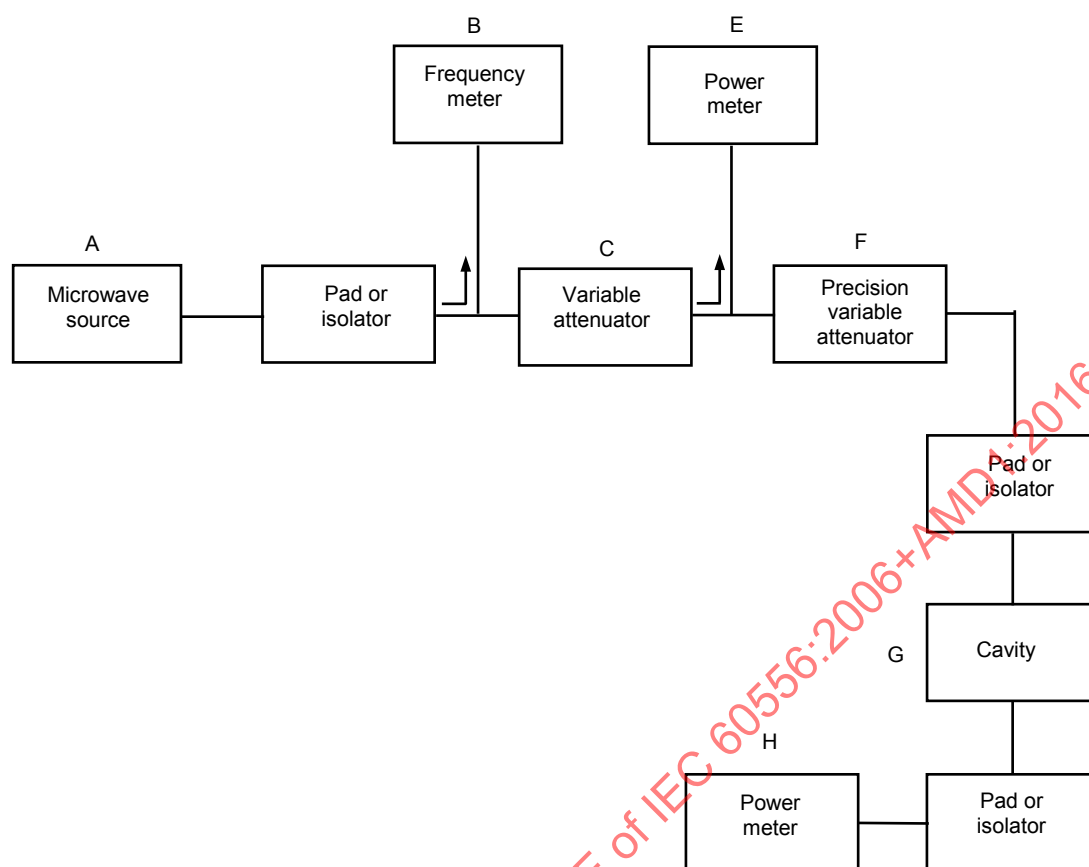
Figure 13 is a schematic diagram of the equipment required to make the measurements. Power from a suitable microwave source A operated either unmodulated or with amplitude modulation, but free from frequency modulation, is fed through a precision variable attenuator F to the cavity G, and the output power is detected and indicated on a suitable meter H. The power incident on the precision attenuator is monitored at E by means of a directional coupler and crystal detector, and this incident power is kept constant throughout the measurement by means of a variable attenuator C. The microwave frequency, which is monitored at B, can be kept unchanged because the tuning rod may be used to tune the cavity to the generator frequency. An adjustable magnetic field of sufficient stability perpendicular to the microwave magnetic field is applied to the specimen. The non-homogeneity of the applied field over the specimen shall be negligible compared to the linewidth being measured.

6.6 Measuring procedure

Set the generator frequency as closely as possible to the measuring frequency. Tune the cavity for maximum transmission with the aid of the tuning rod. Establish an input level measured at E, a setting α_0 on the precision attenuator, and an output level measured at H. Take this output level as a reference value.

Insert the specimen into the cavity. This operation should have a negligible effect on the output level. Apply the magnetic field and adjust it for maximum absorption (minimum transmission). Determine the new setting α_r on the precision attenuator which restores the output level to the reference value. Determine the microwave frequency f_0 and the applied magnetostatic field strength H_0 .

² The use of a dielectric sample holder may be preferred; this will necessitate the use of a larger specimen for a given sensitivity but the location of the specimen within the outer conductor is then not so critical.



IEC 567/06

Figure 13 – Schematic diagram of the equipment required for measurement of gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor

The gyromagnetic resonance linewidth may now be obtained by the following method:

Method

Calculate the attenuator setting to obtain the reference output level at the half-power points with the aid of equation (28). Set the precision attenuator at this value and vary the magnetic field to obtain the reference output level. Retune the cavity for maximum output with the aid of the tuning rod. Readjust the field strength and the tuning as required and note the final field strength value H_1 . Repeat the procedure at the other half-power point to obtain H_2 .

In order to check sphericity and isotropy of spherical specimens, the specimen may be rotated in the cavity. The values obtained for H_0 and ΔH should not depend upon the specimen orientation for correctly shaped isotropic materials. Allowable limits of variation are 1 % of H_0 and 5 % of ΔH . For thin disk specimens, the effect of the electromagnetic mirror image upon the measured data shall be eliminated prior to final measurement. This is effectively accomplished by making successive measurements on a specimen whose thickness is varied stepwise by means of careful grinding³. The values obtained for H_0 and ΔH should not depend upon the thickness. Allowable limits of variation are in this case 3 % of H_0 and 5 % of ΔH .

³ In most practical cases this condition is reached for a given material with a particular value of the ratio $\rho = d/D$, which may be determined from the result of the procedure described. Usually $\rho < 1/10$.

6.7 Calculation

The effective Landé factor is calculated from observed values of frequency and resonance field strength according to Equation (26) (sphere) or Equation (27) (disk).

The gyromagnetic resonance linewidth is calculated as

$$\Delta H = |H_1 - H_2| \quad (31)$$

6.8 Accuracy

If frequency is measured with an accuracy of $\pm 1\%$ and magnetic field strength with an accuracy of $\pm 2\%$, the relative errors in the determination of ΔH and g_{eff} become equal to $\pm 5\%$ and $\pm 2\%$, respectively.

6.9 Data presentation

Data shall be presented so as to conform with the requirements of IEC 60392. The measurement frequency shall be declared: this may be done by using a subscript which represents the measuring frequency in gigahertz, i.e. ΔH_{10} , g_{10} (if measured at 10 GHz). Information on the shape and size of the specimen (spherical or disk-shaped, dimensions) is desirable, and its unique identity shall be given.

7 Gyromagnetic resonance linewidth ΔH_{10} and effective Landé factor g_{10} (at 10 GHz)

7.1 General

Gyromagnetic resonance is characterized by an effective Landé factor and a resonance linewidth. The measurement of these quantities involves both frequency and applied magnetostatic field as critical parameters.

Stability, both dimensional (of the cavity) and electrical, thus becomes of primary importance, particularly with regard to materials having very narrow resonance linewidths.

7.2 Object

To describe a method for measuring gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor of isotropic microwave ferrites at a frequency of 10 GHz. It may be used for materials having wide as well as narrow linewidths.

7.3 Theory

The method applies exclusively to the uniform precession resonance; such resonances in which magnetostatic modes of higher order are involved or which suffer from ambiguity due to insufficient magnetic saturation are disregarded.

The value of the field for maximum absorption or resonance may be theoretically computed in terms of the magnetization of the sample, the demagnetizing factor, the effective Landé factor g_{eff} and the measuring frequency f_0 . If the specimen has the shape of a small sphere the relationship reduces to the simple formula:

$$f_0 = \frac{\gamma \mu_0 H_0}{2\pi} \quad (32)$$

where

γ is the gyromagnetic ratio;

μ_0 is the magnetic constant.

Recognizing that $\gamma = 88 g_{\text{eff}} \cdot 10^9 \text{ T}^{-1} \text{ s}^{-1}$, it is thus possible, knowing f_0 and H_0 to calculate the effective Landé factor g_{eff} which may depend on H_0 .

The gyromagnetic resonance linewidth ΔH is defined as the difference between the two magnetic field strength values at which the power absorbed by the ferrite material is one-half the maximum absorption.

The method recommended for the measurement of g_{eff} and ΔH is based on the cavity perturbation theory. The absorption at resonance is approximately proportional to the (saturation) magnetization divided by the resonance linewidth. If the absorption becomes too large to maintain the required accuracy, as may sometimes be the case with narrow linewidth materials, the specimen should be reduced in size. To obtain less absorption, the diameter (of spherical samples) should be reduced as required (see 7.4).

The absorption in the specimen is measured by determining the change of power incident on the cavity required to keep the output power from the cavity at a fixed reference level.

The variation in input power may be expressed as the variation of attenuation inserted between the monitored source and the cavity in order to maintain the reference or input level. If α_0 is the attenuator reading in decibels with no sample present and α_r is the reading for maximum specimen absorption, then the reading $\alpha_{1/2}$ corresponding to a specimen absorption of half the resonance value, is given by one of the following equations:

$$\alpha_{1/2} = \alpha_0 + 10 \lg 2 - 10 \lg \left(10^{(\alpha_0 - \alpha_r)/10} + 1 \right) \quad (33)$$

7.4 Test specimen and cavity

The test specimen for this method is a sphere. Spherical specimens with a diameter not greater than 1 mm will give sufficient accuracy, provided that ΔH is greater than approximately 800 Am^{-1} . When ΔH is less than 800 Am^{-1} and particularly when the magnetization is high, a smaller sphere will be required. This is found out by verifying whether the condition:

$$\alpha_0 - \alpha_r < 20 \lg \left(1 + 0,06 Q_0 \frac{\Delta H}{H_0} \right) \quad (34)$$

is met, where Q_0 is the Q value of the cavity without specimen.

The cavity is of the transmission type, resonant at 10 GHz with a loaded Q (Q_0) greater than 2 000. The specimen is positioned away from the cavity walls at a point of minimum electric and maximum magnetic microwave field. Figure 11 with the dimensions for $f = 10 \text{ GHz}$, shows a suitable cavity in which the proper specimen position is indicated. The specimen is mounted on a fused silica (or other dielectric) rod. The hole for inserting the specimen into the cavity is located in the narrow cavity wall and shall not exceed 2 mm in diameter. An additional perturbing rod is mounted in a suitable position to allow tuning by interaction with the electric field in the cavity. The input and output lines to the cavity are made to appear as matched loads by means of pads or isolators. This cavity design applies for spherical samples, having diameters restricted according to the preceding paragraph at a measuring frequency of 10 GHz.

7.5 Measuring apparatus

Figure 14 is a schematic diagram of the equipment required to make the measurements. Power from a suitable microwave source A, operated either unmodulated or with amplitude modulation, but free from frequency modulation, is fed through a precision variable attenuator F to the cavity G, and the output power is detected and indicated on a suitable meter H. The power incident on the precision attenuator is monitored at E by means of a directional coupler and crystal detector, and this incident power is kept constant throughout the measurement by means of a variable attenuator C. The microwave frequency, which is monitored at B, can be kept unchanged because the perturbing rod may be used to tune the cavity to the generator frequency. An adjustable magnetic field of sufficient stability perpendicular to the microwave magnetic field is applied to the specimen. The inhomogeneity of the applied field over the specimen shall be negligible compared to the linewidth being measured.

7.6 Measuring procedure

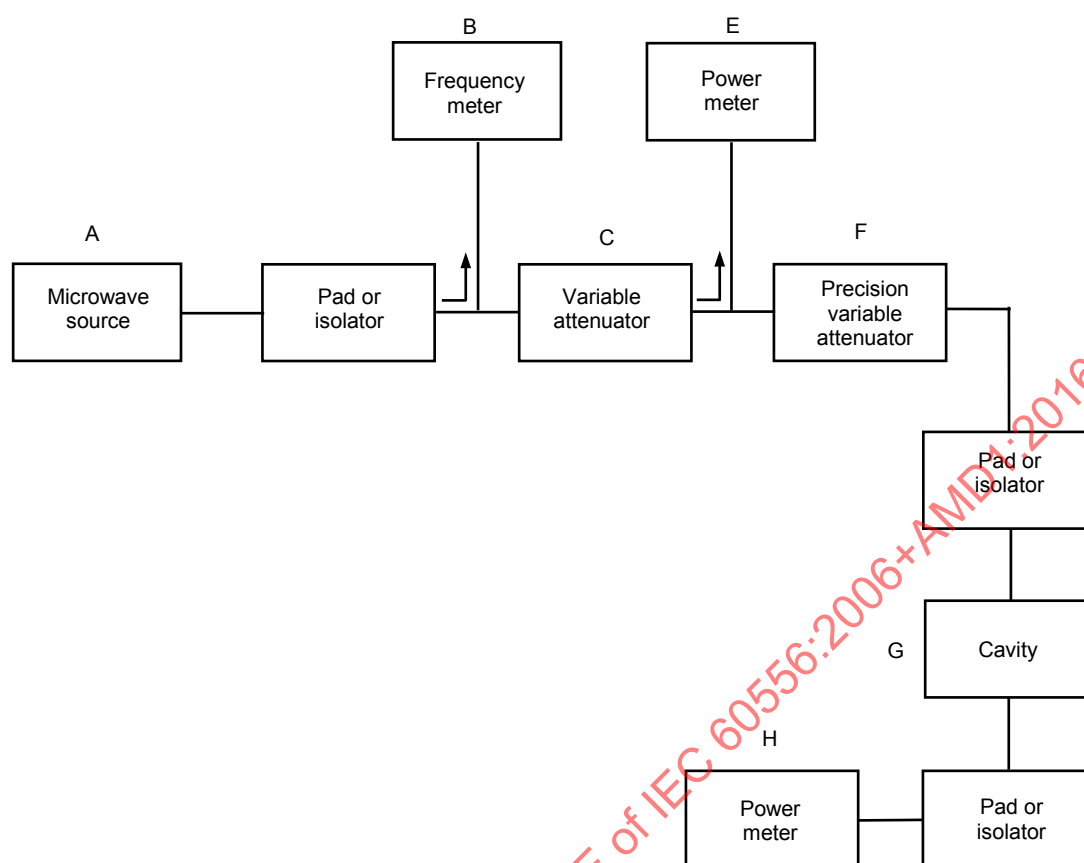
Set the generator frequency as closely as possible to 10 GHz. Tune the cavity for maximum transmission with the aid of the dielectric rod. Establish an input level measured at E, a setting α_0 on the precision attenuator, and an output level measured at H. Take this output level as reference value.

Insert the specimen into the cavity. This operation should have negligible effect on the output level. Apply the magnetic field and adjust it for maximum absorption (minimum transmission). Determine the new setting α_r on the precision attenuator which restores the output level to the reference value. Determine the microwave frequency f_0 and the applied magnetostatic field strength H_0 .

The gyromagnetic resonance linewidth may now be obtained by the following method:

Method

Calculate the attenuator setting to obtain the reference output level at the half-power points with the aid of equation (33). Set the precision attenuator at this value and vary the magnetic field to obtain the reference output level. Retune the cavity for maximum output with the aid of the dielectric rod. Readjust the field strength and the tuning as required and note the final field strength value H_1 . Repeat the procedure at the other half-power point to obtain H_2 .



IEC 568/06

Figure 14 – Schematic diagram of the equipment required for measurement of gyromagnetic resonance linewidth and effective Landé factor at 10 GHz

In order to check sphericity and isotropy of the specimen, the sphere may be rotated in the cavity. The values of field strength measured should not depend upon specimen orientation for correctly shaped isotropic materials. A variation of $\pm 1\%$ due to rotation may, however, be tolerated.

7.7 Calculation

The effective Landé factor is calculated from known values of frequency and resonance field strength according to Equation (32).

The gyromagnetic resonance linewidth is calculated as

$$\Delta H = |H_1 - H_2| \quad (35)$$

7.8 Accuracy

If frequency is measured with an accuracy of $\pm 1\%$ and magnetic field strength with an accuracy of $\pm 2\%$, the relative errors in the determination of ΔH and g_{eff} become equal to $\pm 5\%$ and $\pm 2\%$, respectively.

7.9 Data presentation

The values obtained shall be expressed as follows:

- resonance linewidth at 10 GHz, ΔH_{10} at a temperature of θ °C: $p \text{ kAm}^{-1} \pm 5 \%$;
- effective Landé factor at 10 GHz, g_{10} , at a temperature of θ °C: $q \pm 2 \%$.

where the numbers p and q are given to three significant figures.

The report shall also include the unique identity of the sample.

8 Spin-wave resonance linewidth ΔH_k

8.1 General

Ferrite materials exhibit an anomalous absorption at high r.f. power levels that results from a power dependent coupling between the uniform mode of precession and spin-waves, or through a direct coupling of r.f. field to spin-waves. Through this transfer of energy, certain spin-wave amplitudes build up. The spin-wave frequencies are equal to one-half the applied frequency or to the applied frequency. The absorption is observed when the spin-waves are parametrically excited beyond some threshold level where unstable growth of spin-wave amplitude occurs. This threshold level, and hence the relatively high power performance of the ferrite material, can be shown to be related to the spin-wave linewidth ΔH_k of the material.

Spin-wave linewidth is an important property of the material, and its determination is necessary to characterize the material completely. Not only do the high-power characteristics of the materials depend on ΔH_k but this linewidth is also indicative of loss in applications where the material is biased far from resonance. For information about spin-waves in general and, in particular, about their significance in microwave ferrite applications, see [7] and [8].

8.2 Object

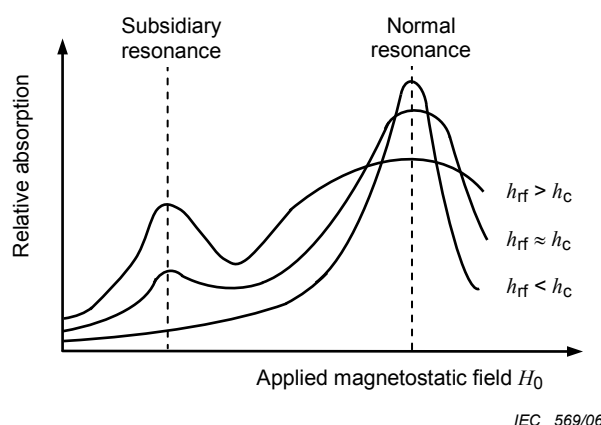
The procedure described permits the determination of the microwave spin-wave linewidth of gyromagnetic materials. The test is made at frequencies near to 10 GHz, on spherical samples at room temperature. Both mono- and polycrystalline samples can be measured by this procedure. In the case of monocrystalline samples, account shall be taken of the orientation of the crystal.

The measurement described here is based on the so-called parallel pump technique wherein the sample is biased below resonance by a magnetostatic field applied parallel to the r.f. field. In this arrangement, the sample shows low magnetic loss at low r.f. power levels. The threshold r.f. field is determined by observing the onset of non-linear loss as evidenced by a change in shape of the r.f. pulse. Although most devices operate with perpendicular high-frequency and magnetostatic fields, this method, employing parallel pumping for convenience, nevertheless gives results indicative of the losses at high-power levels.

For materials having a large ΔH_k (of the order of 1 kAm^{-1}), the onset of pulse deterioration may be difficult to observe, making measurement of μ'' as a function of power a preferable method [7], where μ'' is the imaginary part of the complex permeability.

8.3 Theory

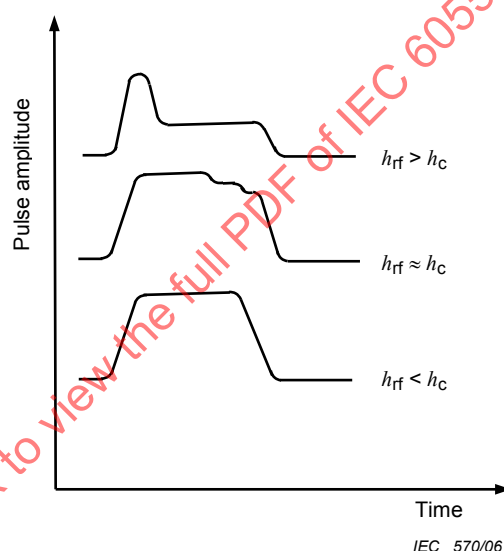
The excitation of spin-waves beyond the threshold level is observed either as an increase in loss at magnetostatic field values below that required for resonance or as a saturation and broadening of the main resonance line. These effects are indicated in Figure 15. Because the subsidiary resonance exhibits a more sharply defined threshold, more accurate measurements of threshold level are possible in that region.



IEC 569/06

Figure 15 – Subsidiary absorption and saturation of the normal resonance

With an increasing r.f. field, high power absorption is first observed at the trailing edge of the r.f. pulse. As the r.f. field is increased beyond this threshold, absorption occurs over increasingly larger fractions of the pulse as indicated in Figure 16.



IEC 570/06

Figure 16 – Pulse deterioration at onset of subsidiary resonance

This behaviour is a result of the time required for the spin-wave amplitude to build up and can lead to some ambiguity in critical field determination h . It is experimentally found that measured critical field values are a function of t_d , where t_d is the pulse duration. Optimally, the measurements should be made with a pulse whose duration is long compared to the time required for spin-wave build-up at threshold. For polycrystalline materials with $\Delta H_k > 800 \text{ Am}^{-1}$, a pulse length of $1 \mu\text{s}$ is adequate, but for materials with $\Delta H_k < 800 \text{ Am}^{-1}$, a longer pulse length is necessary. Equipment limitations may make this impossible and, as an alternative, measurements of h can be made at different pulse lengths and extrapolated as indicated in Figure 17 to obtain the true value.

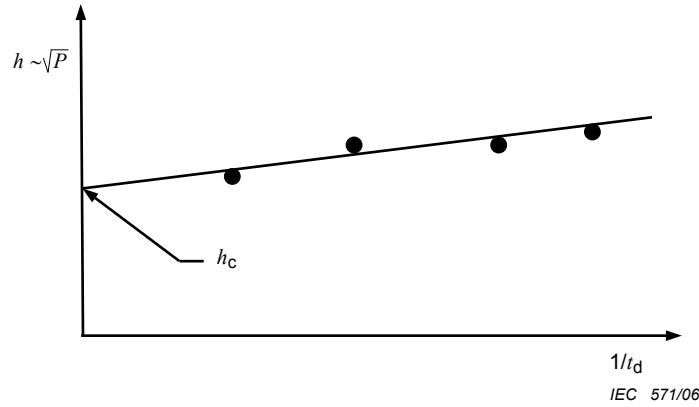


Figure 17 – Measured critical r.f. field strength as a function of pulse duration t_d

The threshold field strength h_c is equal to the r.f. magnetic field strength at the sample at the critical power level. When the sample is located at the centre of a TE_{10n} cavity (where n is even), the r.f. field strength is given by

$$h_{rf} = 4 \sqrt{\frac{P_{in} \cdot Q_L}{s \cdot \mu_0 \pi f_0 \cdot abd [1 + (d/na)^2]}} \quad (36)$$

where

- s is $1 + \gamma_1$ (subcritical coupling);
- s is $1 + (1/\gamma_1)$ (overcritical coupling);
- γ_1 is the input VSWR of cavity at resonance;
- P_{in} is the peak power incident at resonance;
- Q_L is the loaded Q of the cavity;
- a, b, d are the cavity width, height and length, respectively;
- f_0 is the resonant frequency of the cavity;
- μ_0 is the magnetic constant;
- n is the number of half-wavelengths along the cavity.

