

INTERNATIONAL STANDARD

NORME INTERNATIONALE



Superconductivity –

Part 17: Electronic characteristic measurements – Local critical current density and its distribution in large-area superconducting films

Supraconductivité –

Partie 17: Mesures de caractéristiques électroniques – Densité de courant critique local et sa distribution dans les films supraconducteurs de grande surface



THIS PUBLICATION IS COPYRIGHT PROTECTED

Copyright © 2013 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 la CEI ou du Comité national de la CEI du pays du demandeur.

Si vous avez des questions sur le copyright de la CEI ou si vous désirez obtenir des droits supplémentaires sur cette publication, utilisez les coordonnées ci-après ou contactez le Comité national de la CEI 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.

Useful links:

IEC publications search - www.iec.ch/searchpub

The advanced search enables you 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It also gives information on projects, replaced and withdrawn publications.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 on-line and also once a month by email.

Electropedia - www.electropedia.org

The world's leading online dictionary of electronic and electrical terms containing more than 30 000 terms and definitions in English and French, with equivalent terms in additional languages. Also known as the International Electrotechnical Vocabulary (IEV) on-line.

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 la CEI

La Commission Electrotechnique Internationale (CEI) 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 CEI

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

Liens utiles:

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

La recherche avancée vous permet de trouver des publications CEI 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.

Just Published CEI - webstore.iec.ch/justpublished

Restez informé sur les nouvelles publications de la CEI. 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 au monde de termes électroniques et électriques. Il contient plus de 30 000 termes et définitions en anglais et en français, ainsi que les termes équivalents dans les langues additionnelles. Egalement appelé Vocabulaire Electrotechnique International (VEI) en ligne.

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.

INTERNATIONAL STANDARD

NORME INTERNATIONALE



Superconductivity –

Part 17: Electronic characteristic measurements – Local critical current density and its distribution in large-area superconducting films

Supraconductivité –

Partie 17: Mesures de caractéristiques électroniques – Densité de courant critique local et sa distribution dans les films supraconducteurs de grande surface

INTERNATIONAL
ELECTROTECHNICAL
COMMISSION

COMMISSION
ELECTROTECHNIQUE
INTERNATIONALE

PRICE CODE
CODE PRIX



ICS 17.220.20; 29.050

ISBN 978-2-83220-583-9

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.

CONTENTS

FOREWORD.....	4
INTRODUCTION.....	6
1 Scope.....	8
2 Normative reference.....	8
3 Terms and definitions.....	8
4 Requirements.....	9
5 Apparatus.....	9
5.1 Measurement equipment.....	9
5.2 Components for inductive measurements.....	10
5.2.1 Coils.....	10
5.2.2 Spacer film.....	11
5.2.3 Mechanism for the set-up of the coil.....	11
5.2.4 Calibration wafer.....	11
6 Measurement procedure.....	12
6.1 General.....	12
6.2 Determination of the experimental coil coefficient.....	12
6.2.1 Calculation of the theoretical coil coefficient k	12
6.2.2 Transport measurements of bridges in the calibration wafer.....	13
6.2.3 U_3 measurements of the calibration wafer.....	13
6.2.4 Calculation of the E - J characteristics from frequency-dependent I_{th} data.....	13
6.2.5 Determination of the k' from J_{ct} and J_{c0} values for an appropriate E	14
6.3 Measurement of J_c in sample films.....	15
6.4 Measurement of J_c with only one frequency.....	15
6.5 Examples of the theoretical and experimental coil coefficients.....	16
7 Uncertainty in the test method.....	17
7.1 Major sources of systematic effects that affect the U_3 measurement.....	17
7.2 Effect of deviation from the prescribed value in the coil-to-film distance.....	18
7.3 Uncertainty of the experimental coil coefficient and the obtained J_c	18
7.4 Effects of the film edge.....	19
7.5 Specimen protection.....	19
8 Test report.....	19
8.1 Identification of test specimen.....	19
8.2 Report of J_c values.....	19
8.3 Report of test conditions.....	19
Annex A (informative) Additional information relating to Clauses 1 to 8.....	20
Annex B (informative) Optional measurement systems.....	26
Annex C (informative) Uncertainty considerations.....	32
Annex D (informative) Evaluation of the uncertainty.....	37
Bibliography.....	43
Figure 1 – Diagram for an electric circuit used for inductive J_c measurement of HTS films.....	10
Figure 2 – Illustration showing techniques to press the sample coil to HTS films.....	11
Figure 3 – Example of a calibration wafer used to determine the coil coefficient.....	12