From this threshold field strength, the spin-wave linewidth ΔH_k in the general case can be calculated from the formula:

$$\Delta H_k = h_c \cdot \frac{\omega_m}{\omega} \cdot \sin^2 \theta_k \quad (37)$$

where θ_k is the angle between the spin wave propagation direction and the direction of the magnetostatic field, and ω, ω_m have the meanings given below.

The lowest value of h_c is obtained when $\theta_k = \pi/2$, in which case:

$$\Delta H_k = h_c \cdot \frac{\omega_m}{\omega} \quad (38)$$

where

- ω_m is $\gamma \mu_0 M_s$;
- γ is the gyromagnetic ratio;

M_s is the saturation magnetization;

ω is the operating angular frequency.

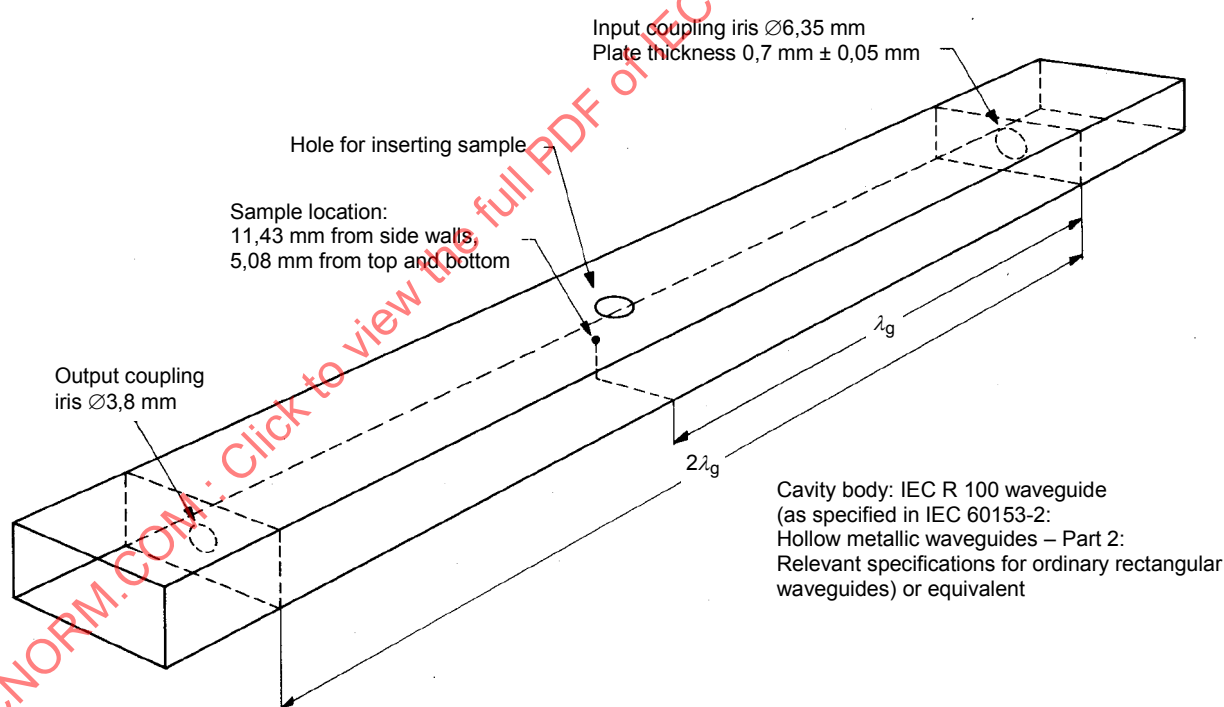
In the case of monocrystalline samples, ω_m shall be corrected with regard to anisotropy.

The minimum threshold for parallel pumping occurs when spin-waves with $\theta_k = \pi/2$ are degenerated with one-half of the operating frequency, and, in the case of a sphere, this occurs at an applied magnetostatic field strength H_0 , given by

$$H_0 \approx -\frac{M_s}{6} + \frac{1}{2} \sqrt{M_s^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma \mu_0} \right)^2} \quad (39)$$

8.4 Test specimen and cavity

The sample to be measured shall be spherical and have a diameter between 1 mm and 2 mm. A transmission cavity of the type sketched in Figure 18 can be conveniently used as a TE_{104} cavity resonant between 9 GHz and 10 GHz with a loaded Q of between 2 000 and 3 000. The sample is mounted on a rod of fused silica or other suitable dielectric, and positioned in the centre of the cavity cross-section at a point of minimum r.f. electric field and maximum r.f. magnetic field. The hole for inserting the sample into the cavity is centred in the broad wall of the cavity.

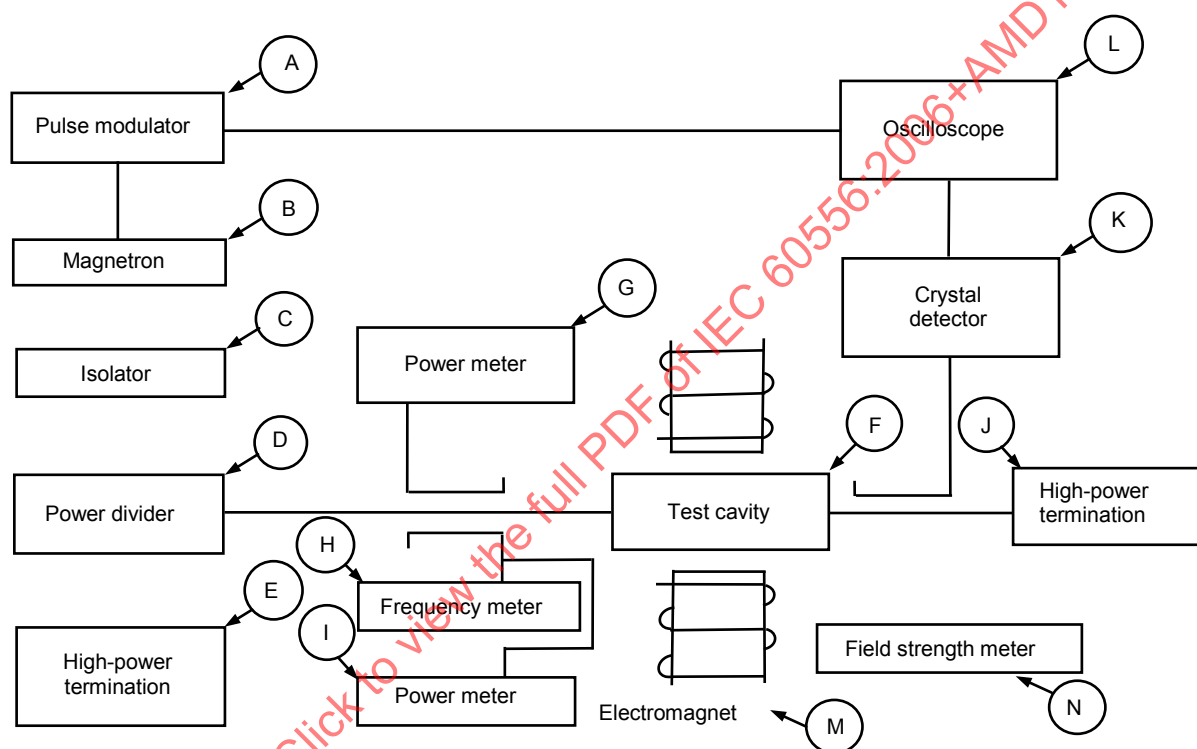


IEC 572/06

Figure 18 – Typical TE_{104} cavity for the measurement of spin-wave resonance linewidth at about 9,3 GHz

8.5 Measuring apparatus

Figure 19 is a block diagram of the equipment required. The pulse modulator A operates the magnetron B at a duty cycle of about 10^{-4} and provides a synchronizing pulse to the oscilloscope L. The isolator C provides an impedance matched to the magnetron and the power divider D allows the power to the test cavity F to be varied over at least a 20 dB range. The unused power is dissipated in the high-power termination E. The frequency and power level incident on the test cavity are monitored by the frequency meter H and the peak power meter I. This monitoring is accomplished with a directional coupler whose directivity exceeds 40 dB. The power reflected from the cavity at resonance is monitored through an identical coupler by the peak power meter G. By comparing the readings of meters G and I, the power reflection coefficient Γ can be obtained and the input voltage standing wave ratio V_{SWR} computed. The transmitted signal is terminated in a high-power termination J, sampled through a directional coupler by a crystal detector K and displayed on the oscilloscope L.



IEC 573/06

Figure 19 – Block diagram of spin-wave resonance linewidth test equipment

8.6 Calibration

The loaded Q of the cavity shall be determined. This can be easily accomplished with the equipment and procedures used to determine the complex permittivity of ferrite materials (see Clause 10).

8.7 Measuring procedure

The sample to be measured is mounted in the cavity and the field supplied by the electromagnet M is adjusted with the aid of the field strength meter N to provide a magnetostatic field strength approximately equal to that calculated from Equation (39). This field shall be oriented in a plane parallel to the broad wall of the waveguide and normal to the longitudinal axis of the guide, i.e. parallel to the r.f. magnetic field in the guide at the sample location.

The frequency of the magnetron is made to coincide with the resonant frequency of the cavity by adjusting the frequency for maximum output of the crystal detector K. The pulse duration shall be made as long as possible and the repetition rate adjusted to yield a duty cycle of the order of 10^{-4} . With the magnetron operating at the resonant frequency of the cavity, the power reflection coefficient can be determined from readings at meters G and I.

The power divider is adjusted so that the r.f. magnetic field in the cavity according to Equation (36) is well below the critical value and then increased until some deterioration of pulse shape is observed. The magnetostatic field is then carefully adjusted about the determined value H_0 to minimize the critical field strength. The incident power level that first causes a perceptible degradation in shape of the trailing edge of the pulse can then be used to calculate the critical r.f. power level for that pulse length.

When necessary, as indicated in 8.3, the measurement should be repeated for shorter pulse lengths to establish a basis for extrapolation to infinite pulse length.

8.8 Calculation

From the value of h_c , the spin-wave linewidth ΔH_k is calculated from Equation (38).

8.9 Accuracy

The determination of the quality factor of the loaded cavity Q_L shall be made to an accuracy of $\pm 3\%$. Incident power level determination shall be made to an accuracy of $\pm 10\%$. Cavity dimensions and resonant frequency measurements are easily made to within $\pm 0,5\%$. This restricts the expected error in ΔH_k to $\pm 15\%$.

The measurement technique described here is primarily intended for the evaluation of those ferrimagnetic garnets and spinels currently manufactured for use in microwave ferrite devices. Accuracy can be improved by employing reflection cavity techniques.

8.10 Data presentation

The value of ΔH_k shall be reported together with the frequency and temperature at which the measurements were made and the unique identity of the sample. The estimated accuracy of the measurement shall also be given.

9 Effective linewidth ΔH_{eff}

9.1 General

At magnetostatic field strengths widely different from that required for resonance at the working frequency, calculation of the permeability tensor components using the gyromagnetic resonance linewidth ΔH yields results which can be grossly in error. Consequently, insertion loss values cannot be predicted with sufficient accuracy. In order to eliminate this difficulty an effective linewidth ΔH_{eff} is defined, which takes into account any deviations from the classical Lorentzian behaviour. In this context, effective linewidth means the relaxation parameter W as given in [9]. Knowledge of the related frequency shift S is also required to make a formal calculation of the imaginary part μ''_+ of the permeability for the clockwise sense of circular polarization.

9.2 Object

This method covers the measurement of the magnetic permeability tensor components from which the effective linewidth is deduced. The method is valid for magnetically saturated polycrystalline isotropic ferrites operating at microwave frequencies, outside the gyromagnetic resonance region and at low power level. The test specimen is a rod, arranged coaxially in a resonant cylindrical cavity and submitted to an axial magnetostatic field. The effective linewidth is a useful parameter as regards the insertion loss of microwave devices.

9.3 Theory

9.3.1 Definitions

In an isotropic magnetic medium, submitted to a magnetostatic field H_0 , the microwave magnetic flux density B is related to the microwave magnetic field strength H by the following equation:

$$B = \mu_0(\mu)H = \mu_0(1 + \kappa)H \quad (40)$$

where

- μ_0 is the magnetic constant;
- (μ) is the relative tensor permeability of the medium;
- (κ) is the relative tensor susceptibility of the medium;
- (μ) and (κ) are functions of H_0 .

In perpendicular pumping, the susceptibility tensor may be reduced to a two-dimensional expression:

$$(\kappa) = \begin{pmatrix} \kappa_+ & 0 \\ 0 & \kappa_- \end{pmatrix} \quad (41)$$

where κ_+ and κ_- are the susceptibilities for the clockwise and counter-clockwise circularly polarized waves, respectively. Usually, they are complex quantities:

$$\kappa_{\pm} = \kappa'_{\pm} - j\kappa''_{\pm} \quad (42)$$

the imaginary part κ'' originating from the magnetic losses in the medium, and being related to the effective linewidth ΔH_{eff} .

$$\Delta H_{\text{eff}} = 2M_s \cdot \text{Im}\left(\frac{1}{\kappa_+}\right) \quad (43)$$

where M_s is the saturation magnetization. However, these susceptibilities $\kappa_{\pm}$ are intrinsic susceptibilities of the medium. Due to demagnetizing effects, the quantities obtained through measurement in a cavity are effective susceptibilities:

$$\kappa_{\pm e} = \kappa'_{\pm e} - j\kappa''_{\pm e} \quad (44)$$

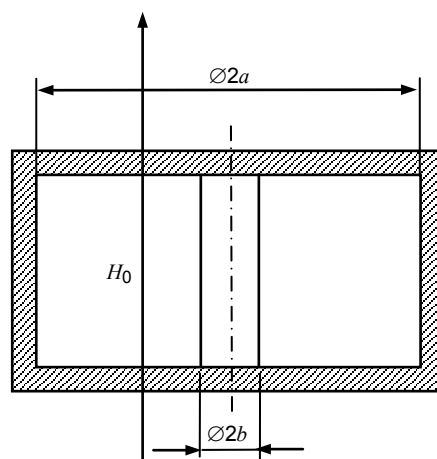
Since $\text{Im}\left(\frac{1}{\kappa_{+e}}\right)$ is equal to $\text{Im}\left(\frac{1}{\kappa_+}\right)$, independent of the demagnetizing factor N , ΔH_{eff} may then be rewritten:

$$\Delta H_{\text{eff}} = 2M_s \cdot \text{Im}\left(\frac{1}{\kappa_{+e}}\right) = 2M_s \frac{\kappa''_{+e}}{(\kappa'_{+e})^2 + (\kappa''_{+e})^2} \quad (45)$$

9.3.2 Measurement

A cylindrical TM₁₁₀ resonator and a rod-shaped specimen are used for the measurement (see Figures 20 and 21).

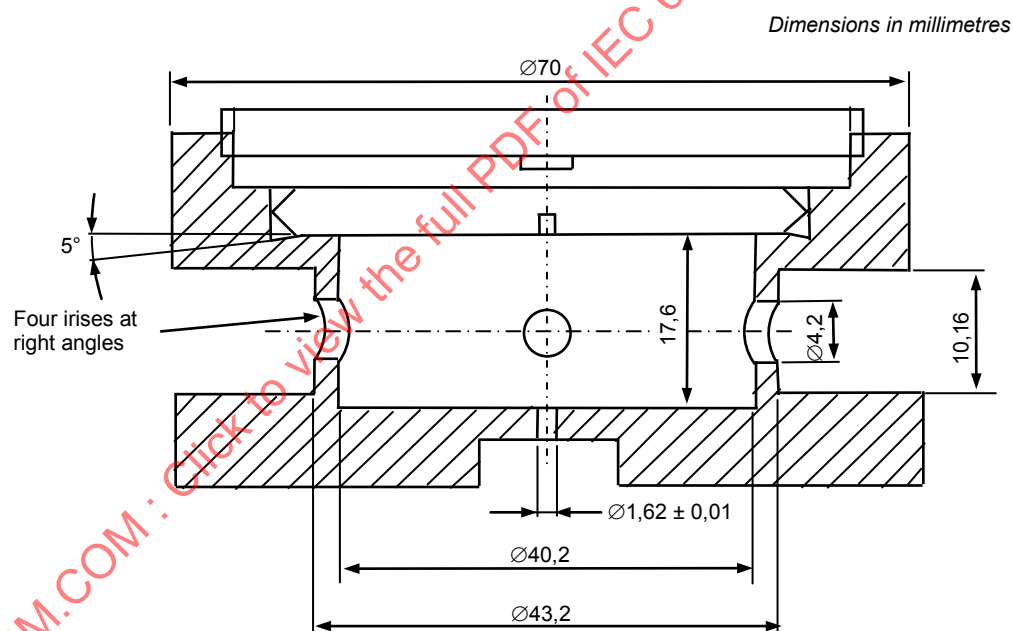
With the applied magnetic field H_0 and for a circular polarization in the clockwise sense of the microwave magnetic field, the following quantities shall be measured: the resonant frequency of the cavity with and without the specimen, the loaded Q of the cavity with the specimen and the sufficiently magnetically saturated specimen, and the dimensions of the cavity and the specimen.



IEC 574/06

Figure 20 – Sectional view of the cavity with specimen

If f_0 is the resonance frequency of the empty cavity and $f = f_0 + \delta f_+$ is that of the cavity containing the specimen, κ'_{+e} and κ''_{+e} may be expressed as functions of $\delta f_+/f_0$ by an approximation, according to [10], as follows:



IEC 575/06

Figure 21 – Dimensions of a cavity designed for resonance at a frequency of 9,1 GHz

With the cavity dimensions given in Figure 21, and using the following designations:

- a is the radius of the cavity, determined from the resonance frequency of the empty cavity;
- b is the radius of the specimen;
- ε' is the real part of the relative permittivity of the specimen;
- ε'' is the imaginary part of the relative permittivity of the specimen;
- Q_+ is the loaded Q of the cavity with the specimen to be measured;
- Q_0 is the loaded Q of the cavity with the saturated low-loss sample.

The following parameters are defined:

$$C_1 = \left(\frac{b}{a}\right)^2 \left(1 + \frac{2\delta f_+}{f_0}\right)$$

$$C_2 = \frac{\varepsilon'}{2} \left(1 + \frac{1}{1 + \kappa'_{+e}}\right) - 1$$

$$C_3 = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{1}{(1 + \kappa'_{+e})^2}\right)$$

$$C_4 = \left[1 - 1,191 \frac{\delta f_+}{f_0} \left(\frac{1}{3,671 C_1} + 1 - 4,605 \lg 3,415 \frac{b}{a}\right)\right]^2$$

The susceptibility components are then given approximately by

$$\frac{1}{1 + \kappa'_{+e}} = 3,671 \varepsilon' C_1 - 1 + 2 \left[\frac{1 + 5,485 (\delta f_+ / f_0) \lg 3,415 (b / a)}{C_4^{1/2}} \right] \quad (46)$$

$$\frac{\kappa''_{+e}}{(1 + \kappa'_{+e})^2} + 3,671 \varepsilon'' C_1 = 2 \left(\frac{1}{Q_+} - \frac{1}{Q_0} \right) \left(\frac{1}{6,153 C_1 C_4} + 3,671 C_1 C_2 + C_3 \right) \quad (47)$$

An alternative approximation may be developed by means of a computer programme on complex Bessel functions.

9.4 Test specimen and cavity

The specimen shall be cylindrical, of diameter $(1,60 \pm 0,01)$ mm and of length $(22 \pm 0,5)$ mm. It shall be in a clean and dry state. The test specimen is inserted through holes in the cavity wall and a uniform axial magnetic field is imposed on the specimen.

The dimensions of the cavity are given in Figure 21. It has four irises at right angles, two of them for excitation of the circularly polarized wave, and two for detection.

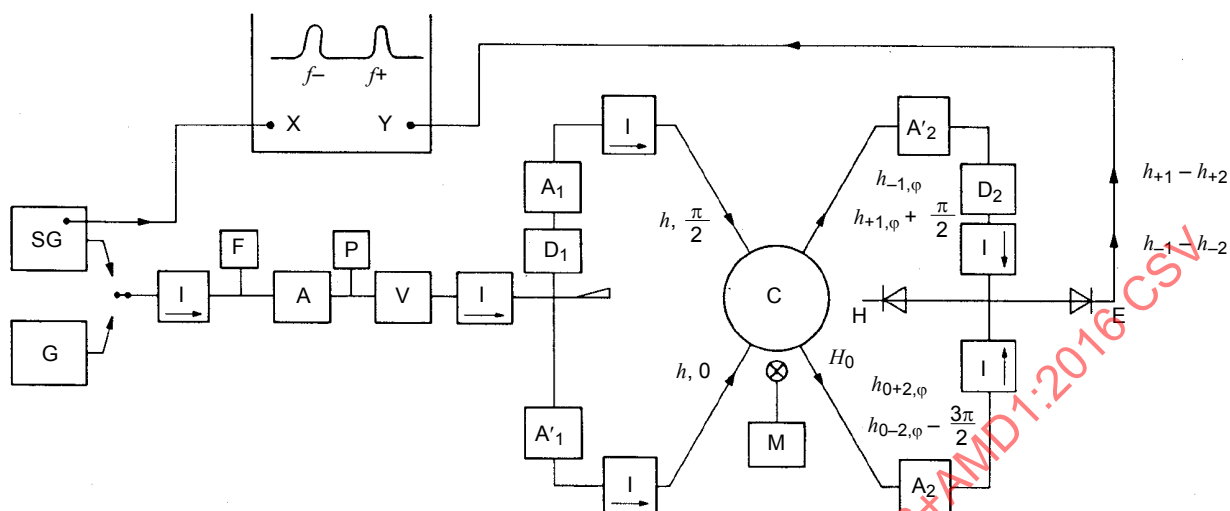
The coupling coefficient is identical for each iris and less than 0,1. The loaded Q of the cavity shall be greater than 5 000.

The preparative process may introduce stress in the specimen affecting the measured value of ΔH_{eff} . This effect may be minimized by a process of annealing for a short period of time.

9.5 Measuring apparatus

Figure 22 is a schematic diagram of the equipment required for the measurement. Power from either an X-band sweep generator, SG, or a high-stability X-band CW generator, G (short-term stability better than 1×10^{-7}) is fed through a variable attenuator A, the frequency being measured by F, then through a variable precision attenuator V, power being measured at P.

A magic tee divides the power into two parts which, through adjustments of the variable attenuators A_1 and A'_1 and the variable phase shifter D_1 , recombine to give a circularly polarized wave inside the cavity C. The two output irises, through adjustments of the variable attenuators A_2 and A'_2 and the variable phase shifter D_2 , feed a magic tee delivering output power to detectors E and H. The boxes I are isolators. The axial magnetostatic field H_0 is measured with a field strength meter M.



IEC 576/06

Figure 22 – Schematic diagram of equipment for measuring effective linewidth ΔH_{eff}

9.6 Calibration

The frequency meter, the variable precision attenuator and the field strength meter shall be calibrated.

9.7 Apparatus adjustment

Since the measurement depends upon the precise detection of small quantities, it is important that complete temperature stabilization is achieved before any adjustment of the apparatus is made, and that it is maintained throughout the entire measurement.

9.7.1 Adjustment principle

An empty, perfect TM_{110} cavity, excited by a linearly polarized wave, provides two degenerate contra-rotating modes. Due to unavoidable mechanical imperfections, the modes are slightly separated. Let f_+ be the clockwise mode frequency and f_- the counter-clockwise mode frequency.

If a ferrite cylinder is inserted into the cavity and an axial magnetic field H_0 is applied, the two mode frequencies are separated according to the difference between μ_+ and μ_- . When H_0 becomes very high, μ_+ and μ_- tend to unity and the difference $f_+ - f_-$ tends to zero.

The purpose of the measuring equipment described above is to obtain the rotating mode f_+ . By means of the input magic tee, attenuators and phase shifter, two signals in phase-quadrature are applied to the input irises of the cavity. The phase shift between the signals at the output irises is compensated by the output phase shifter so that the signals are in phase again.

After some amplitude correction, the signals are recombined in the output magic tee; their sum at the H arm gives the f_+ signal; their difference at the E arm gives a null. However, if the phase and amplitude adjustments are not correct at the cavity input, the f_- mode is detected. At the output irises, the f_- signals are in phase quadrature, but after the additional $\pi/2$ phase shift they become in antiphase. The f_- signal therefore appears in the E arm of the magic tee.

The equipment is aligned by adjusting phase and amplitude of the input and output signals to obtain a null at the E arm, for f_- and f_+ respectively.

9.7.2 Adjustment procedure

Reset to zero all attenuators and phase shifters. Connect generator SG and switch the oscilloscope to the E arm of the output magic tee. Insert the specimen into the cavity and apply the desired value of the magnetic field H_0 . Two peaks appear on the oscilloscope screen. As H_0 is varied, only the f_+ peak moves and the f_- peak remains stationary.

First use phase shifters D_1 and D_2 to reduce the intensity of the f_- and f_+ peaks. D_1 mainly controls the f_- peak and D_2 the f_+ peak. Then obtain a minimum for the f_- peak by successive adjustments of A_1 (or A'_1) and D_1 .

Similarly, obtain a minimum for the f_+ peak by successive adjustments of A_2 (or A'_2) and D_2 .

Check that, at the H arm, only the f_+ peak appears and is about 40 dB above the residual peaks at the E arm.

This adjustment shall be repeated for each specimen and for each value of the applied magnetostatic field strength.

9.8 Measuring procedure

9.8.1 Measurement of f_0

Connect generator SG, insert the low-loss sample in the cavity and apply the maximum value of the magnetostatic field strength. Adjust as specified in 9.7.2.

Using D_1 and D_2 increase the f_+ peak at the E arm by about 20 dB.

Switch off the magnetostatic field and remove the low-loss sample: then the larger peak detected at the E arm corresponds to f_0 . By means of the phase shifters and attenuators, cancel the f_- peak.

Connect generator G and measure the frequency f_0 .

The radius of the cavity is calculated from f_0 by means of the expression:

$$a = 3,8317 \cdot \frac{c}{2\pi f_0} \quad (48)$$

where c is the speed of light.

9.8.2 Determination of Q_0

Q_0 is extrapolated from measurements made on the low-loss sample at different high values of the applied magnetostatic field strength.

Insert the low-loss sample and apply a known value of the applied magnetostatic field strength H_0 . After adjustment, as specified in 9.7.2, connect generator G.

Introduce an attenuation of 3 dB with the variable precision attenuator V. Adjust the microwave frequency to cavity resonance as indicated by maximum output power with respect to frequency variation. Note the indication of the output power level on the H arm and measure the resonance frequency f with the frequency meter F. Remove the 3 dB of attenuation on V and locate the two frequencies at which the output power is the same as at cavity resonance with the 3 dB attenuation in. The frequency separation of the half-power points is measured on the frequency meter F as Δf . The loaded Q of the cavity with the low-loss sample at H_0 is given by

$$Q = \frac{f}{\Delta f} \quad (49)$$

Repeat the operation for increasing values of magnetostatic field strength. Draw the curve $Q = f/\Delta f$ versus H_0 . The minimum of Q gives the resonance field strength H_r for the low-loss specimen.

Plot values of $1/Q = f/\Delta f$ versus $(H_0 - H_r)^{-2}$ and deduce Q_0 by extrapolation:

$$\frac{1}{Q_0} = \lim_{H_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{Q} \quad (50)$$

as illustrated in Figure 23.

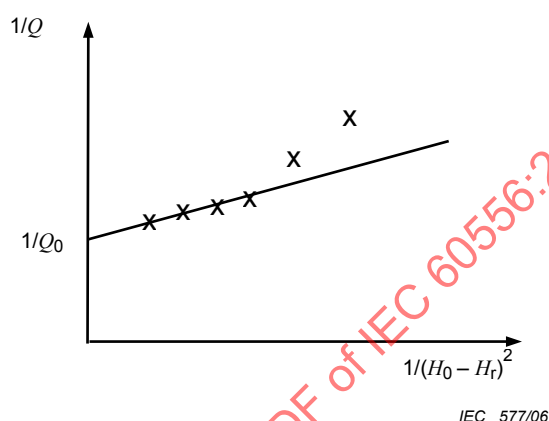


Figure 23 – Determination of Q_0

9.8.3 Measurement of f and Q

Insert the specimen to be measured in the cavity and apply the desired value of magnetostatic field strength H_0 . Adjust as in 9.7.2.

Connect generator G and measure as specified in 9.8.2. Record $f (= f_0 + \delta f_+)$ and Δf . Calculate $Q_+ (= f/\Delta f)$.

9.9 Calculation

κ'_{+e} , κ''_{+e} and ΔH_{eff} are calculated from the Equations (45), (46) and (47), using values of ε' and ε'' measured separately. (A suitable measuring method is given in Clause 10.)

9.10 Accuracy

The overall accuracy in κ'_{+e} is of the order of 2 %.

The overall accuracy in ΔH_{eff} is ≈ 20 % (for low values: 80 Am^{-1} or 20 %, whichever is the greater).

9.11 Data presentation

The report shall include the following:

- unique identity of the sample;
- value of the magnetic field strength H_0 ;

value of κ'_{+e} , κ''_{+e} and ΔH_{eff} ; and

temperature of the sample during the measurement.

The estimated accuracy of the measurements shall also be given.

10 Complex permittivity $\underline{\varepsilon}$

10.1 General

A knowledge of the complex permittivity of a ferrite material is of primary importance for the theoretical analysis of wave propagation in ferrites as well as in the design of ferrite microwave components. Microwave ferrites frequently exhibit very low dielectric loss, in fact so low that it becomes difficult to measure, primarily due to the fact that it becomes difficult to distinguish between dielectric and magnetic loss. This difficulty is often avoided by subjecting the test sample to a very strong magnetic field, so strong that it saturates the material and moves the gyromagnetic resonance frequency well above the measuring frequency. By this means neither low-field nor resonance magnetic losses will be present to obscure the result.

10.2 Object

To describe a method for the measurement of complex permittivity of isotropic ferrites for microwave applications by means of a resonant cavity. For this measurement a rod-shaped test specimen is placed coaxially in a cylindrical cavity with openings in the wall to accept the ends of the specimen (Figure 25). The theory on which this method is based is strictly valid only for the impracticable arrangement shown in Figure 24, with no openings in the wall of the cavity and no air-gap between the ends of the specimen and the cavity; hence, there will be a systematic error which can be only roughly estimated. However, as it is possible to keep the error approximately constant, it does not normally affect comparative measurements on different materials.

The cavity is designed for a measuring frequency of about 10 GHz, the actual value depending upon the characteristics of the specimen. This is, however, relatively unimportant, since the dielectric properties of ferrites change very slowly with frequency in the microwave region.

10.3 Theory

In an isotropic dielectric medium having an applied steady electric field strength E , the electric displacement D is given by the equation:

$$D = \varepsilon_r \varepsilon_0 E \quad (51)$$

where

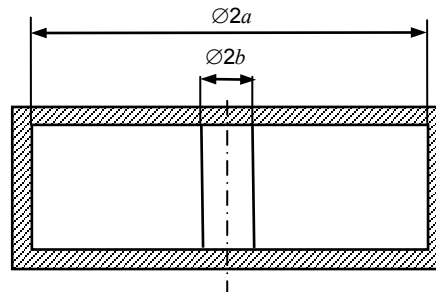
ε_0 is the electric constant;

ε_r is the relative permittivity.

NOTE In accordance with usual engineering practice, the subscript r in the symbols ε_r , ε'_r and ε''_r , etc. and the underlining of $\underline{\varepsilon}$ to denote that it is a complex quantity are omitted from the following text.

If the medium is subjected to an alternating electric field, the electric displacement is not necessarily in phase with the field strength. This fact may be expressed mathematically by assuming that ε is a complex quantity. If we write $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$, the imaginary part ε'' can be taken to represent the dissipation in the medium.

A cylindrical TM_{010} -resonator and a rod-shaped specimen are used for the measurement. The quantities that shall be measured are the resonant frequency and loaded Q of the cavity with and without the specimen, and the cavity and specimen dimensions. The method is not suitable for materials with dissipation factors $\tan \delta = \varepsilon''/\varepsilon' > 0,1$:



IEC 578/06

Figure 24 – Ideal resonant cavity with specimen, used for theoretical calculation (sectional view)

The cylindrical resonant cavity contains the coaxially mounted cylindrical specimen. The permeability of the specimen μ' is approximately equal to 1 and the real part of the permittivity ε' is determined by the equation:

$$\sqrt{\varepsilon'} \cdot \frac{J_1\left(\frac{\omega}{c} \varepsilon'^{1/2} b\right)}{J_0\left(\frac{\omega}{c} \varepsilon'^{1/2} b\right)} = \frac{J_1\left(\frac{\omega}{c} b\right) N_0\left(\frac{\omega}{c} a\right) - J_0\left(\frac{\omega}{c} a\right) N_1\left(\frac{\omega}{c} b\right)}{J_0\left(\frac{\omega}{c} b\right) N_0\left(\frac{\omega}{c} a\right) - J_0\left(\frac{\omega}{c} a\right) N_0\left(\frac{\omega}{c} b\right)} \quad (52)$$

J_0 and J_1 being the Bessel functions of order zero and one, N_0 and N_1 the Neumann functions of order zero and one, c the velocity of light in free space, a the radius of the cavity, b the radius of the specimen (Figure 24) and $\omega = 2\pi f$ the resonance angular frequency of the cavity.

By introducing f_0 , the resonant frequency of the empty cavity, and f_1 , that of the cavity containing the specimen, the series expansion of Equation (52) in ascending powers of $\delta f / f_0 = (f_0 - f_1)/f_0$ and b/a results in the following approximation valid, for small values of these quantities [13]:

$$\varepsilon' = \varepsilon'' \left(1 - 0,722 \frac{b^2}{a^2} \varepsilon' \right) \quad (53)$$

where

$$\frac{1}{\varepsilon'} = 1 + \frac{0,78 \frac{\delta f}{f_0} \left(1 + \frac{0,692 a^2/b^2}{1 - 2\delta f/f_0} \right)}{1 + 1,56 \frac{\delta f}{f_0} \ln\left(\frac{a/b}{2,14}\right)} \quad (54)$$

Assuming a specimen without loss ($\varepsilon'' = 0$), yet with the real part of ε remaining unaltered, the change in $1/Q$ when replacing the loss-free specimen by the real one is determined by the quotient of the following volume integrals [14] [15]:

$$\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_2} = \frac{\int_{V_s} \varepsilon'' |E|^2 dV}{\int_{V_c} \varepsilon' |E|^2 dV} \quad (55)$$

where

Q_2 is the loaded Q of the cavity with loss-free sample;

Q_1 is the loaded Q with real sample;

V_s is the volume of the sample;

V_c is the volume of the cavity with sample inserted;

E is the amplitude of the electric field with loss-free sample.

Using the same approximation as above, this results in:

$$\varepsilon'' = \left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_2} \right) = \left[\frac{0,27 a^2/b^2}{\left(1 - \frac{\delta f}{f_0}\right)^2 \left(1 + 1,56 \frac{\delta f}{f_0} \ln \frac{a/b}{2,14}\right)^2} + \varepsilon' - 1 \right] + \varepsilon' \left[\frac{1}{1 + 1,45 \varepsilon' b^2/a^2} \right] \quad (56)$$

With the dimensions of Figure 25, Equations (53), (54) and (56) become:

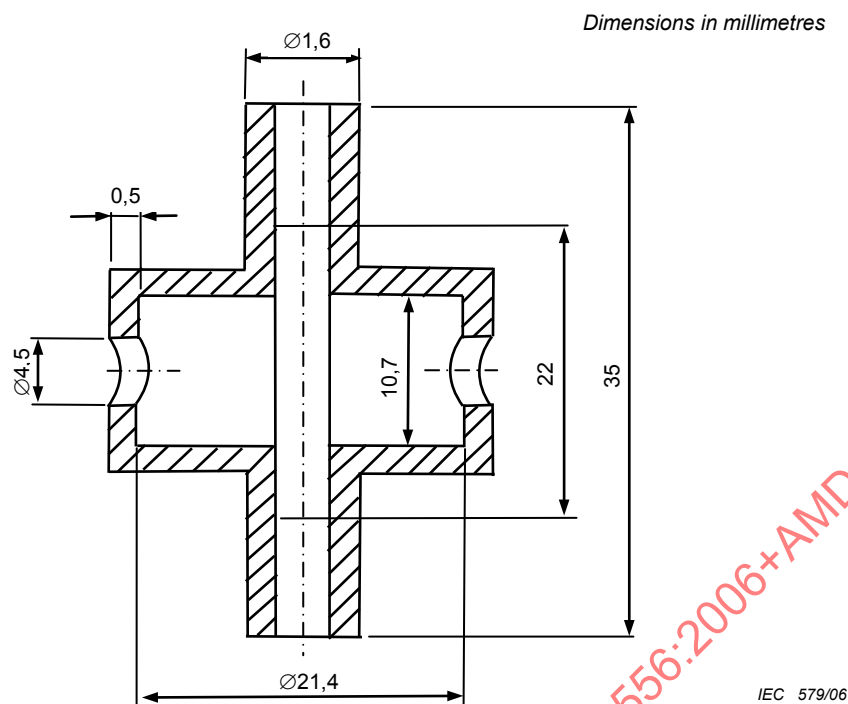
$$\varepsilon' = \bar{\varepsilon}' (1 - 4,0 \times 10^{-3} \varepsilon') \quad (57)$$

$$\bar{\varepsilon}' = 1 + \frac{\frac{\delta f}{f_0} \left(0,78 + \frac{96,7}{1 - 2 \delta f/f_0} \right)}{1 + 2,86 \delta f/f_0} \quad (58)$$

and

$$\varepsilon'' = \left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_2} \right) = \left[\frac{48,1}{\left(1 - \frac{\delta f}{f_0}\right)^2 \left(1 + 2,86 \frac{\delta f}{f_0}\right)^2} + \varepsilon' - 1 \right] \left[\frac{1}{1 + 0,0081 \varepsilon'} \right] \quad (59)$$

where $Q_2 = Q_0 \left(1 + 0,65 \frac{\delta f}{f_0} \right)$ according to reference [1], Q_0 being the loaded Q of the empty cavity.



NOTE The resonant frequency of the empty cavity is 10,7 GHz [13].

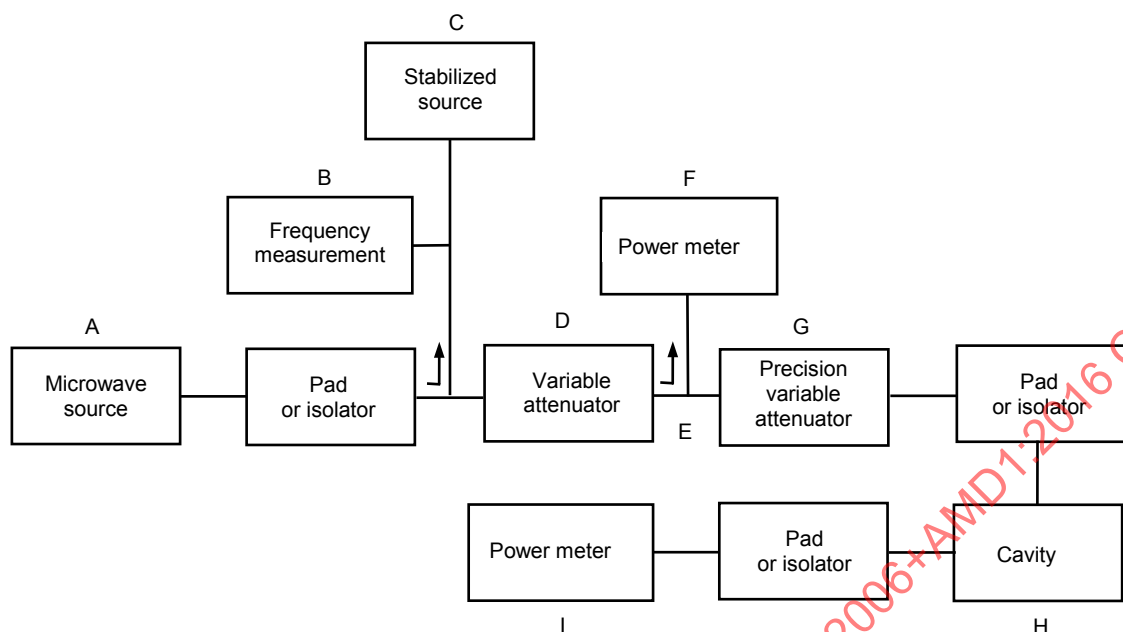
Figure 25 – Dimensions of the resonant cavity with specimen

10.4 Test specimen and cavity

The specimen shall be cylindrical, with a diameter of $(1,60 \pm 0,01)$ mm and a length of $(22 \pm 0,5)$ mm. It is inserted in a cylindrical transmission-type TM_{010} cavity having dimensions according to Figure 25. The ends of the specimen shall pass through holes in the cavity wall; the hole diameter being $(1,64 \pm 0,01)$ mm. The input and output lines of this cavity shall be made to appear as matched loads by the appropriate use of pads or isolators. The loaded Q of the cavity shall exceed 2 000. The test specimen shall be in a clean and dry state. There shall be a sufficiently strong axial magnetic field, as otherwise erroneous values of ε'' will be obtained due to the presence of magnetic losses [13].

10.5 Measuring apparatus

Figure 26 is a schematic diagram of the equipment required for the measurement. Power from a suitable unmodulated or amplitude modulated microwave source A is fed through a variable attenuator D and kept at a constant level throughout the measurement with the aid of a directional coupler E, a crystal detector and a power-indicating meter F. This constant power is passed through a precision variable attenuator G to the cavity H, and the cavity output power is detected and indicated on a suitable meter I.



IEC 580/06

Figure 26 – Schematic diagram of equipment required for the measurement of complex dielectric constant

10.6 Measurement procedure

Introduce an attenuation of 3 dB with the precision attenuator. Without the specimen in the cavity, adjust the microwave frequency to cavity resonance, as indicated by maximum power output with respect to frequency variation. Note the output power level and measure the resonant frequency f_0 with a wavemeter or other suitable means at B. Remove the 3 dB of attenuation and locate the two frequencies at which the output power is the same as at cavity resonance with the 3 dB attenuation in. Determine the separation in frequency of these two half-power points at B by a heterodyning technique utilizing a frequency stabilized source C, or any other technique giving comparable accuracy. The loaded Q of the cavity is then given by

$$Q_0 = \frac{f_0}{\Delta f_{1/2}} \quad (60)$$

where $\Delta f_{1/2}$ is the frequency separation of the half-power points.

Place the specimen in the cavity and measure f_1 and Q_1 in the same way.

During the measurement, the specimen shall be in an axial magnetic field. The field strength shall be high enough for the measuring results to be independent of any further increase (normally above 400 kAm⁻¹). The measurements shall preferably be carried out at room temperature.

10.7 Calculation

The values of ε' and ε'' are calculated by means of Equations (58) and (59) and the dielectric loss factor is given by $\tan \delta_\varepsilon = \varepsilon''/\varepsilon'$.

10.8 Accuracy

The error of the approximation for ε' by Equation (58) is practically negligible [13].

The approximation for ε'' by Equation (59) gives a figure which is too high. The error is less than 3 % if $\delta f/f_0 < 0,17$, i.e. if $\varepsilon' < 16$ [13].

The effect of the coupling holes is to increase the measured value of ε'' . This error is less than $1,5 \times 10^{-4}$ for $\varepsilon' < 16$. For the influence of the magnetic loss, see 10.4 and [13].

An error in the specimen diameter $2b$ (Figure 24) results in a relative error in $(\varepsilon' - 1)$ and ε'' which is twice as high and has reciprocal sign, i.e. $\mp 1,3$ % with $b = (1,60 \pm 0,01)$ mm.

Due to the influence of the holes in the walls of the cavity (into which the ends of the specimen protrude), the measured value of ε' is too small. Differing results have been published on the extent of the error thus introduced [16] [17] [18].

10.9 Data presentation

The report shall include the following:

- values of ε' , ε'' and $\tan \delta_\varepsilon$;
- temperature of the material during the measurement; and
- the unique identity of specimen.

The estimated accuracy of the measurements shall also be given.

11 Apparent density ρ_{app}

11.1 General

The apparent density of a material, defined as the ratio of the mass to the volume of a standard test specimen, may be measured either by mensuration or by water densitometry. For porous materials (where the porosity is greater than 3 %), mensuration yields a sufficient accuracy (± 1 %) and may be more convenient than water densitometry. For materials of low porosity (less than 3 %), a more accurate estimate of apparent density is required and water densitometry is recommended.

11.2 Apparent density (by mensuration)

11.2.1 Object

To measure the apparent density of porous polycrystalline gyromagnetic materials by mensuration. The method is applicable to materials whose porosity is greater than 3 % by volume. It is also admissible for materials whose porosity is less than 3 % by volume, but the alternative method as given in 11.3 below is to be preferred on accuracy and economic considerations.

The method given here is capable of accuracy better than ± 1 %.

11.2.2 Test specimen

The test specimen shall be a regular, machined body of volume not less than 5 cm³. It may be either a straight circular cylinder or a right-angled parallelepiped. If a parallelepiped is employed, it should ideally be a cube since for a given volume of sample machined to a given absolute tolerance the errors due to machining accuracy will then be a minimum. The specimen shall be cleaned by boiling in fresh methylene chloride for 3 min and subsequently dried for 30 min at approximately 110 °C. Other cleaning methods capable of achieving the same result are also acceptable.

11.2.3 Measuring apparatus

A balance capable of weighing to an accuracy of ±0,02 g is required together with a calibrated micrometer reading to ±0,01 mm.

11.2.4 Calibration

The balance shall be calibrated to the accuracy given in 11.2.3 above.

11.2.5 Measuring procedure

The cleaned, degreased and dried specimen is weighed and its dimensions measured. Two independent weighings shall be made and at least two independent estimates of each dimension shall be obtained.

11.2.6 Calculation

The apparent density of the test specimen is calculated as:

$$\rho_{\text{app}} = m / V \quad (61)$$

where

m is the mass of the specimen;

V is the volume as calculated from the linear dimensions.

11.2.7 Accuracy

The method is inherently beset by inaccuracies arising from random macroscopic defects in the specimen shape, particularly chipping along edges and at corners. If the sample is a cube of volume much less than 5 cm³, this source of error becomes serious and may be greater than ±1 %. Errors due to edge chipping may be minimized by increasing the cube volume, or alternatively by choosing a cylindrical shape of similar volume. In the cylindrical case, the error may further be minimized by choosing the length to be large compared with the diameter. The mensuration method will always underestimate the true apparent density since it assumes that all surface defects are an intrinsic property of the test specimen.

11.2.8 Data presentation

Apparent density shall be quoted as follows:

“Apparent density (by mensuration) = ρ g·cm⁻³ ± 1 %”, where the number ρ is given to three significant figures.

The report shall also include the unique identity of the sample.

11.3 Apparent density (by water densitometry)

11.3.1 Object

To measure the apparent density of dense polycrystalline gyromagnetic materials by water densitometry. The method is applicable to non-hygroscopic, dense ceramic materials whose porosity is less than 3 % by volume, and is capable of an accuracy better than $\pm 0,2$ %.

11.3.2 Theory

An accuracy of the order of $\pm 0,2$ % is required if measurements of apparent density are to have any useful meaning, since real variations of more than 0,5 % of the density frequently imply an intolerable variation in other properties of the material. Since there is no serious difficulty in achieving weighings accurate to the order of $\pm 0,02$ %, it is the measurement of volume which becomes the accuracy determining step. Provided that the porosity is sufficiently low for the pores not to be interconnected, the most accurate and economic method of measuring volume, and hence the density, is by displacement of water. In this method, the volume V of the sample is determined from the difference between the mass of the sample suspended in air and its apparent mass when suspended in water.

Thus

$$V = (m_1 - m_2) / (\rho_w - \rho_a) \quad (62)$$

where

m_1 is the mass of the sample suspended in air;

m_2 is the apparent mass of the sample suspended in water;

ρ_w is the density of water under the measurement conditions;

ρ_a is the density of air under the measurement conditions.

The apparent density is then

$$\rho_{\text{app}} = \frac{m_1 \rho_w - m_2 \rho_a}{m_1 - m_2} \quad (63)$$

11.3.3 Test specimen

The test specimen shall be a regular, machined body of volume not less than 1 cm³. The specimen shall be cleaned by boiling in fresh methylene chloride for 3 min, and subsequently dried for 30 min at approximately 110 °C. Other cleaning methods capable of achieving the same result are also acceptable.

11.3.4 Measuring apparatus

The measurement requires a balance capable of weighing to $\pm 0,001$ g and a vessel containing distilled water. The aperture of the vessel shall be not less than three times the maximum dimension of the test specimen.

11.3.5 Calibration

The balance shall be calibrated to the accuracy given in 11.3.4 above.

11.3.6 Measuring procedure

The cleaned and degreased test specimen is weighed in air (m_1). The specimen is then weighed (m_2) completely immersed in distilled water, care having been taken to ensure that all surfaces of the specimen are thoroughly wetted and that no air bubbles adhere. A small quantity of wetting agent may be added to the water if desired, and the temperature of the water shall be noted.

11.3.7 Calculation

The apparent density of the test specimen is calculated from Equation (63), the values of ρ_w and ρ_a being obtained from standard tables [19].

11.3.8 Accuracy

Sources of random error include:

- a) the failure of the water to wet the specimen surface thoroughly and the consequent adherence of air bubbles thereto: this leads to a random tendency to underestimate the density;
- b) inaccuracies in the weighings themselves. Reasonable precautions as outlined above will result in the sum of random errors being no greater than $\pm 0,1\%$.

The most significant sources of systematic error are:

- 1) the presence of surface porosity in the test specimen, and
- 2) incorrect values for ρ_w and ρ_a , the densities of water and air respectively.

Failure to allow for ρ_a results in a systematic error of order 0,1 % and failure to allow for deviations of ρ_w from unity as the water temperature differs from 4,0 °C results in a systematic error of about 0,02 % per degree Celsius. Provided that the porosity is less than 3 %, the error due to exposed surface pores may be neglected; beyond about 3 % porosity, the errors due to interconnection become significant and the method is no longer appropriate. For dense materials, as defined in 11.3.1, this method is advantageous over mensuration since the errors due to macroscopic surface irregularities are entirely avoided. The method, as described, is capable of an accuracy of typically $\pm 0,2\%$, as compared with $\pm 1\%$ by mensuration of a similar size specimen.

11.3.9 Data presentation

The apparent density shall be quoted as follows:

“Apparent density (by mensuration) = $\rho g \cdot \text{cm}^{-3} \pm 0,2\%$ ”, where the number ρ is given to three significant figures.

The report shall also include the unique identity of the sample.

12 Gyromagnetic resonance linewidth ΔH and effective gyromagnetic ratio γ_{eff} by non resonant method

12.1 General

So far the gyromagnetic resonance linewidth ΔH and the effective gyromagnetic ratio γ_{eff} have been measured by using the resonant cavity as described in Clause 6. Therefore, the measuring frequency is restricted to the frequency specified by a cavity resonator.

Meanwhile, various kinds of ferrite devices have been developed in a wide frequency range.

Accordingly it is desirable to measure the gyromagnetic resonance linewidth ΔH and the effective gyromagnetic ratio γ_{eff} easily at any frequency demanded for the development of ferrite materials or devices. Moreover, there are two problems in the cavity resonator method described in Clause 6. One problem is the insufficient resolution of a magneto flux density meter, which is apt to cause poor accuracy in the measurement of the narrow resonance linewidth. Another problem is that a ferrite sample becomes too small to be shaped into a sphere or a disk, because it is necessary to reduce the size of a ferrite sample to keep the resonance absorption increasing with the reduction of the resonance linewidth to proper values in order to ensure a sufficiently small cavity perturbation. In Clause 12, the measuring methods of the gyromagnetic resonance linewidth ΔH and the effective gyromagnetic ratio γ_{eff} at an arbitrary frequency are described.

12.2 Object

To describe methods that can be used for measuring the gyromagnetic resonance linewidth ΔH and the effective gyromagnetic ratio γ_{eff} of isotropic microwave ferrites at an arbitrary frequency over the frequency range of 1 GHz to 10 GHz by the measurement of the changes in transmission and reflection characteristics with frequency sweep.

12.3 Measuring methods

12.3.1 General

The measurements are performed by measuring the changes of transmission characteristics, such as complex reflection coefficients or scalar transmission coefficients, in a transmission line loaded with a ferrite sample with frequency sweep. The advent of a frequency synthesizer and a receiver with low noise figure and a wide dynamic range in the microwave region has made it possible to perform these measurements accurately.

Strictly speaking, the linewidth measured under frequency sweep and a constant external magnetic field is not the same as the one measured under external magnetic field sweep and a constant frequency as described in Clause 6. However the difference between two measured values is small to the extent that it causes no problem in practical use.

As the measuring method, two methods can be considered as follows:

- 1) Reflection method – method measuring the reflection coefficients from the short-circuited transmission line loaded with a ferrite sample.
- 2) Transmission method – method measuring the transmission power through a ferrite-loaded coupling hole made in a common ground plane of the transmission lines crossing at right angle.

These two methods have advantages and disadvantages in comparison with each other from the standpoint of practical use. The reflection method has the advantage of a simple test fixture's structure, easier sample mounting and simpler measuring circuit arrangement due to one port measurement, which is convenient for the measurement of temperature dependence of the resonance linewidth. The transmission method has the advantage of being able to measure the resonance linewidth by one ferrite sample in a wide frequency range and gives more accurate measuring values of the resonance linewidth due to simpler measurement, i.e. the measurement of the transmission power only, under careful making of a test fixture.

These two methods are enumerated in 12.3.2 and 12.3.3.

12.3.2 Reflection method

12.3.2.1 Measurement theory

The recommended method for measuring the gyromagnetic resonance linewidth ΔH and effective gyromagnetic ratio γ_{eff} is based on the measurement of the reflection coefficient S_{11}

of a short-circuited transmission line with the specimen as proposed by Bady [20]. In this standard, the short-circuited microstrip line is used as schematically shown in Figure 27.

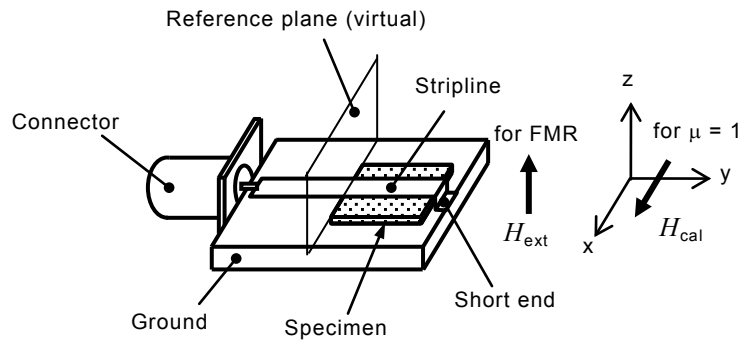


Figure 27 – Schematic drawing of short-circuited microstrip line fixture with specimen

The reference plane is defined by the length of the specimen from the short end. Seen from the reference plane of the test fixture, the lumped element equivalent circuit can be assumed to be a $L_o C_o$ parallel circuit as in Figure 28a) when the strong magnetic field is applied parallel to the plane of specimen (x -direction) to achieve the situation of $\mu = 1$. After removing this field, the field is applied perpendicularly to the specimen plane for gyromagnetic resonance. Figure 28b) shows the equivalent circuit for gyromagnetic resonance [21], where L_o is an air core inductance and C_o is a parasitic capacitance. The values of L_o and C_o are designated “fixture constants”. The method to calculate “fixture constants” is shown in 12.3.2.8. When a gyromagnetic resonance occurs, it is considered that some portion η of air core inductance L_o is replaced by the complex relative permeability $\mu' - j\mu''$, and the coupling coefficient η is almost invariable within the measurement frequency range. The half value width of the resonant curve of the imaginary part μ'' is defined as gyromagnetic resonance linewidth. By measuring the S_{11} parameters of Figure 28a) and 28b), the quantity $\eta\mu''L_o$ proportional to the imaginary part μ'' can be derived based on the circuit theory analysis as shown in 12.3.2.5.

Consequently the gyromagnetic resonance linewidth ΔH is derived from the resonance curve of $\eta\mu''L_o$.

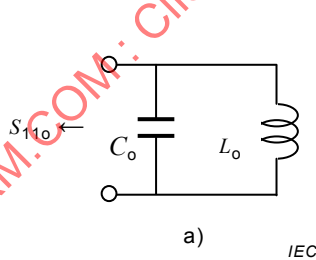


Figure 28a) with $\mu = 1$ under strong magnetic field parallel to r.f. magnetic field

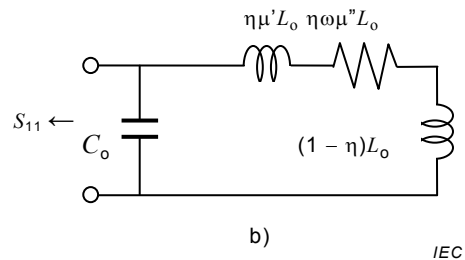


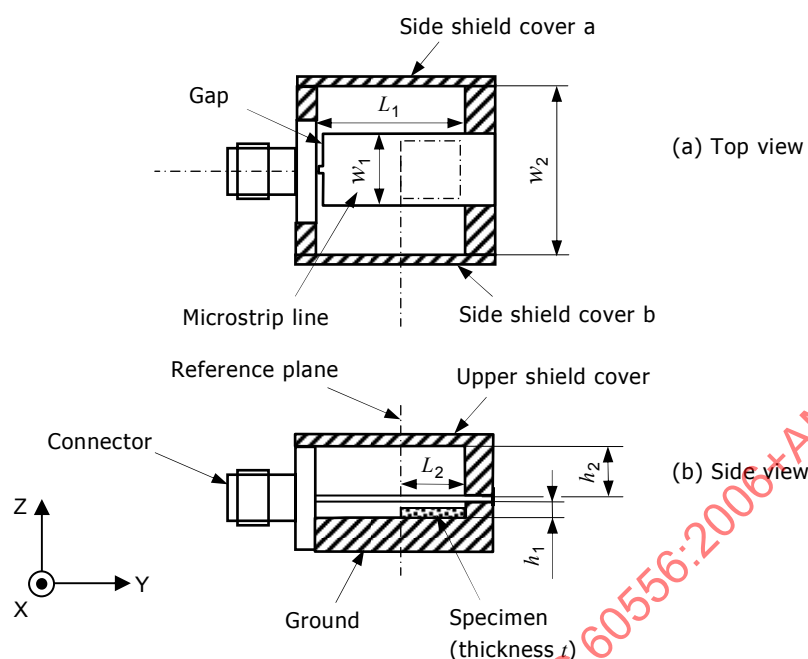
Figure 28b) with gyromagnetic resonance

Figure 28 – Equivalent circuits of short-circuited microstrip line

12.3.2.2 Test specimens and test fixtures

The structure of the all-shielded short-circuited microstrip line as test fixture is shown schematically in Figure 29. A disk shape or square slab specimen is set at the end of the short-circuited portion. To avoid disturbance from outside, the shielded covers are set up on the upper side and both sides of the test fixture. The impedance of the test fixture except the

short end should be made at $50 \Omega \pm 2 \Omega$ by adjusting the gap between the connector and the strip line. The typical dimensions of the test fixture are shown in Table 1.



NOTE The thickness of the strip line is 0,3 mm.

Figure 29 – Cross-sectional drawing of all-shielded shorted microstrip line with specimen

Table 1 – Typical dimensions of test fixture

h_1	w_1	h_2	gap	w_2	L_1	L_2
2,0	7,0	3,7	$0,35 \pm 0,15$	20	8	5
NOTE Dimensions in mm.						

The shapes of specimens are a disk or a square slab. The typical dimensions of specimens are shown in Table 2.

Table 2 – Specimen shape and typical dimensions

Disk	Diameter D $D \leq 5 \text{ mm } \phi$ up to 10 GHz	Quotient of diameter and thickness $t/D \leq 1/20$ (t = thickness)
Square slab	Side length $L_2 \leq 5 \text{ mm}$ up to 10 GHz	Quotient of side length and thickness $t/L_2 \leq 1/20$ (t = thickness)

12.3.2.3 Measuring apparatus

Figure 30 shows the block diagram of this measurement method. The test fixture with a specimen is located between pole pieces of permanent magnets or an electro magnet to generate gyromagnetic resonance. In case of a disk or square slab, in order to apply a static magnetic field in normal to plane, the test fixture and pole piece should be capable of rotating along two different axes which are orthogonal to each other. Under the constant static magnetic field, the absolute value and phase of the S_{11} parameter of the test fixture are measured by the sweeping frequency of the vector network analyzer (VNA).

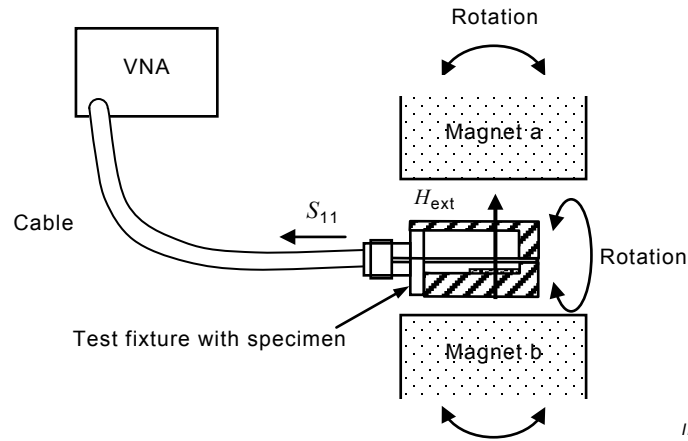


Figure 30 – Block diagram of measurement system

12.3.2.4 Measuring procedure

The measuring procedure is as follows:

- 1) The VNA is calibrated on the cable end using an “open”, “short”, and “load” jig.
- 2) The total sweeping frequency points are selected so as to get more than 10 points within the half linewidth Δf of the frequency defined below.
- 3) A specimen should be contacted and fixed on the corner of the short end and the ground.
- 4) To sustain the situation of $\mu = 1$, a static magnetic field H_{cal} larger than $3,2 \times 10^5$ A/m should be applied in parallel to the x -direction of the r. f. magnetic field.
- 5) The absolute value and phase of S_{110} are measured as shown in Equation (64).

$$S_{110} = G_o \exp(j\delta_o) \quad (64)$$

- 6) After removing H_{cal} , the static magnetic field H_{ext} is applied along the z -direction.
- 7) The gyromagnetic resonance curve is observed in S_{11} .
- 8) The direction of H_{ext} is adjusted to obtain the lowest resonant frequency, namely to be normal to the plane of the specimens, by rotating the test fixture and pole pieces individually.
- 9) The minimum value S_{11m} is measured at the resonant frequency. This value should be less than -1 dB.
- 10) Then the absolute value and phase of S_{11} are measured all over the frequency range as shown in Equation (65).

$$S_{11} = G \exp(j\delta) \quad (65)$$

12.3.2.5 Derivation of gyromagnetic resonance linewidth ΔH [21]

The derivation of gyromagnetic resonance linewidth is obtained as follows:

- 1) By dividing Equation (65) by Equation (64), E and F are defined as Equation (66).

$$S_{11}/S_{110} = G/G_o \exp\{j(\delta-\delta_o)\} = E + j F \quad (66)$$

- 2) Next, the calculations should be done.

$$C_{11} = y (E + 1) + F X_c \quad (67)$$

$$C_{12} = X_c (E-1) - y F \quad (68)$$

$$C_{10} = y \{ y (1-E) - F X_c \} \quad (69)$$

$$C_{20} = y \{ X_c (1+E) - F y \} \quad (70)$$

where

y is a characteristic admittance, usually $y = 0,02 \text{ S}$.

X_c is defined by $X_c = \omega C_o - 1/\omega L_o$ (71)

3) Also, the following calculations should be done.

$$A = \frac{C_{10}C_{11} - C_{20}C_{12}}{C_{11}^2 + C_{12}^2} \quad (72)$$

$$B = \frac{C_{10}C_{12} + C_{20}C_{11}}{C_{11}^2 + C_{12}^2} \quad (73)$$

4) The imaginary part $\eta\mu''L_o$ of the complex inductance is calculated.

$$\eta\mu''L_o = \frac{A}{\omega \{ A^2 + (B - \omega C_o)^2 \}} \quad (74)$$

5) The value of $\eta\mu''L_o$ is directly proportional to μ'' . With $\eta\mu''L_o$ being on the vertical axis and the frequency being on the horizontal axis, the resonance curve can be drawn as shown in Figure 31. In general, the curve is not always bilaterally symmetrical on the central frequency axis. The resonant frequency f_r of the main peak and two half line widths of Δf_l on the left and Δf_h on the right could be derived. However, the smaller value of Δf_l on the left side than of Δf_h on the right side is adopted as a correct half width Δf because the smaller one is considered to be less influenced by a higher magneto static mode. The method to derive Δf using the least square method is shown in 12.3.2.6.

6) The relaxation constant α is derived by the Equation (75) [22].

$$\alpha = \Delta f / f_r \quad (75)$$

7) The gyromagnetic resonance linewidth ΔH is derived through Equation (76) [23].

$$\Delta H = 4\pi\Delta f / (\mu_o \gamma_{\text{eff}}) \text{ (A/m)} \quad (76)$$

where

μ_o is the permeability of vacuum;

γ_{eff} is the effective gyromagnetic ratio.

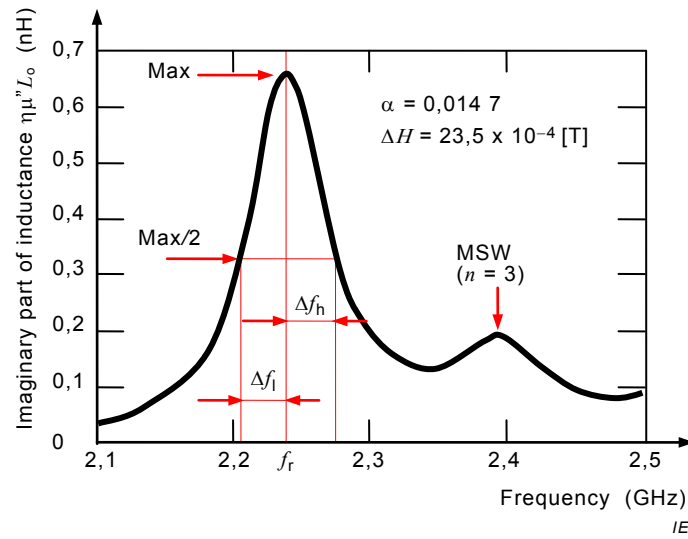


Figure 31 –Observed absorption curve of imaginary part $\eta\mu''L_0$ of inductance for a 5 mm square garnet specimen with 0,232 mm thickness and $M_s = 0,08$ T

NOTE If the amplitude and phase of S_{11} are measured with an accuracy of $\pm 0,02$ dB and $\pm 0,075^\circ$ respectively, the static magnetic field strength is measured with an accuracy of ± 1 %, and L_0 and C_0 are determined with an accuracy ± 10 %, the relative error of γ_{eff} becomes equal to ± 1 % and the relative error in the determination of ΔH becomes equal to ± 5 %, respectively.

12.3.2.6 The derivation of half line width Δf by the least square method

First, as an example, the measurement values $\eta\mu''L_0$ of about 10 pieces on the lower frequency side and of about 4 pieces on the higher frequency side including the maximum value of $(\eta\mu''L_0)_{\text{max}}$ are gathered. Next, the inverse value of $(\eta\mu''L_0)_{\text{max}}$ is denoted as $a(0)$ and the inverse values of $\eta\mu''L_0(i)$ on both sides are denoted as $a(-10)$, $a(-9)$, ... $a(-1)$, $a(1)$, $a(2)$, and $a(3)$. The corresponding frequencies are $f(0)$, $f(-10)$, $f(-9)$, ... $f(-1)$, $f(1)$, $f(2)$, and $f(3)$ respectively, where the lowest frequency is $f(-10)$. Then the new frequency sets of $F(i) = f(i) - f(-10)$ are introduced. The value of $a(i)$ obeys the parabolic relation as in Equation (77) because $\eta\mu''L_0(i)$ has Lorentzian characteristics.

$$y(i) = P F(i)^2 + Q F(i) + R \quad (77)$$

where P , Q , and R are the coefficients which should be determined by the least square method. The error function of E^2 is defined as follows:

$$E^2 = \sum \{y(i) - a(i)\}^2 = \sum \{P F(i)^2 + Q F(i) + R - a(i)\}^2 \quad (i = -10, -9, \dots, 0, 1, 2, 3) \quad (78)$$

The partial differentiations are performed regarding P , Q , and R to minimize E^2 .

Eventually, the coefficients of P , Q , and R could be determined by the next equations.

$$P = D_P / D, Q = D_Q / D, R = D_R / D \quad (79)$$

where

$$D = \begin{vmatrix} X_4 & X_3 & X_2 \\ X_3 & X_2 & X_1 \\ X_2 & X_1 & n \end{vmatrix} \quad D_P = \begin{vmatrix} X_2 A & X_3 & X_2 \\ X_1 A & X_2 & X_1 \\ A & X_1 & n \end{vmatrix} \quad D_Q = \begin{vmatrix} X_4 & X_2 A & X_2 \\ X_3 & X_1 A & X_1 \\ X_2 & A & n \end{vmatrix} \quad D_R = \begin{vmatrix} X_4 & X_3 & X_2 A \\ X_3 & X_2 & X_1 A \\ X_2 & X_1 & A \end{vmatrix} \quad (80)$$

where

$$X_4 = \sum F(i)^4, X_3 = \sum F(i)^3, X_2 = \sum F(i)^2, X_1 = \sum F(i), n = \sum F(i)^0 \quad (81)$$

$$X_2 A = \sum F(i)^2 a(i), X_1 A = \sum F(i) a(i), A = \sum a(i) \quad (82)$$

where n is the total number of the data. In this example $n = 14$.

As a result, the resonance frequency f_r is given by the Equation (83).

$$f_r = -Q / (2P) + f(-10) \quad (83)$$

The half line width Δf is also given by the Equation (84).

$$\Delta f = \frac{\sqrt{4PR - Q^2}}{P} \quad (84)$$

12.3.2.7 Calculation of effective gyromagnetic ratio γ_{eff}

The value of γ_{eff} could be derived through the next procedure.

- 1) By changing an applied magnetic field from H_1 to H_2 , the resonant frequency f_{r1} and f_{r2} can be measured correspondingly.
- 2) The effective gyromagnetic ratio γ_{eff} is derived by Equation (85).

$$\gamma_{\text{eff}} = \frac{2\pi(f_{r1} - f_{r2})}{\mu_0(H_1 - H_2)} (T^{-1}s^{-1}) \quad (85)$$

where

the frequency difference $(f_{r1} - f_{r2})$ should be larger than 600 MHz.

12.3.2.8 Calculations of fixture constant L_o and C_o

The equivalent circuit seeing a specimen with $\mu = 1$ from the reference plane is assumed to be a parallel circuit with L_o and C_o as shown in Figure 32.

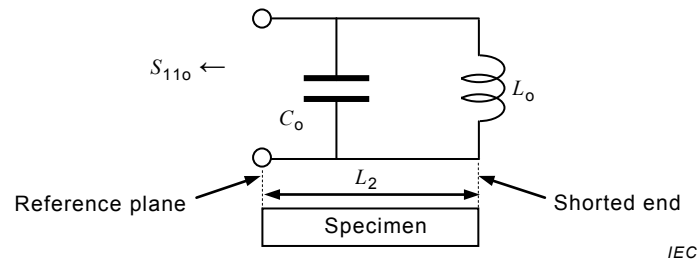


Figure 32 – Assumed equivalent circuit of the test fixture

If the test fixture impedance is designed to be 50Ω except the short end and the effect of the loading sample with $\mu = 1$ is negligible, the fixture constants of L_o and C_o are calculated as follows:

$$L_o = L L_2 (H) \quad (86)$$

$$C_o = 0,38 C L_2 (F) \quad (87)$$

where

L_2 is the length of the sample, and $L = 166,9$ nH/m and $C = 66,67$ pF/m [24] are the inductance and the capacitance per unit length of the 50Ω transmission line. The factor of 0,38 in Equation (87) was determined to minimize the lumped element model error in the wide measurement frequency range up to 10 GHz.

Table 3 shows the calculated fixture constants for 5 mm long specimens.

Table 3 – The fixture constants for 5 mm long specimens

Length of specimen	L_o	C_o
mm	nH	pF
5	0,834	0,127

12.3.3 Transmission method

12.3.3.1 Theory

A method recommended for the evaluation of ΔH and γ_{eff} at an arbitrary frequency is based on the measurement of the off-diagonal element of relative tensor permeability, κ , through a signal transmission [25]. A test fixture model used in this measurement is shown in Figure 33. The test fixture is constructed by two tri-plate lines stacked at right angle and a common ground plane between them with a coupling hole at the cross point of the two lines. One line used to apply an r.f. magnetic field to a specimen is terminated by a matched load to generate a uniform r. f. magnetic field. The other line used to detect a signal from the specimen is grounded at the edge of the coupling hole to avoid an error caused by leakage of an electric field from the coupling hole. A grid parallel to the driving r. f. magnetic field is provided in the coupling hole for further suppression of the electric field leakage.

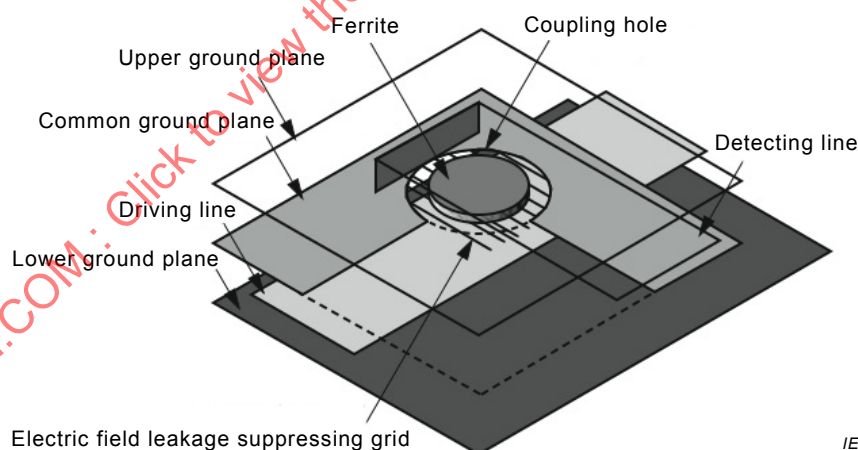
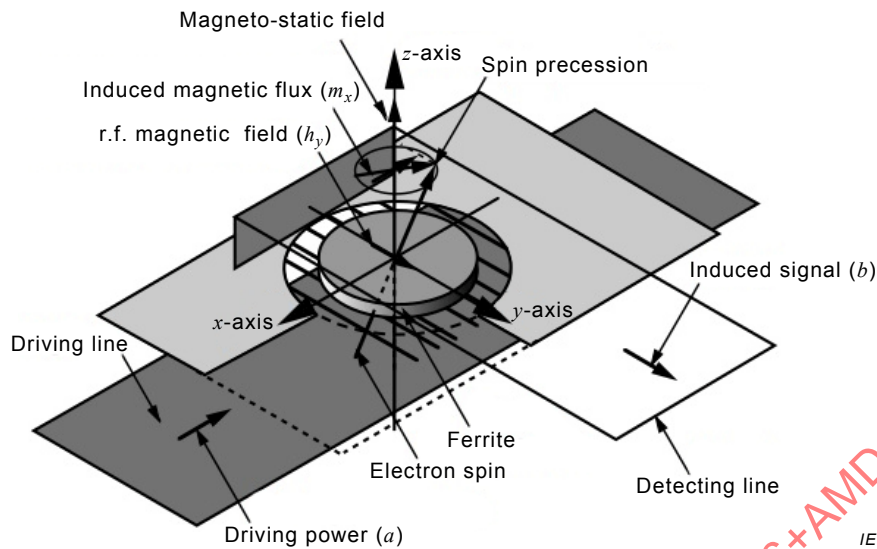


Figure 33 – Structure of test fixture to measure resonance linewidth by transmission

A ferrite specimen is positioned on the electric field leakage suppressor grid, facing the detecting line. A magneto-static field orthogonal to the driving r. f. magnetic field is applied to generate a precession of the electron spin in the ferrite and a gyromagnetic resonance. The spin precession induces a signal in the detecting line. These relationships are shown in Figure 34.



(A part of the ground plane is cut away to show the bottom part of test the fixture.)

IEC

Figure 34 – Model to measure resonance linewidth by transmission

Through the precession of the electron spin, the application of the magneto-static field to the test fixture results in a coupling between the driving and the detecting lines as shown in Equation (88) [25].

$$C = C_0 + 20 \log(|\kappa|) \quad (88)$$

where

C_0 is the coupling coefficient in dB defined by the diameter wavelength ratio of the hole;

κ is the off-diagonal element of relative tensor permeability of the ferrite specimen in the coupling hole.

Equation (88) shows that the signal intensity obtained from the test fixture is proportional to the absolute value of the off-diagonal element in the relative tensor permeability, κ , of the magnetized ferrite. The resonance is defined by the magneto-static field strength and the frequency to maximize the transmitted power, and the relationship between the resonance frequency and the internal magnetic field of the specimen is written as shown in Equation (89).

$$f_r = \frac{\gamma_{\text{eff}} H_i}{2\pi} \quad (89)$$

where

f_r is the resonance frequency;

γ_{eff} is the effective gyromagnetic ratio;

H_i is the internal magnetic field of the specimen.

The linewidth in the frequency, Δf , is defined as the difference between the two frequencies f_1 and f_2 at which the transmitted power by the ferrite material is one-half the maximum transmission as shown below.

$$\Delta f = |f_1 - f_2| \quad (90)$$

The line broadening by the external load is included in the linewidth. The broadening is adjusted from the maximum value of the transmission as described in 12.3.3.5. The linewidth described in the frequency is converted to the conventional linewidth in the magnetic field

strength by using the gyromagnetic ratio, γ_{eff} . γ_{eff} is a constant to define the resonance frequency from the internal magnetic field as shown in Equations (26) and (27) in Clause 6. Considering that γ_{eff} is independent from the shape of the specimen, it is calculated by two resonance conditions as shown in Equation (91).

$$\gamma_{\text{eff}} = \frac{2\pi(f_{r1} - f_{r2})}{H_{r1} - H_{r2}} \quad (91)$$

where

f_{r1} and f_{r2} are the first and the second resonance frequencies, respectively;

H_{r1} and H_{r2} are the magnetic field strengths corresponding to the resonance, respectively.

The obtained linewidth in the frequency, Δf , is converted to the conventional linewidth in the magnetic field strength, ΔH , using γ_{eff} . The details of the conversion are shown in 12.3.3.5 as well.

12.3.3.2 Test specimens and test fixtures

The test specimens for this method may be either spherical or disc-shaped. The specimen dimension shall be small compared with the wavelength in the specimen. The spherical specimen resonates at a lower magnetic field than the disc-shaped specimen. However, the linewidth broadening due to the insufficient saturation magnetization of the specimen and spin wave loss as referred to in Clause 6 will be observed in the spherical specimen. For disc specimens, the quotient of the diameter and the thickness shall exceed 15. Although the magnetic field should be increased, the ambiguities of the linewidth appearing in the spherical specimen become less so in the disc-shaped specimen shaped as described above. For specimens with a relatively narrow linewidth, the measurement result depends strongly on the surface state of the specimen. It is recommended to finish the surface of the specimen by referring to 6.4.

By way of an example, Figure 35 illustrates the whole structure of a test fixture to evaluate the resonance linewidth for 1 GHz to 10 GHz by transmission.

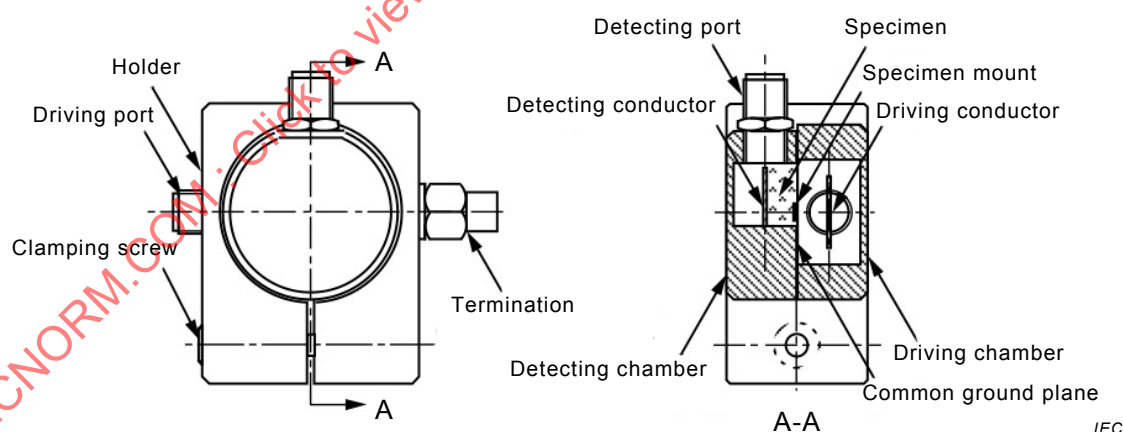
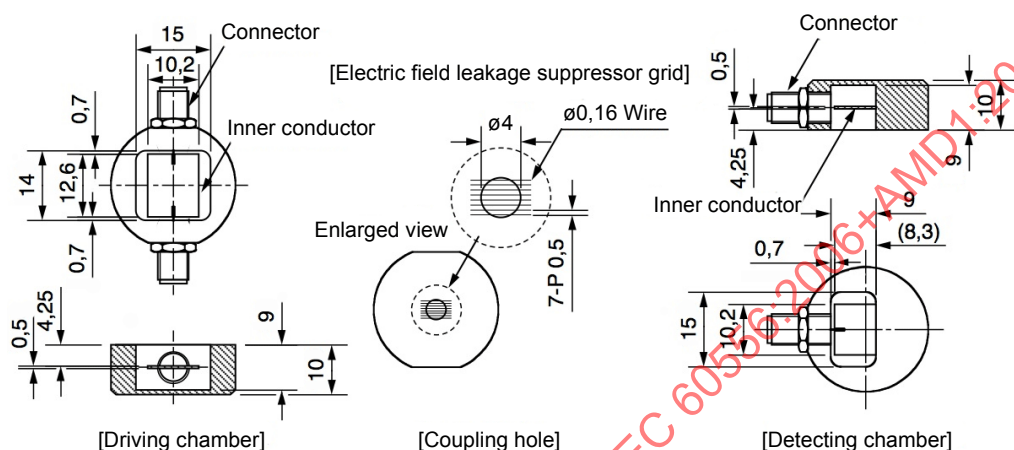


Figure 35 – Test fixture for measurement of resonance linewidth by transmission

The test fixture is constructed with a driving chamber, a detecting chamber, a ground plane with a coupling hole and a mount to maintain the transmission between them at a minimum when the magnetic field is not applied. The transmission with no magnetic field is called the isolation of the test fixture. A specimen is glued on a sample mount put in the detecting line to be positioned at the centre of the coupling hole.

The characteristic impedance of the test fixture should be the same as the impedance of the network analyzer, 50 Ω . It is favourable to adjust to 50 $\Omega \pm 2,5 \Omega$ for the transmission line of

the test fixture. The characteristic impedance of a transition from a connector to a transmission line should favourably be adjusted to $50 \Omega \pm 5 \Omega$. The error caused by a long line effect which appears in the cable connecting with the test fixture and the measuring equipment will be reduced by decreasing the standing wave in the cable. For accurate results, it is essential to adjust the isolation of 35 dB or more between the input and output ports of the test fixture when a specimen is installed and no magnetic field is applied. An example of the driving chamber, the detecting chamber and the coupling hole providing the electric field leakage suppressor grid is shown in Figure 36. It was confirmed that the requirements described above were satisfied when the test fixture is assembled as shown in Figure 35. A specimen mount is a styrene foam block which would be expendable.



IEC

Figure 36 – Example of a test fixture (tolerance: Class f)

The measured linewidth includes a line broadening caused by the external load and this should be adjusted. The adjustment described in Equation (101) is made to obtain a loose coupling between the load and the specimen. It is favourable to adjust the maximum transmission coefficient of the test fixture to lower than -25 dB from the reference level excluding the attenuation by the pad. On the other hand, a small resonance peak will be modulated by a signal leaked directly from the input line. The resonance peak higher than 25 dB from the background signal level will improve the accuracy of the evaluation. The two requirements for the transmission described above will be satisfied by adjusting the volume of the specimen. Considering the favourable conditions described above, the maximum size of the sample diameter will be 80 % of the coupling hole diameter. The quotient of the diameter and the thickness shall exceed 15.

12.3.3.3 Measuring apparatus

A block diagram of the equipment required for the measurement is shown in Figure 37.

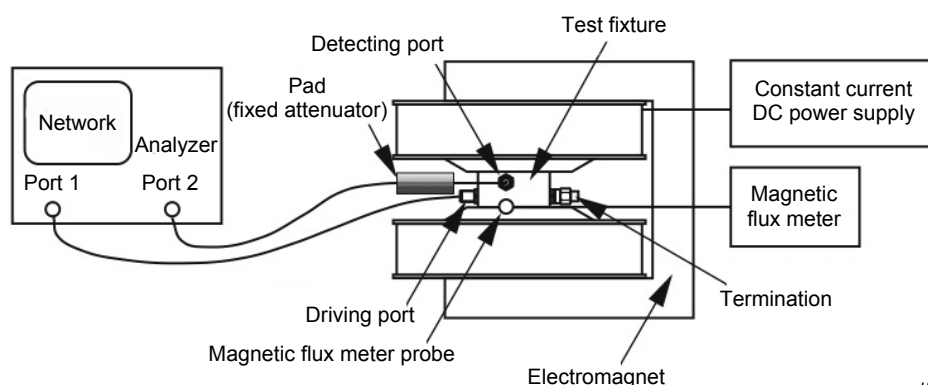


Figure 37 – Block diagram of the equipment for measuring the resonance linewidth

RF power from the driving channel of a network analyzer is fed to the driving port of the test fixture, and the output power from the detecting port of the test fixture is sent to the receiving channel of the network analyzer through a pad. A magneto-static field perpendicular to the r. f. magnetic field is applied to the specimen. To obtain a favourable stability in the measurement, a stabilized constant current power supply is recommended for the power source. A detecting probe of the magnetic flux meter shall be positioned between the test fixture and the pole piece.

The accuracy of the half power linewidth evaluation in the frequency domain is influenced by standing waves in the cables of the measuring apparatus called a long line effect. Insertion of the pad of 10 dB or more at the detecting port of the test fixture is recommended to reduce the error caused by the long line effect. In the same way, the length of the cables between the network analyzer and the test fixture should be made as short as possible.

12.3.3.4 Measuring procedure

The accuracy of digitalized measuring equipment is very high but sometimes the function of the digitalized frequency synthesizer makes it difficult to adjust the frequency to the half power points accurately. The measuring procedures in 12.3.3.4 are based on a method to obtain the accurate half power points using numerical analysis. Theoretical details of this analysis are shown in 12.3.3.5. When the measuring frequency range is new, the calibration of the measuring apparatus without the test fixture should be made at first. It is supposed that the network analyzer provides marker functions to show the frequency and the signal level of the marker position and to search the maximum of the trace on the display as well. The calibration procedure will be made as shown below.

- 1) Take off the two cables and pad shown in Figure 37 from the test fixture.
- 2) Connect the two cables including the pads with a jack-to-jack adapter.
- 3) Move the marker to the frequency at which the resonance will be measured, f_{1r} .
- 4) Record S_{21} at the frequency f_{1r} as the reference signal level, A_{1r} .

If the flatness of the signal level is less than ± 1 dB within the expected frequency range of the linewidth, the reference level could be represented by the value at the centre of the measuring frequency. The flatness of the reference level larger than ± 1 dB suggests some loose connections in the cable caused by the poor flatness. The recovery of the flatness would be made by checking the cable connection.

The linewidth measurement starts from here and this will be carried out by the steps shown below. The measurement shall be made for two frequencies to obtain the accurate value of

γ_{eff} .

Prior to the linewidth measurement, the isolation of the test fixture with the specimen should be maximized. The procedures are shown from step 5) to step 8). The procedures to measure the linewidth are described from step 10) to step 13).

- 5) Position a specimen at the centre of the coupling hole. This positioning will be accomplished by pasting the specimen to the corresponding position on the specimen stage facing the coupling hole.
- 6) Take off the jack-to-jack adapter from the cable and substitute the test fixture between the cables after the reference level measurement. The pad should be installed at the output port of the test fixture.
- 7) Loosen the clamping screw and change the angle of the driving chamber and the detecting chamber until the transmission between two ports becomes minimum. Usually the transmission will be smaller than -80 dB.
- 8) Tighten the clamping screw of the mount.
- 9) Set up the test fixture carefully in the gap of the pole pieces of the electromagnet to make the two centres of the specimen and the pole pieces coincide with each other.
- 10) Apply the magnetic field and adjust so that the maximum of the transmission comes to the frequency at which the reference level was taken.
- 11) Search the accurate frequency of the maximum transmission using the search function of the marker and record the frequency and the amplitude as f_{12} and A_{12} , respectively.
- 12) Move the marker to the lower frequency and adjust the amplitude at 3 dB lower from A_{12} . Read and record the frequency and the signal level as f_{11} and A_{11} , respectively.
- 13) Move the marker to the higher frequency side from the peak and adjust the amplitude at 3 dB lower from A_{12} . Read and record the values as f_{13} and A_{13} , respectively.

The whole procedures described above are shown in Figure 38.

Although the adjustment of the marker may be coarse, the recording of the data shall be accurate. Repeat the procedure from step 10) to step 13) for the measurement of the other frequency as A_{2i} and f_{2i} . It is favourable to select the frequency more than 300 MHz apart from the former measurement to obtain an accurate γ_{eff} .

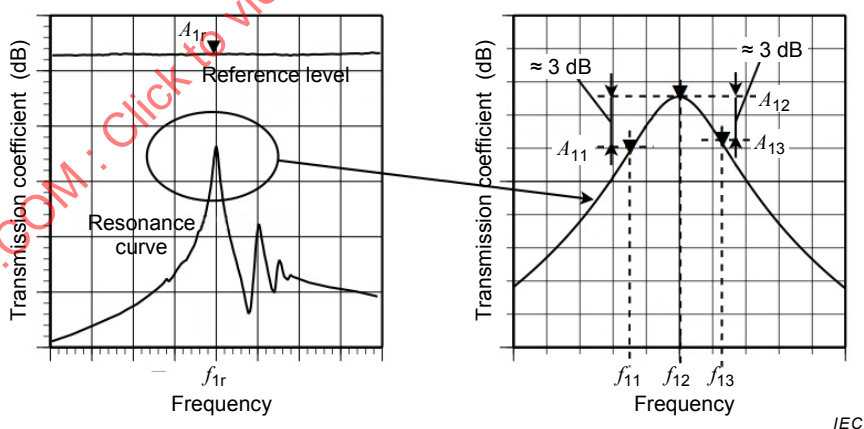


Figure 38 – Measurement procedures

12.3.3.5 Calculation

The gyromagnetic linewidth is defined as the difference between the two frequencies at which the transmission level becomes 3 dB lower than the maximum transmission, and the resonance frequency is given as the average of the two frequencies. A method to decide the resonance curve accurately by numerical analysis is described in 12.3.3.5. This method will fully bring the features of the digitalized measuring equipment.

Equation (88) means that the transmitted power from the test fixture is proportional to $|\kappa|^2$ and this is written by Equation (92).

$$|\kappa|^2 = \frac{(2\pi\mu_0 f M_s / \gamma)^2}{(H_i^2 - 4\pi^2 f^2 / \gamma^2)^2 + (2\pi\Delta f / \gamma)^2 H_i^2} \quad (92)$$

where

H_i is the internal magnetic field strength of the specimen;

f is the frequency of the driving r. f. magnetic field;

M_s is the saturation magnetization of the specimen;

Δf is the half-power linewidth;

γ is the gyromagnetic ratio.

When $x = H_i - 2\pi f / \gamma$ and the relationship $|x| \ll 2\pi f / \gamma$ are confirmed at the frequency close to the resonance, Equation (92) is rewritten as follows:

$$|\kappa|^2 = \frac{(\mu_0 M_s)^2}{4(H_i - 2\pi f / \gamma)^2 + (2\pi\Delta f / \gamma)^2} = \frac{(\mu_0 M_s)^2}{4x^2 + (2\pi\Delta f / \gamma)^2} \quad (93)$$

This means that $|\kappa|^2$ is expressed by a Lorentzian function when the frequency change is small enough compared to the resonance frequency. The linewidth will be given by solving the equation after the acquired data are adapted to a Lorentzian function. However, this cannot be solved analytically because the Lorentzian function is a fractional function. As the inverse of the Lorentzian function is parabolic, the inverse of the acquired data is reduced to a parabolic equation in terms of the frequency as shown below and can be solved analytically.

$$P_i = \frac{1}{P_i} = af_i^2 + bf_i + c \quad (94)$$

where

P_i is the i^{th} acquired power;

f_i is the i^{th} frequency.

The half-power points of the resonance curve correspond to the points twice the minimum value of Equation (94). The equation to be solved is defined as shown in Equation (95).

$$af^2 + bf + c \equiv a\left(f + \frac{b}{2a}\right)^2 + c - \frac{b^2}{4a} = 2\left(c - \frac{b^2}{4a}\right) \quad (95)$$

This equation has two solutions $f = (-b \pm \sqrt{4ac - b^2}) / 2a$. The resonance frequency is given by the average of the two, and the linewidth in the frequency is given by the difference of the two.

The procedure to obtain the parabola will be carried out as follows. Firstly, the measured signal amplitudes in dB around the resonance, A_i , are converted to the linear scale and the inversed power of the resonance is calculated by using the reference signal level, A_r .

$$I_i = 10^{(A_r - A_i)/10} \quad (96)$$

Four determinants shown below are calculated from the values given by Equation (96).

$$D = \begin{vmatrix} (f_1 - f_2)^2 & (f_1 - f_2) & 1 \\ 0 & 0 & 1 \\ (f_3 - f_2)^2 & (f_3 - f_2) & 1 \end{vmatrix}, D_a = \begin{vmatrix} I_1 & f_1 - f_2 & 1 \\ I_2 & 0 & 1 \\ I_3 & f_3 - f_2 & 1 \end{vmatrix}, D_b = \begin{vmatrix} (f_1 - f_2)^2 & I_1 & 1 \\ 0 & I_2 & 1 \\ (f_3 - f_2)^2 & I_3 & 1 \end{vmatrix} \text{ and } D_c = \begin{vmatrix} (f_1 - f_2)^2 & (f_1 - f_2) & I_1 \\ 0 & 0 & I_2 \\ (f_3 - f_2)^2 & (f_3 - f_2) & I_3 \end{vmatrix} \quad (97)$$

where

f_i is the frequency of the output power at the i^{th} measurement;

I_i is the inverse of the output power at the i^{th} measurement.

In this procedure, the frequencies were converted to the shifted frequencies from the resonance frequency to avoid rounding errors caused by the product of the values with high figures. The coefficients of the parabolic equation to be obtained are written as shown in Equation (98) using the determinants of Equation (97).

$$a = \frac{D_a}{D}, b = \frac{D_b}{D} \text{ and } c = \frac{D_c}{D} \quad (98)$$

The procedures to obtain the resonance linewidth described above are illustrated in Figure 39.

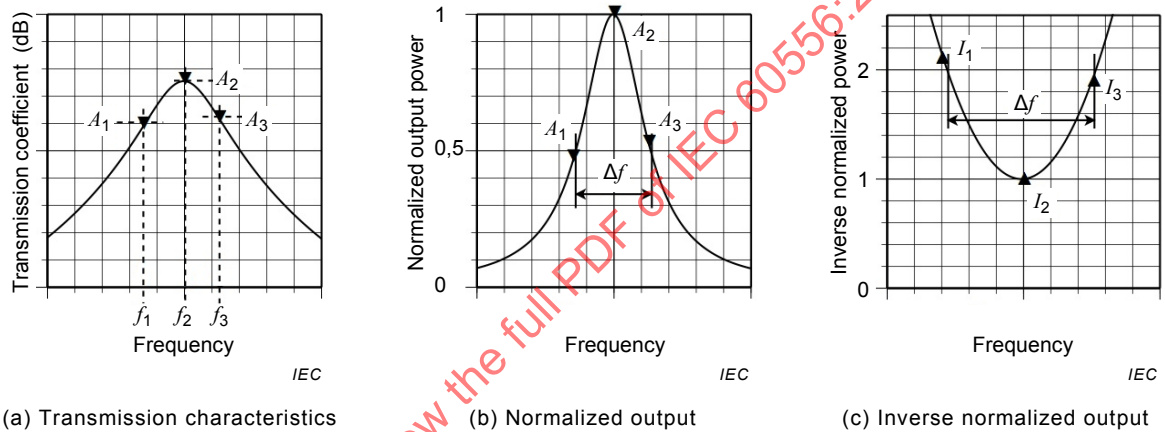


Figure 39 – Steps to obtain resonance linewidth by numerical analysis

The resonance frequency, f_r , and the loaded linewidth in the frequency, Δf_l , are given as shown in Equations (99) and (100). The frequency shift to avoid the rounding error is recovered in this equation.

$$f_r = f_2 - \frac{b}{2a} \quad (99)$$

$$\Delta f_l = \frac{\sqrt{4ac - b^2}}{a} \quad (100)$$

The obtained resonance linewidth in the frequency is a linewidth including the linewidth broadening caused by the external loads and this should be adjusted as shown in Equation (101) [26].

$$\Delta f_u = (1 - \sqrt{I_2}) \Delta f_l \quad (101)$$

The effective gyromagnetic ratio is calculated to convert the resonance linewidth in the frequency to that in the magnetic field strength, and the coefficient is written as shown in Equation (102) if the measuring frequencies are two. The suffixes 1 and 2 of the resonance frequency, f_{ri} , and the magnetic flux density, B_i , mean the order of measurement.

$$\gamma_{\text{eff}} = 2\pi \frac{f_{r2}(\text{MHz}) - f_{r1}(\text{MHz})}{795,8[B_2(\text{mT}) - B_1(\text{mT})]} \quad (102)$$

Finally, the resonance linewidth in the magnetic field strength is given by Equation (103).

$$\Delta H = \frac{2\pi A f_U}{\gamma_{\text{eff}}} \quad (103)$$

NOTE If the frequencies are measured with the accuracy of 10^{-9} , the amplitudes with the accuracy of 0,01 dB and the magnetic field strengths with the accuracy of ± 1 %, the relative errors in the determination of ΔF and γ_{eff} become ± 1 % for both. The error caused by the leakage of the electric field from the coupling hole has been lower than ± 3 % if the isolation is higher than 35 dB. Finally, the overall accuracy of the ΔH evaluation becomes ± 5 %. It has been confirmed that the difference between the results measured by the method described in Clause 6 and this method was less than 1,5 %.

12.3.3.6 Data presentation

The data sheet shall be presented so as to conform with the requirements of IEC 60392. The measurement frequency shall be declared: this may be done by using a subscript for the measuring frequency in gigahertz, i.e. ΔH_{10} (if measured at 10 GHz). Information on the shape and size of the specimen (spherical or disc-shaped, dimensions) is desirable, and its unique identity shall be given.

Annex A (informative)

Method to calculate the linewidth using a spreadsheet software program

A.1 General

An example of calculation using a spreadsheet software is shown here to save the labour of calculation. The theoretical details of this method have been described in 12.2.3.5 already.

A.2 Object

A sheet to calculate the linewidth should be prepared at first by referring to the procedure shown below. Copy the source code shown on the next page and paste it to an appropriate text editor with an appropriate title at first. The calculating sheet is given by importing the source code file into a spreadsheet software program following the procedure shown below. This source code file is written in CSV (comma-separated value) format. An example shown in Table A.1 would be able to help for carrying out this procedure.

A.3 Calculating procedure

The calculation and the measurement will be made simultaneously when a personal computer installing the spreadsheet software is prepared. This instruction is described by supposing that the computer is provided with the network analyzer. The measurement and the calculation procedures will be carried out as follows.

- 1) Enter the reference level at the centre frequency into the required cells as A_{1r} .
- 2) Enter the magnetic flux density, B_{11} , into the required cell, after the magnetic field was adjusted to maximize the transmission at the frequency at which the reference level was taken.
- 3) Enter the data into the array [Data 12] at first. The frequency and the signal level of the maximum transmission are searched using the maximum searching function of the network analyzer. The marker values are entered into the cell [Frq.] in MHz and into the cell [S_{21}] in dB as f_{12} and A_{12} , respectively. f_{12} will appear at the frequency cell at which the reference level was taken.
- 4) Power in the linear scale, P_{12} , will appear in the right cell of A_{12} .
- 5) When A_{12} is entered, the target values of the signal level to be measured will appear at the column [Target].
- 6) Adjust the marker to the half-power point of the lower frequency referring to the target value of A_{11} and enter the values in the array [Data 11] in the same way as described in 3).
- 7) The same procedure will be repeated to enter f_{13} and A_{13} to the array [Data 13].
- 8) Frequency shifts from the centre frequency, f_{1i} to f_{12} , in MHz and the inverses of power, I_{1i} , will appear in the [Frq_shift] and [Inv_power] columns after these values have been entered.
- 9) Four determinants and the coefficients to calculate the equation $I_i = af_{1i}^2 + bf_{1i} + c$ will appear in the right two columns successively.
- 10) The resonance frequency and the resonance linewidth in the frequency appear finally. The resonance linewidth broadening caused by the external load is adjusted by this calculation procedure in this cell.
- 11) Repeat the process shown above for the next frequencies f_{22} , f_{21} and f_{23} .

- 12) The effective- $\gamma/2\pi$ and the resonance linewidth in the magnetic field strength for the two frequencies are displayed after the data input of the next frequencies are completed.

Two linewidths will be described in terms of the magnetic field strength, A/m, and the magnetic flux density, mT, as a result. The readout using the flux density is one order smaller than the value described in Oe. The conversion to the linewidth in Oe, currently used, will become easier with this representation.

The source code for a spreadsheet software program is as follows:

```
Data,B [mT],Freq. [MHz],S21 [dB],Target [dB],Power,Frq_shift,Inv_power,D Da b & c,a b and c
11,,, = D3-3, = EXP(LN(10)*(D2-D5)/10), = C2-C3, = F3/F2, = G2*G4*G4-G2*G2*G4, = I3/I2
12, = B2,,, = D3, = EXP(LN(10)*(D3-D5)/10), = C3-C3, = F3/F3, = H3*G4+H4*G2-H3*G2-H2*G4, = I4/I2
13, = B2,,, = D3-3, = EXP(LN(10)*(D4-D5)/10), = C4-C3, = F3/F4, = G2*G2*H3+G4*G4*H2-G4*G4*H3-
G2*G2*H4, = I5/I2
,Ref_Level, = C3,,, = EXP(LN(10)*D5/10),,,, = G2*H3*G4*G4-G4*H3*G2*G2

Data,B [mT],Freq. [MHz],S21 [dB],Target [dB],Power,Frq_shift,Inv_power,D Da b & c,a b and c
21,,, = D9-3, = EXP(LN(10)*(D8-D11)/10), = C8-C9, = F9/F8, = G8*G10*G10-G8*G8*G10, = I9/I8
22, = B8,,, = D9, = EXP(LN(10)*(D9-D11)/10), = C9-C9, = F9/F9, = G10*H9+G8*G10-G8*H9-G10*H8, = I10/I8
23, = B8,,, = D9-3, = EXP(LN(10)*(D10-D11)/10), = C10-C9, = F9/F10, = G8*G8*H9+G10*G10*H8-G10*G10*H9-
G8*G8*H10, = I11/I8
,Ref_Level, = C9,,, = EXP(LN(10)*D11/10),,,, = G8*H9*G10*G10-G10*H9*G8*G8

,B [mT],Res_freq [MHz],Delta_f [MHz],Gam'a/2pi,Delta_H [A/m],Delta_B [mT]
, = B2, = C3-J3/(2*J2), = (1-SQRT(F9/F5))*SQRT(4*J2*J4-J3*J3)/J2, = (C15-C14)/(B15-
B14)/795,8, = D14/E14, = F14/795,8
, = B8, = C9+J9/(2*J8), = (1-SQRT(F9/F11))*SQRT(4*J2*J4-J3*J3)/J2,[MHz/A/m], = D15/E14, = F15/795,8
```

Table A.1 gives an example of the linewidth calculation using a spreadsheet software program.

Table A.1 – Example of the linewidth calculation using a spreadsheet software program

Data	B [mT]	Freq. [MHz]	S21 [dB]	Target [dB]	Power	Frq_shift	Inv_power	D, Da,b &c	a,b and c
11	416,1	8 969	-49,89843	-49,87695	0,000111648	-32	2,005155233	-56 608	0,001066946
12	416,1	9 001	-46,87695	-46,87695	0,000223872	0	1	-60,3976738	0,002731168
13	416,1	9 030	-49,83593	-49,87695	0,000113267	29	1,976505376	-154,6059544	1
	Ref_Level	9 001	-10,37695		0,091686417			-56 608	

Data	B [mT]	Freq. [MHz]	S21 [dB]	Target [dB]	Power	Frq_shift	Inv_power	D, Da,b &c	a,b and c
21	423,4	9 170,5	-49,75293	-49,67285	0,00011496	-30	2,032394449	-51 330	0,016947973
22	423,4	9 200,5	-46,67285	-46,67285	0,000233644	0	1	-869,939439	0,000883459
23	423,4	9 229,5	-49,71582	-49,67285	0,000115947	29	2,015101842	-45,34792642	1
	Ref_Level	9 200,5	-10,3584		0,092078874			-51 330	

B [mT]	Res_freq [MHz]	Delta_f [MHz]	Gam'a/2PI	Delta_H [A/m]	Delta_B [mT]
416,1	8 999,7	58,08	0,034565028	1 680,3	2,11
423,4	9 200,5	58,09	[MHz/A/m]	1 680,6	2,11

Bibliography

- [1] SMITH, D. O. *Rev. Sci. Instr.*, 27, 261, 1956.
- [2] DWIGHT, K., MENYUK, N. and SMITH, D. O. *J. Appl. Phys.*, 29, 491, 1958.
- [3] CASE, W. E. and HARRINGTON, R. D. *J. Res. NBS.*, 70C, 255, 1966.
- [4] FREDERICK, N. *Proc. IRE.*, 49, 1499, 1961.
- [5] FONER, S. *Rev. Sci. Instr.*, 30, 548, 1959.
- [6] SPARKS, M. *Ferromagnetic Relaxation Theory*, McGraw Hill, 1964.
- [7] PATTON, C. E. and GREEN, J. J. *Rev. Sci. Instr.*, 42, No. 2, pp. 193-195, Feb. 1971.
- [8] PATTON, C. E. *A Review of MW-Relaxation in Polycrystalline Ferrites*, IEEE Trans. Magn. 8, 1972.
- [9] VREHEN, Q. H. F. *Journal of Applied Physics*, Vol. 40, No. 4, 15 March 1969.
- [10] VALLANTIN, B. et al. *Proceedings of the EMC*, 1973.
- [11] COURTOIS, L. LEMAIRE, B. *CR Acad. Sc.*, 256, April 1963.
- [12] PATTON, C. E. *Physical Review*, Vol. 1, No. 2, 10 March 1969.
- [13] SCHANDA, *Archiv der Elektr. Übertragung*, 20, 501, 1966.
- [14] MONTGOMERY, [Editor] *Technique of Microwave Measurements*, New York, 1947.
- [15] BRONWELL and BEAM *Theory and Application of Microwaves*, New York, 1947.
- [16] BETHE and VERWEEL *IEEE Trans. on Magnetism*, Vol. MAG-5, 474, 1969.
- [17] ESTIN and BUSSEY *IRE Trans. MTT-8*, 650, 1960.
- [18] HERMOSIN, A. [these]: Contribution à l'étude de la mesure des caractéristiques diélectriques à 9 GHz, Université de Paris, 1970.
- [19] KAYE, G. W. C. and LABY, P. H. [Longmans, 13th edition]: *Tables of Physical and Chemical Constants and some Mathematical Functions*.
- [20] I. Bady: "Measurement of Linewidth of Single Crystal Ferrites by Monitoring the Reflected Wave in Short-Circuited Transmission Line", *IEEE Trans. Magn. MAG-3*, No.3, 521-526 (1967)
- [21] S. Takeda and H. Suzuki: "Wideband Measurement System of $\Delta H\omega$ using All Shielded Shorted Microstrip Line", *J. Magn. Soc. Jpn.*, 33, 171-174 (2009)
- [22] B. Lax and K. J. Button: "Microwave Ferrites and Ferrimagnetics", McGraw-Hill Co. Inc. 1962 p.153
- [23] *ibid*; p.169

- [24] D. M. Pozar, "Microwave Engineering" John Wiley & Sons, Inc. p 62, p159 , 1998
- [25] D. Stinson, "Ferrite line width measurements in a cross-guide coupler" IRE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. 6, no. 4, pp. 446-450, 1958
- [26] Arthur. F. Harvey, Microwave Engineering, p 201, New York: Academic Press, 1963

IECNORM.COM : Click to view the full PDF of IEC 60556:2006+AMD1:2016 CSV

IECNORM.COM : Click to view the full PDF of IEC 60556:2006+AMD1:2016 CSV

SOMMAIRE

AVANT-PROPOS	82
1 Domaine d'application	84
2 Références normatives	84
3 Termes et définitions	84
4 Aimantation à saturation M_S	84
4.1 Généralités	84
4.2 Objet	85
4.3 Théorie	85
4.4 Echantillon d'essai	86
4.5 Appareil de mesure pour la méthode de la bobine vibrante	86
4.6 Appareil de mesure pour la méthode des échantillons vibrants	89
4.7 Etalonnage	92
4.8 Procédure de mesure	94
4.9 Calcul	95
4.10 Précision	95
4.11 Présentation des données	95
5 Aimantation (à l'intensité de champ spécifiée) M_H	95
5.1 Généralités	95
5.2 Objet	96
5.3 Théorie	96
5.4 Spécimen d'essai	98
5.5 Appareil de mesure	99
5.6 Etalonnage	101
5.7 Procédure de mesure	101
5.8 Calcul	101
5.9 Précision	102
5.10 Présentation des données	102
6 Largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH et facteur de Landé efficace g_{eff} (cas général)	102
6.1 Généralités	102
6.2 Objet	102
6.3 Théorie	103
6.4 Spécimens d'essai et cavités	104
6.5 Appareil de mesure	106
6.6 Procédure de mesure	106
6.7 Calcul	108
6.8 Précision	108
6.9 Présentation des données	108
7 Largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH_{10} et facteur de Landé efficace g_{10} (à 10 GHz)	108
7.1 Généralités	108
7.2 Objet	108
7.3 Théorie	108
7.4 Spécimen d'essai et cavité	109
7.5 Appareil de mesure	110
7.6 Procédure de mesure	110

7.7	Calcul.....	111
7.8	Précision.....	111
7.9	Présentation des données.....	111
8	Largeur de raie de la résonance des ondes de spin ΔH_k	112
8.1	Généralités.....	112
8.2	Objet.....	112
8.3	Théorie.....	112
8.4	Spécimen d'essai et cavité.....	115
8.5	Appareil de mesure.....	116
8.6	Etalonnage.....	116
8.7	Procédure de mesure.....	116
8.8	Calcul.....	117
8.9	Précision.....	117
8.10	Présentation des données.....	117
9	Largeur de raie efficace ΔH_{eff}	117
9.1	Généralités.....	117
9.2	Objet.....	118
9.3	Théorie.....	118
9.4	Spécimen d'essai et cavité.....	120
9.5	Appareil de mesure.....	121
9.6	Etalonnage.....	121
9.7	Réglage de l'appareil.....	121
9.8	Procédure de mesure.....	122
9.9	Calcul.....	124
9.10	Précision.....	124
9.11	Présentation des données.....	124
10	Permittivité complexe ϵ_r	124
10.1	Généralités.....	124
10.2	Objet.....	124
10.3	Théorie.....	125
10.6	Procédure de mesure.....	128
10.7	Calcul.....	128
10.8	Précision.....	129
10.9	Présentation des données.....	129
10.4	Spécimen d'essai et cavité.....	127
10.5	Appareil de mesure.....	127
11	Densité apparente ρ_{app}	129
11.1	Généralités.....	129
11.2	Densité apparente (par mensuration).....	129
11.3	Densité apparente (par densitométrie dans l'eau).....	130
12	Largeur de raie de la résonance gyromagnétique ΔH et rapport gyromagnétique efficace γ_{eff} par une méthode non résonante.....	132
12.1	Généralités.....	132
12.2	Objet.....	133
12.3	Méthodes de mesure.....	133
	Annexe A (informative) Méthode de calcul de la largeur de raie utilisant un tableur.....	150
	Bibliographie.....	152

Figure 1 – Méthode de la bobine vibrante – Disposition des bobines et de l'échantillon	87
Figure 2 – Configuration des champs magnétiques	87
Figure 3 – Appareil de mesure (méthode de la bobine vibrante).....	89
Figure 4 – Méthode de l'échantillon vibrant – Disposition des bobines et de l'échantillon	90
Figure 5 – Appareil de mesure (méthode des échantillons vibrants).....	91
Figure 6 – Courbes d'hystérésis pour un matériau magnétique: courbe $B(H)$, courbe $M(H)$	96
Figure 7 – Echantillon d'essai avec unité de compensation	98
Figure 8 – Spécimen d'essai	98
Figure 9 – Circuit de mesure pour déterminer l'aimantation (à une intensité de champ spécifiée) M_H	99
Figure 10 – Intégrateur de Miller	100
Figure 11 – Cavité pour mesurer la largeur de raie de la résonance gyromagnétique et le facteur de Landé efficace	104
Figure 12 – Résonateur à ligne à ruban pour mesurer la largeur de raie de la résonance gyromagnétique et le facteur de Landé efficace à basse fréquence	105
Figure 13 – Schéma des équipements nécessaires pour mesurer la largeur de raie de la résonance gyromagnétique et le facteur de Landé efficace	107
Figure 14 – Schéma des équipements nécessaires pour mesurer la largeur de raie de la résonance gyromagnétique et le facteur de Landé efficace à 10 GHz.....	111
Figure 15 – Absorption auxiliaire et saturation de la résonance normale	113
Figure 16 – Détérioration d'une impulsion au début de la résonance auxiliaire.....	113
Figure 17 – Intensité du champ RF critique mesurée en fonction de la durée d'impulsion t_d	114
Figure 18 – Cavité TE_{104} typique pour la mesure de la largeur de raie de résonance des ondes de spin à environ 9,3 GHz.....	115
Figure 19 – Schéma fonctionnel des équipements d'essai de largeur de raie de résonance des ondes de spin	116
Figure 20 – Vue en coupe de la cavité avec le spécimen	119
Figure 21 – Dimensions d'une cavité conçue pour entrer en résonance à une fréquence de 9,1 GHz.....	119
Figure 22 – Représentation schématique des équipements de mesure de la largeur de raie efficace ΔH_{eff}	121
Figure 23 – Détermination de Q_0	123
Figure 24 – Cavité résonante idéale avec spécimen, utilisée pour le calcul théorique (vue en coupe).....	125
Figure 25 – Dimensions de la cavité résonante avec le spécimen	127
Figure 26 – Schéma des équipements nécessaires pour la mesure de la constante diélectrique complexe	128
Figure 27 – Représentation schématique d'un montage de ligne à microruban court-circuitée avec un spécimen	134
Figure 28 – Circuits équivalents d'une ligne à microruban court-circuitée.....	134
Figure 29 – Coupe représentant la ligne à microruban court-circuitée entièrement blindée avec un spécimen.....	135
Figure 30 – Représentation schématique du système de mesure	136

Figure 31 – Courbe d'absorption observée de la partie imaginaire $\eta\mu''L_0$ de l'inductance pour un spécimen gyromagnétique carré de 5 mm, de 0,232 mm d'épaisseur et avec $M_s = 0,08$ T	138
Figure 32 – Circuit équivalent du dispositif d'essai	139
Figure 33 – Structure du montage d'essai pour mesurer la largeur de raie de la résonance par transmission	141
Figure 34 – Modèle de mesure de la largeur de raie de la résonance par transmission	141
Figure 35 – Montage d'essai pour mesurer la largeur de raie de la résonance par transmission	143
Figure 36 – Exemple de montage d'essai (tolérance: classe f)	144
Figure 37 – Représentation schématique de l'appareil de mesure de la largeur de raie de la résonance	144
Figure 38 – Procédures de mesure	146
Figure 39 – Etapes pour obtenir une largeur de raie de la résonance par analyse numérique	148
Tableau 1 – Dimensions typiques du montage d'essai	135
Tableau 2 – Formes et dimensions typiques des spécimens	135
Tableau 3 – Constantes du montage pour des spécimens de 5 mm de long	140
Tableau A.1 – Exemple de calcul de largeur de raie utilisant un tableur	151

COMMISSION ÉLECTROTECHNIQUE INTERNATIONALE

**MATÉRIAUX GYROMAGNÉTIQUES DESTINÉS
À DES APPLICATIONS HYPERFRÉQUENCES –
MÉTHODES DE MESURE DES PROPRIÉTÉS**

AVANT-PROPOS

- 1) La Commission Electrotechnique Internationale (IEC) est une organisation mondiale de normalisation composée de l'ensemble des comités électrotechniques nationaux (Comités nationaux de l'IEC). L'IEC a pour objet de favoriser la coopération internationale pour toutes les questions de normalisation dans les domaines de l'électricité et de l'électronique. A cet effet, l'IEC – entre autres activités – publie des Normes internationales, des Spécifications techniques, des Rapports techniques, des Spécifications accessibles au public (PAS) et des Guides (ci-après dénommés "Publication(s) de l'IEC"). Leur élaboration est confiée à des comités d'études, aux travaux desquels tout Comité national intéressé par le sujet traité peut participer. Les organisations internationales, gouvernementales et non gouvernementales, en liaison avec l'IEC, participent également aux travaux. L'IEC collabore étroitement avec l'Organisation Internationale de Normalisation (ISO), selon des conditions fixées par accord entre les deux organisations.
- 2) Les décisions ou accords officiels de l'IEC concernant les questions techniques représentent, dans la mesure du possible, un accord international sur les sujets étudiés, étant donné que les Comités nationaux de l'IEC intéressés sont représentés dans chaque comité d'études.
- 3) Les Publications de l'IEC se présentent sous la forme de recommandations internationales et sont agréées comme telles par les Comités nationaux de l'IEC. Tous les efforts raisonnables sont entrepris afin que l'IEC s'assure de l'exactitude du contenu technique de ses publications; l'IEC ne peut pas être tenue responsable de l'éventuelle mauvaise utilisation ou interprétation qui en est faite par un quelconque utilisateur final.
- 4) Dans le but d'encourager l'uniformité internationale, les Comités nationaux de l'IEC s'engagent, dans toute la mesure possible, à appliquer de façon transparente les Publications de l'IEC dans leurs publications nationales et régionales. Toutes divergences entre toutes Publications de l'IEC et toutes publications nationales ou régionales correspondantes doivent être indiquées en termes clairs dans ces dernières.
- 5) L'IEC elle-même ne fournit aucune attestation de conformité. Des organismes de certification indépendants fournissent des services d'évaluation de conformité et, dans certains secteurs, accèdent aux marques de conformité de l'IEC. L'IEC n'est responsable d'aucun des services effectués par les organismes de certification indépendants.
- 6) Tous les utilisateurs doivent s'assurer qu'ils sont en possession de la dernière édition de cette publication.
- 7) Aucune responsabilité ne doit être imputée à l'IEC, à ses administrateurs, employés, auxiliaires ou mandataires, y compris ses experts particuliers et les membres de ses comités d'études et des Comités nationaux de l'IEC, pour tout préjudice causé en cas de dommages corporels et matériels, ou de tout autre dommage de quelque nature que ce soit, directe ou indirecte, ou pour supporter les coûts (y compris les frais de justice) et les dépenses découlant de la publication ou de l'utilisation de cette Publication de l'IEC ou de toute autre Publication de l'IEC, ou au crédit qui lui est accordé.
- 8) L'attention est attirée sur les références normatives citées dans cette publication. L'utilisation de publications référencées est obligatoire pour une application correcte de la présente publication.
- 9) L'attention est attirée sur le fait que certains des éléments de la présente Publication de l'IEC peuvent faire l'objet de droits de brevet. L'IEC ne saurait être tenue pour responsable de ne pas avoir identifié de tels droits de brevets et de ne pas avoir signalé leur existence.

DÉGAGEMENT DE RESPONSABILITÉ

Cette version consolidée n'est pas une Norme IEC officielle, elle a été préparée par commodité pour l'utilisateur. Seules les versions courantes de cette norme et de son(s) amendement(s) doivent être considérées comme les documents officiels.

Cette version consolidée de l'IEC 60556 porte le numéro d'édition 2.1. Elle comprend la deuxième édition (2006-04) [documents 51/850/FDIS et 51/859/RVD] et son amendement 1 (2016-03) [documents 51/1064/CDV et 51/1089A/RVC]. Le contenu technique est identique à celui de l'édition de base et à son amendement.

Cette version Finale ne montre pas les modifications apportées au contenu technique par l'amendement 1. Une version Redline montrant toutes les modifications est disponible dans cette publication.

La Norme internationale IEC 60556 a été établie par le comité d'études 51 de l'IEC: Composants magnétiques et ferrites.

Cette deuxième édition est une consolidation de la première édition et de ses amendements 1 et 2. Elle inclut des améliorations éditoriales et des améliorations des figures.

La présente norme doit être lue conjointement avec l'IEC 60392.

Le texte anglais de cette norme est issu des documents 51/850/FDIS et 51/859/RVD.

La version française de cette norme n'a pas été soumise au vote.

Cette publication a été rédigée selon les Directives ISO/IEC, Partie 2.

Le comité a décidé que le contenu de la publication de base et de son amendement ne sera pas modifié avant la date de stabilité indiquée sur le site web de l'IEC sous "<http://webstore.iec.ch>" dans les données relatives à la publication recherchée. A cette date, la publication sera

- reconduite,
- supprimée,
- remplacée par une édition révisée, ou
- amendée.

IMPORTANT – Le logo "*colour inside*" qui se trouve sur la page de couverture de cette publication indique qu'elle contient des couleurs qui sont considérées comme utiles à une bonne compréhension de son contenu. Les utilisateurs devraient, par conséquent, imprimer cette publication en utilisant une imprimante couleur.

MATÉRIAUX GYROMAGNÉTIQUES DESTINÉS À DES APPLICATIONS HYPERFRÉQUENCES – MÉTHODES DE MESURE DES PROPRIÉTÉS

1 Domaine d'application

La présente Norme internationale décrit des méthodes de mesure des propriétés utilisées pour spécifier des ferrites polycristallins pour hyperfréquences conformément à l'IEC 60392 et l'utilisation générale de la technologie des ferrites. Ces méthodes de mesure sont destinées à l'étude de matériaux, les ferrites, pour les applications hyperfréquences.

Les monocristaux et les couches minces sortent en général du domaine d'application de la présente Norme.

NOTE 1 Pour les besoins de la présente Norme, les mots "ferrite" et "hyperfréquence" sont utilisés au sens large:

- "ferrite" fait référence non seulement aux composants chimiques magnéto-diélectriques présentant une structure cristallographique spinelle, mais aussi aux matériaux avec grenats et structures hexagonales;
- la région "hyperfréquences" inclut les longueurs d'ondes comprises entre environ 1 m et 1 mm, la région de principal intérêt étant dans la gamme allant de 0,3 m à 10 mm.

NOTE 2 Des exemples de composants utilisant des ferrites pour hyperfréquences sont les dispositifs non réciproques tels que les circulateurs, les isolateurs et les déphaseurs non réciproques. Ils constituent le principal champ d'application, mais les matériaux peuvent également être utilisés dans des dispositifs réciproques, par exemple, des modulateurs et des déphaseurs (réciproques). D'autres applications incluent les filtres gyromagnétiques, les limiteurs, mais aussi des dispositifs plus sophistiqués tels les amplificateurs paramétriques.

2 Références normatives

Les documents de référence suivants sont indispensables pour l'application du présent document. Pour les références datées, seule l'édition citée s'applique. Pour les références non datées, la dernière édition du document de référence s'applique (y compris les éventuels amendements).

IEC 60050-221, *Vocabulaire Electrotechnique International (VEI) – Partie 221: Matériaux et composants magnétiques*

IEC 60205:2006, *Calcul des paramètres effectifs des pièces ferromagnétiques*

IEC 60392:1972, *Directives pour l'établissement des spécifications relatives aux ferrites pour hyperfréquences*

3 Termes et définitions

Pour les besoins du présent document, les termes et définitions donnés dans la IEC 60050-221 s'appliquent.

4 Aimantation à saturation M_s

4.1 Généralités

L'aimantation à saturation est un paramètre caractéristique des matériaux en ferrite. Elle est largement utilisée dans les calculs théoriques, par exemple pour calculer les composantes de la perméabilité tensorielle (voir IEC 60050-221). Dans de nombreuses applications

hyperfréquences, l'aimantation à saturation détermine la fréquence limite inférieure du dispositif, principalement due à l'apparition de pertes en champ proche lorsque le matériau n'est pas saturé.

4.2 Objet

Le but est de donner deux techniques similaires pour mesurer l'aimantation à saturation. Ces techniques sont la méthode de la bobine vibrante (VCM: *Vibrating Coil Method*) et la méthode des échantillons vibrants (VSM: *Vibrating Sample Method*).

La méthode de la bobine vibrante [1]¹ et [2] présente les avantages de faciliter le montage des échantillons et de simplifier la disposition mécanique pour réaliser des mesures sur une gamme de températures, en particulier les basses températures.

La méthode des échantillons vibrants est plus précise pour un degré d'élaboration similaire des appareils électroniques.

Les équipements nécessaires dans les deux cas sont très similaires et les méthodes d'étalonnage sont identiques. Les mêmes échantillons d'essai peuvent être utilisés pour les deux techniques.

4.3 Théorie

Lorsqu'une sphère de matériau magnétique isotrope est placée dans un champ magnétique uniforme, la sphère se magnétise uniformément dans la direction parallèle au champ appliqué. La sphère produit alors son propre champ magnétique externe, équivalent à celui d'un dipôle magnétique au centre de la sphère et orienté parallèle à la direction de la magnétisation.

Si on fait maintenant vibrer à faible amplitude une petite bobine de détection (en pratique une paire enroulée en opposition), à proximité de la sphère échantillon dans une direction perpendiculaire au champ appliqué, une tension e_s sera induite dans la bobine, proportionnelle à la vitesse de variation du flux φ_s parce que l'échantillon se trouve à la position moyenne de la bobine x_0 . La valeur de la tension est donnée par

$$e_s = -N \cdot \left(\frac{d\varphi_s}{dx} \right)_{x_0} \cdot \frac{dx}{dt} \quad (1)$$

où N est le nombre d'enroulements de la bobine.

Le mouvement de la bobine, dans la direction x , est donné par

$$x = x_0 + \delta \sin \omega t \quad (2)$$

où

x est le déplacement à l'instant t ;

ω est la pulsation;

δ est l'amplitude des vibrations.

Si l'échantillon inconnu est maintenant remplacé par un échantillon d'étalonnage d'aimantation à saturation M_c et de volume V_c connus, induisant une tension e_c , l'aimantation de l'échantillon M_s peut être trouvée par comparaison:

¹ Les chiffres entre crochets renvoient à la bibliographie.

$$\frac{M_s}{M_c} = \frac{e_s}{e_c} \cdot \frac{V_c}{V_s} \quad (3)$$

Si les tensions induites e_s et e_c donnent les champs E_s et E_c sur l'appareil, alors

$$M_s = M_c \cdot \frac{E_s}{E_c} \cdot \frac{d_c^3}{d_s^3} \quad (4)$$

où d_s et d_c sont les diamètres de l'échantillon et des sphères d'étalonnage, respectivement.

Des équations identiques s'appliquent dans le cas de la méthode des échantillons vibrants, lorsque l'échantillon est mis en vibration alors que la bobine reste stationnaire.

4.4 Echantillon d'essai

Pour que l'hypothèse du dipôle soit valide, l'échantillon d'essai doit être une sphère dont l'écart par rapport à une sphère parfaite ne dépasse pas 0,5 %. Le pourcentage d'écart par rapport à une sphère parfaite est défini par

$$\left(\frac{\text{diamètre max.} - \text{diamètre min.}}{\text{diamètre min.}} \right) \times 100 \quad (5)$$

Pour la plupart des matériaux en ferrite, un diamètre d'environ 2,5 mm convient. S'il est inférieur à 1 mm, un rapport signal/bruit raisonnable sera difficile à atteindre, en particulier lorsque M_s est petite. Les sphères supérieures à 4 mm sont moins pratiques à réaliser et il n'est pas facile de maintenir un champ appliqué uniforme sur le volume de la sphère.

Il peut être admissible d'utiliser des échantillons non sphériques, à condition que la tension induite soit une fonction linéaire de l'aimantation respectant la précision requise et que les dimensions de l'échantillon d'étalonnage soient identiques à celles des échantillons à mesurer.

4.5 Appareil de mesure pour la méthode de la bobine vibrante

4.5.1 Disposition des bobines de détection et de l'échantillon

Un schéma de la disposition des bobines de détection et de l'échantillon est représenté à la Figure 1. La Figure 2 indique les directions du champ appliqué et du champ de l'échantillon.

L'échantillon est fixé rigidement entre les pôles d'un électroaimant de telle sorte que sa position par rapport aux bobines de détection soit reproductible à $\pm 0,1$ mm dans toutes les directions. Toutes les parties du support de l'échantillon doivent être faites d'un matériau non magnétique.

Les bobines de détection sont une paire identique enroulées en série opposition. Elles sont attachées au vibreur par un bras rigide non magnétique et elles sont placées aussi près que possible de l'échantillon. Leurs axes sont normalement parallèles à la direction des vibrations, mais d'autres configurations sont acceptables.

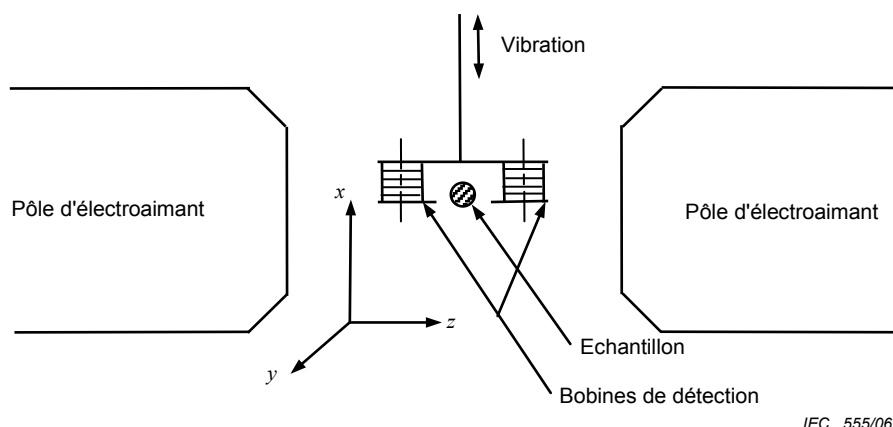


Figure 1 – Méthode de la bobine vibrante – Disposition des bobines et de l'échantillon

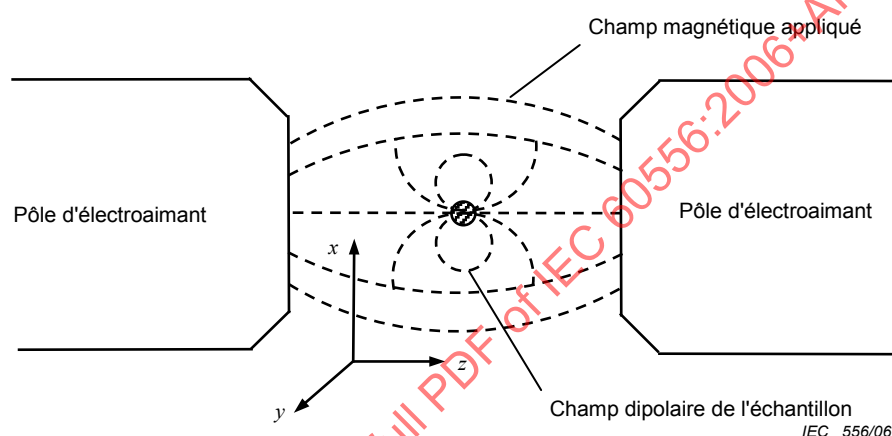


Figure 2 – Configuration des champs magnétiques

La direction des vibrations (direction x) est à 90° de l'axe z de l'électroaimant (Figure 1), c'est-à-dire perpendiculaire à la direction du champ magnétostatique, et l'amplitude doit être de l'ordre de 0,05 mm à 0,5 mm. La fréquence n'est pas critique, mais elle serait normalement comprise entre 20 Hz et 200 Hz, bien que des fréquences hors de cette gamme soient acceptables. Le mouvement des bobines dans les directions z et y doit être limité au moyen d'un montage approprié à moins de 1 % du mouvement dans la direction x . Certains moyens pour stabiliser l'amplitude des vibrations à l'aide d'une boucle de rétroaction peuvent être intégrés si nécessaire.

4.5.2 Electroaimant

Le champ magnétostatique doit être capable de saturer complètement un spécimen sphérique du matériau à mesurer. Pour la plupart des ferrites pour hyperfréquences, un champ de 300 kAm^{-1} conviendra, mais pour les ferrites de baryum hexagonales, un champ jusqu'à 500 kAm^{-1} peut être nécessaire. Le courant d'alimentation de l'électroaimant doit être capable de maintenir le champ stable à 0,5 %.

A la position moyenne des bobines de détection, le champ transversal ne doit pas dépasser 1 % du champ longitudinal (H_z).

Puisque l'uniformité du champ dépend de l'intensité du champ, les mesures doivent toujours être réalisées avec le champ appliqué pour lequel l'étalonnage et le réglage du zéro (voir 4.8) ont été effectués.

4.5.3 Elimination des effets du champ appliqué

Si le champ appliqué était entièrement uniforme et ne comportait pas de composante radiale, bien que la direction des vibrations fût exactement perpendiculaire au champ appliqué, la théorie de 4.3 pouvait être appliquée directement à la disposition expérimentale de la Figure 1.

Toutefois, comme indiqué à la Figure 2, le champ appliqué n'est pas uniforme. Sa direction et son amplitude varient d'un point à l'autre. En outre, il est impossible de faire une paire de bobines de détection identiques. L'angle des vibrations s'écartera de 90° et on aura toujours un mouvement résiduel dans les directions y et z .

Les tensions seront donc induites dans les bobines en raison de l'inhomogénéité du champ appliqué. L'effet de H_z est considérablement diminué par l'enroulement des bobines en opposition, de telle sorte que les tensions dues à H_z ont tendance à s'annuler alors que celles dues au champ dipolaire de l'échantillon s'additionnent.

Toutefois, une seule paire de bobines ne permet généralement pas d'annuler complètement les tensions. C'est pourquoi on utilise une seconde paire de bobines. Les bobines de compensation. Ces bobines sont montées sur les mêmes carcasses que les bobines échantillons, mais elles sont enroulées en série de sorte que les tensions induites par H_z s'additionnent. On peut alors obtenir une tension de compensation dont l'amplitude et la phase peuvent être ajustées pour équilibrer la tension induite par H_z dans les bobines échantillons.

L'effet de H_x est plus difficile à éliminer parce que les tensions induites dans les bobines échantillons s'additionneront de la même façon que celles dues au champ dipolaire. Toutefois, la variation de H_x avec x sera généralement différente de celle du champ dipolaire de l'échantillon. Les phases des deux signaux seront donc différentes et ces signaux pourront être distingués par un détecteur de phase.

4.5.4 Instrumentation électronique

Un schéma de l'appareil de mesure est représenté à la Figure 3. Le vibreur est excité par un oscillateur basses fréquences (9) pouvant être accordé et un amplificateur de puissance. L'amplitude de la sortie de l'oscillateur et le gain de l'amplificateur de puissance doivent être suffisamment stables pour offrir une excitation constante au vibreur ne dépassant pas $\pm 0,3\%$, après préchauffage. Si ce n'est pas possible, des moyens de stabilisation de l'amplitude des vibrations doivent être prévus. La fréquence de l'oscillateur doit être stable à $0,05\%$ après préchauffage.

La sortie des bobines de compensation (1(c)) est équilibrée par rapport à celle des bobines échantillons (1(s)) au moyen de l'amplificateur différentiel (4), utilisant l'atténuateur variable (2) et le déphaseur (3). Le déphaseur doit pouvoir varier sur 360° et sa résolution doit être au moins $\pm 0,1^\circ$. Ni le déphaseur, ni l'atténuateur n'a besoin d'être étalonné.

L'amplificateur différentiel doit présenter un niveau de bruit suffisamment faible à basses fréquences pour permettre un réglage précis du zéro. Les exigences exactes dépendront de la conception des bobines et des autres équipements. Un contrôle de gain variable peut être intégré.

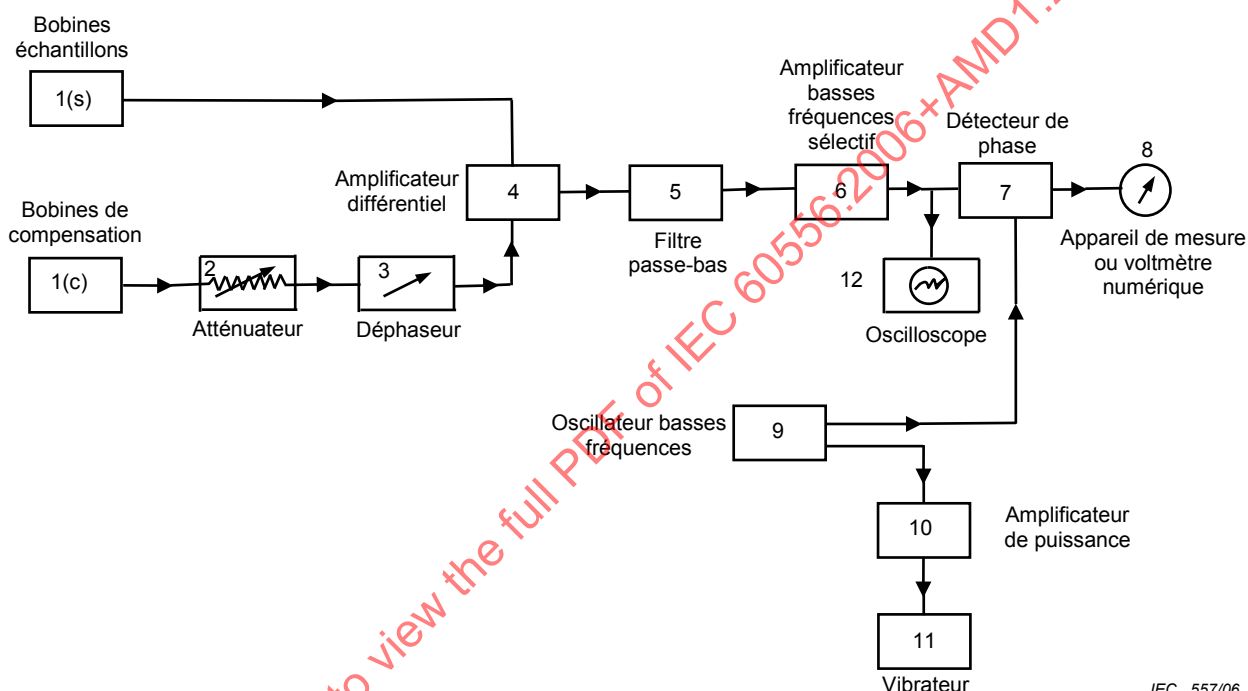
Le filtre passe-bas (5) doit réduire toutes les harmoniques d'au moins 20 dB par rapport à la fréquence fondamentale.

L'amplificateur sélectif, accordé sur la fréquence de l'oscillateur, doit présenter une largeur de bande de l'ordre de 1 % et être accordable si l'oscillateur ne l'est pas.

Le détecteur de phase (7) doit présenter une résolution supérieure à 3° et la phase de la voie de référence ou de la voie du signal doit pouvoir varier sur 360° . Le réglage de la phase doit être indépendant de l'amplitude de l'entrée sur n'importe quelle voie.

L'appareil de mesure (8) peut être analogique ou numérique. Lorsque les mesures doivent être réalisées sur une gamme de températures, un enregistreur X-Y peut remplacer l'appareil de mesure, un axe servant à enregistrer une fonction linéaire de l'aimantation, l'autre à enregistrer une fonction linéaire de la température. Les deux axes doivent être étalonnés à la précision requise. Le dispositif de mesure de la température, généralement un thermocouple, doit être en contact thermique avec l'échantillon.

Tous les instruments électroniques doivent présenter une stabilité de température appropriée pour garantir la précision requise sur la gamme de températures ambiantes en utilisation.



IEC 557/06

Figure 3 – Appareil de mesure (méthode de la bobine vibrante)

4.6 Appareil de mesure pour la méthode des échantillons vibrants

4.6.1 Disposition des bobines de détection et de l'échantillon

Dans le cas de l'échantillon vibrant, les bobines de détection (Figure 4) sont fixées rigidement entre les pôles de l'électroaimant, mais de telle sorte que de petits réglages fréquents soient possibles. Leurs axes sont normalement perpendiculaires au champ appliqué et parallèles à la direction des vibrations, mais d'autres configurations [5] sont acceptables. La position moyenne de l'échantillon est sur l'axe de l'électroaimant, qui est normalement placé symétriquement par rapport aux bobines de détection. La position doit être reproductible à $\pm 0,1$ mm. Il est fixé rigidement sur un bras vibrant non magnétique, attaché à un vibreur, et il est placé aussi près que possible des bobines de détection.

La direction des vibrations (direction x) est à 90° de l'axe z de l'électroaimant (Figure 4), c'est-à-dire perpendiculaire à la direction du champ magnétostatique, et l'amplitude doit être de l'ordre de 0,05 mm à 0,5 mm. La fréquence n'est pas critique, mais elle serait normalement comprise entre 20 Hz et 200 Hz, bien que des fréquences hors de cette gamme soient acceptables. Le mouvement de l'échantillon dans les directions z et y doit être limité au moyen d'un montage approprié à moins de 1 % du mouvement dans la direction x . Certains

moyens pour stabiliser l'amplitude des vibrations à l'aide d'une boucle de rétroaction peuvent être intégrés si nécessaire.

Un petit aimant permanent est attaché au bras vibrant, assez loin de l'électroaimant pour ne pas être affecté par celui-ci. Deux petites bobines sont fixées rigidement de chaque côté de cet aimant pour détecter son champ. Une petite bobine transportant un courant direct contrôlé avec précision peut être utilisée à la place de l'aimant.

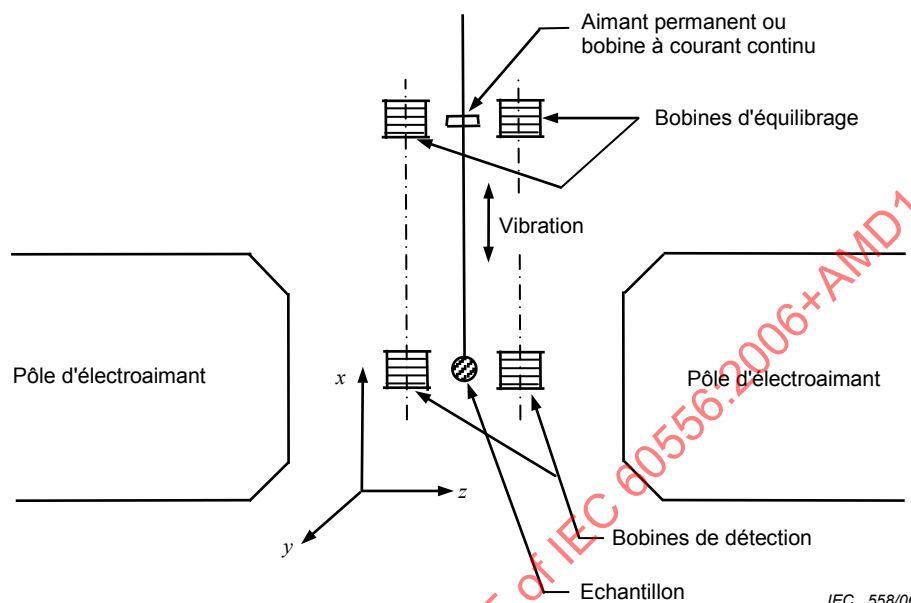


Figure 4 – Méthode de l'échantillon vibrant – Disposition des bobines et de l'échantillon

4.6.2 Electroaimant

Aucune précaution n'est nécessaire pour empêcher la courbure et la non-uniformité du champ appliqué, à condition qu'une uniformité d'environ 3 % sur le volume de l'échantillon soit maintenue. Un champ radial jusqu'à 1 % du champ longitudinal est admissible.

Le champ magnétostatique doit être capable de saturer complètement un spécimen sphérique du matériau à mesurer. Pour la plupart des ferrites pour hyperfréquences, un champ de 300 kAm^{-1} conviendra, mais pour les ferrites de baryum hexagonales, un champ jusqu'à 500 kAm^{-1} peut être nécessaire. Le courant d'alimentation doit maintenir le champ stable à 0,5 %.

4.6.3 Instrumentation électronique

Un schéma de l'instrumentation électronique est représenté à la Figure 5. La disposition la plus simple utilise uniquement les éléments 1 à 8, et permet d'effectuer des mesures point par point à des températures fixes. Le diviseur de potentiel étalonné (3) sert à équilibrer la tension induite dans les bobines d'équilibrage par rapport à la tension dans les bobines échantillons. Le point zéro est observé au moyen de l'oscilloscope (5). L'aimantation est calculée à partir du réglage du diviseur de potentiel.

En variante, l'équilibre à zéro peut être obtenu avec le support d'échantillon vide en position. Le signal déséquilibré au moment de l'insertion d'un échantillon est alors proportionnel à l'aimantation. Ce signal peut être lu directement sur l'appareil de mesure (5) ou sur un oscilloscope. Pour obtenir un tracé continu de M_s en fonction de la température, un enregistreur X-Y peut remplacer l'oscilloscope. On peut obtenir une meilleure sensibilité et une meilleure stabilité en utilisant un détecteur de phase (9) pour détecter le signal qui peut ensuite être observé au moyen d'un appareil de mesure ou d'un enregistreur.

Si une bobine à courant continu (12) est utilisée à la place d'un aimant permanent pour obtenir la tension d'équilibrage, un équilibrage à zéro automatique peut être obtenu en envoyant la sortie de ce détecteur de phase sur la bobine à courant continu. Le courant dans la bobine est alors directement proportionnel à l'aimantation.

Le courant de la bobine peut être mesuré à l'aide d'un ampèremètre à courant continu en série sur la bobine, ou à l'aide d'un voltmètre de haute résistance en parallèle sur la bobine. Dans le second cas, les variations de résistance de la bobine dues à des variations de température peuvent être compatibles avec le degré de précision requis pour M_s .

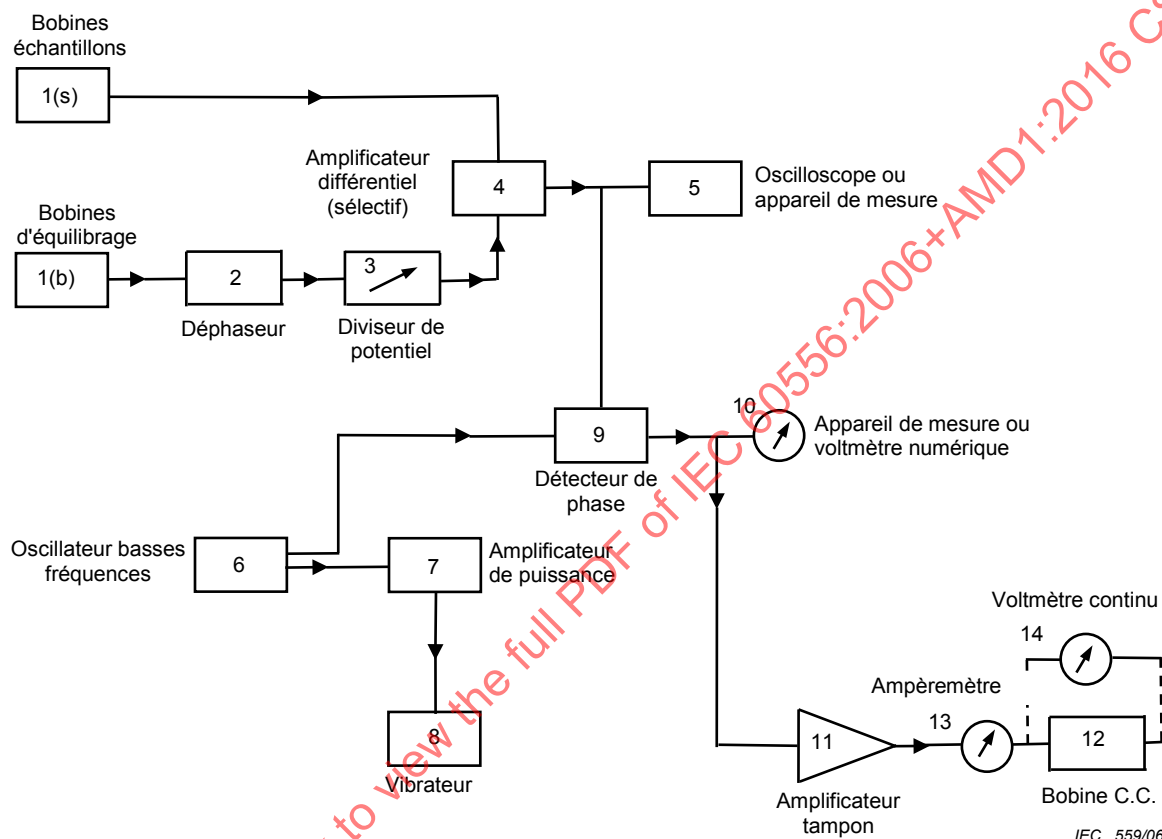


Figure 5 – Appareil de mesure (méthode des échantillons vibrants)

Le vibreur est excité par un oscillateur basses fréquences pouvant être accordé et un amplificateur de puissance. L'amplitude de la sortie de l'oscillateur et le gain de l'amplificateur de puissance doivent être suffisamment stables pour maintenir l'excitation du vibreur à un niveau constant, ne dépassant pas 0,3 %, après préchauffage. Si ce n'est pas possible, des moyens de stabilisation de l'amplitude des vibrations doivent être prévus. La fréquence de l'oscillateur doit être stable à 0,05 % après préchauffage.

Le diviseur de potentiel doit être variable de manière continue avec une résolution de 0,01 % ou mieux et doit être étalonné à la précision requise.

L'amplificateur différentiel doit présenter un niveau de bruit suffisamment faible et doit intégrer ou être suivi d'un amplificateur sélectif dont la largeur de bande est de l'ordre de 3 % et accordé sur la fréquence de l'oscillateur. L'étage sélectif doit être accordable si l'oscillateur ne peut pas l'être.

Les exigences sur le détecteur de phase ne sont pas sévères. Une résolution de 10° est appropriée. Le réglage de la phase doit être indépendant de l'amplitude de l'entrée sur n'importe quelle voie.

Les appareils de mesure peuvent être analogiques ou numériques. Lorsque les mesures doivent être réalisées sur une gamme de températures, un enregistreur X-Y peut remplacer l'appareil de mesure, un axe étant une fonction linéaire de l'aimantation, l'autre une fonction linéaire de la température. Les deux axes doivent être étalonnés à la précision requise. Le dispositif de mesure de la température, généralement un thermocouple, doit être en contact thermique avec l'échantillon.

Tous les équipements électroniques doivent présenter une stabilité de température appropriée pour maintenir la précision requise sur la gamme de températures ambiantes généralement rencontrées en utilisation.

4.7 Etalonnage

4.7.1 Méthode de comparaison

Cette méthode, qui s'applique aussi bien à la méthode des échantillons vibrants qu'à la méthode de la bobine vibrante, fait intervenir un échantillon normalisé dont l'aimantation à saturation est connue avec précision. Le matériau le plus habituellement utilisé pour la norme est le nickel pur, mais d'autres matériaux peuvent être utilisés s'ils présentent une aimantation à saturation dont la précision est suffisante.

L'échantillon d'étalonnage doit être une sphère (si les échantillons à mesurer sont des sphères) et sa taille doit être du même ordre. (Si des échantillons non sphériques doivent être mesurés, des échantillons d'étalonnage de dimensions identiques doivent être utilisés.) La sphère d'étalonnage doit présenter un écart par rapport à une sphère parfaite inférieur à 0,5 % et son diamètre moyen doit être connu à 0,1 % près. Les sphères métalliques normalisées doivent être complètement recuites avant d'être utilisées.

La densité normalisée de matériau à utiliser doit être déterminée dans un premier temps. La valeur généralement acceptée pour l'aimantation à saturation du nickel pure à 99,995 % avec une densité de $8,90 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, est $485,6 \text{ kAm}^{-1}$ à 23°C . Pour des matériaux moins denses:

$$M_s = \frac{485,6 \times \text{densité}}{8,90} \quad (\text{kAm}^{-1}) \quad (6)$$

Cependant, la valeur réelle pour un échantillon spécifique peut varier de 1 % au maximum [3], en fonction de la pureté, de l'état de contrainte, du champ appliqué ou de la température ambiante. La précision de la méthode de comparaison est donc limitée.

4.7.2 Méthode de la "pente"

Cette méthode, qui s'applique aussi bien à la méthode des échantillons vibrants qu'à la méthode de la bobine vibrante, est basée sur l'observation selon laquelle la tension induite dans les bobines de détection par un spécimen sphérique est directement proportionnelle au champ appliqué sur la région inférieure de la courbe d'aimantation [4]. En outre, la constante de proportionnalité est indépendante de la perméabilité, à condition que cette dernière soit suffisamment élevée.

Conformément à 4.3, la lecture de E_x sur un voltmètre, pour un échantillon x , peut s'écrire de la manière suivante:

$$E_x = kM_x d_x^3 \quad (7)$$

où

M_x est l'aimantation de l'échantillon pour une (faible) valeur de champ magnétostatique H_0 appliquée;

d_x est le diamètre de l'échantillon;

k est la constante.

Dans la région sous la saturation, la relation (linéaire) entre M_x et H_0 est donnée par les équations suivantes:

$$M_x = (\mu_x - 1)H_i \quad (8)$$

$$H_i = H_0 - NM_x \quad (9)$$

où

H_i est l'intensité du champ magnétostatique à l'intérieur de l'échantillon;

μ_x est la perméabilité relative de l'échantillon;

N est le facteur de démagnétisation qui vaut un tiers pour une sphère parfaite.

L'élimination de H_i entre les Equations (8) et (9) donne:

$$H_0 = \left(\frac{1}{\mu_x - 1} + N \right) M_x \quad (10)$$

L'élimination de M_x entre les Equations (7) et (10) donne:

$$E_x = k \frac{H_0}{1/(\mu_x - 1) + N} d_x^3 \quad (11)$$

La partie linéaire du graphe de E_x en fonction de H_0 a une pente qui, conformément à l'Equation (11), vaut

$$\frac{\Delta E_x}{\Delta H_0} = \frac{k d_x^3}{1/(\mu_x - 1) + N} \quad (12)$$

Si μ_x est suffisamment élevée, par exemple 2 000, le premier terme du dénominateur peut être négligé par rapport à N , et le paramètre k peut être exprimé comme suit

$$k = \frac{\Delta E_x / \Delta H_0}{3 d_x^3} \quad (13)$$

avec une erreur inférieure à 0,15 %.

Un écart par rapport à une sphère parfaite de 0,25 % donne une erreur maximale pour N de 0,25 % [3].

La valeur de k obtenue ainsi, en utilisant un échantillon d'étalonnage de perméabilité élevée, peut être insérée dans l'équation (7) qui est ensuite appliquée à l'échantillon inconnu, à la saturation. L'aimantation à saturation de l'échantillon inconnu M_{su} est, avec une erreur maximale de 0,4 %, donnée par

$$M_{su} = \frac{E_{su}}{k d_u^3} = E_{su} \frac{3 d_c^3}{(\Delta E_c / \Delta E_0) d_u^3} \quad (14)$$

où

E_{su} est la lecture sur le voltmètre pour l'échantillon inconnu saturé, et les indices c et u se rapportent à l'échantillon d'étalonnage (c: *calibration*) et à l'échantillon inconnu (u: *unknown*), respectivement.

Cette méthode n'exige pas d'étalon absolu.