Figure 4 – Illustration for the sample coil and the magnetic field during measurement.....	13
Figure 5 – E - J characteristics measured by a transport method and the U_3 inductive method	14
Figure 6 –Example of the normalized third-harmonic voltages (U_3/fI_0) measured with various frequencies.....	15
Figure 7 – Illustration for coils 1 and 3 in Table 1	16
Figure 8 – The coil-factor function $F(r) = 2H_0/I_0$ calculated for the three coils.....	17
Figure 9 – The coil-to-film distance Z_1 dependence of the theoretical coil coefficient k	18
Figure A.1 – Illustration for the sample coil and the magnetic field during measurement	22
Figure A.2 – (a) U_3 and (b) U_3/I_0 plotted against I_0 in a YBCO thin film measured in applied DC magnetic fields, and the scaling observed when normalized by I_{th} (insets).....	23
Figure B.1 – Schematic diagram for the variable-RL-cancel circuit	27
Figure B.2 – Diagram for an electrical circuit used for the 2-coil method	27
Figure B.3 – Harmonic noises arising from the power source	28
Figure B.4 – Noise reduction using a cancel coil with a superconducting film	28
Figure B.5 – Normalized harmonic noises (U_3/fI_0) arising from the power source	29
Figure B.6 – Normalized noise voltages after the reduction using a cancel coil with a superconducting film	29
Figure B.7 – Normalized noise voltages after the reduction using a cancel coil without a superconducting film	30
Figure B.8 – Normalized noise voltages with the 2-coil system shown in Figure B.2.....	30
Figure D.1 – Effect of the coil position against a superconducting thin film on the measured J_c values	41
Table 1 – Specifications and coil coefficients of typical sample coils	16
Table C.1 – Output signals from two nominally identical extensometers	33
Table C.2 – Mean values of two output signals	33
Table C.3 – Experimental standard deviations of two output signals	33
Table C.4 – Standard uncertainties of two output signals	34
Table C.5 – Coefficient of variations of two output signals	34
Table D.1 – Uncertainty budget table for the experimental coil coefficient k'	37
Table D.2 – Examples of repeated measurements of J_c and n -values	40

INTERNATIONAL ELECTROTECHNICAL COMMISSION

SUPERCONDUCTIVITY –**Part 17: Electronic characteristic measurements –
Local critical current density and its distribution
in large-area superconducting films**

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.

International Standard IEC 61788-17 has been prepared by IEC technical committee 90: Superconductivity.

The text of this standard is based on the following documents:

FDIS	Report on voting
90/310/FDIS	90/319/RVD

Full information on the voting for the approval of this standard can be found in the report on voting indicated in the above table.

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

A list of all the parts of the IEC 61788 series, published under the general title *Superconductivity*, can be found on the IEC website.

The committee has decided that the contents of this publication 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.

IECNORM.COM: Click to view the full PDF of IEC 61788-17:2013

Withdrawal

INTRODUCTION

Over twenty years after their discovery in 1986, high-temperature superconductors are now finding their way into products and technologies that will revolutionize information transmission, transportation, and energy. Among them, high-temperature superconducting (HTS) microwave filters, which exploit the extremely low surface resistance of superconductors, have already been commercialized. They have two major advantages over conventional non-superconducting filters, namely: low insertion loss (low noise characteristics) and high frequency selectivity (sharp cut) [1]¹. These advantages enable a reduced number of base stations, improved speech quality, more efficient use of frequency bandwidths, and reduced unnecessary radio wave noise.

Large-area superconducting thin films have been developed for use in microwave devices [2]. They are also used for emerging superconducting power devices, such as, resistive-type superconducting fault-current limiters (SFCLs) [3–5], superconducting fault detectors used for superconductor-triggered fault current limiters [6, 7] and persistent-current switches used for persistent-current HTS magnets [8, 9]. The critical current density J_c is one of the key parameters that describe the quality of large-area HTS films. Nondestructive, AC inductive methods are widely used to measure J_c and its distribution for large-area HTS films [10–13], among which the method utilizing third-harmonic voltages $U_3 \cos(3\omega t + \theta)$ is the most popular [10, 11], where ω , t and θ denote the angular frequency, time, and initial phase, respectively. However, these conventional methods are not accurate because they have not considered the electric-field E criterion of the J_c measurement [14, 15] and sometimes use an inappropriate criterion to determine the threshold current I_{th} from which J_c is calculated [16]. A conventional method can obtain J_c values that differ from the accurate values by 10 % to 20 % [15]. It is thus necessary to establish standard test methods to precisely measure the local critical current density and its distribution, to which all involved in the HTS filter industry can refer for quality control of the HTS films. Background knowledge on the inductive J_c measurements of HTS thin films is summarized in Annex A.

In these inductive methods, AC magnetic fields are generated with AC currents $I_0 \cos \omega t$ in a small coil mounted just above the film, and J_c is calculated from the threshold coil current I_{th} , at which full penetration of the magnetic field to the film is achieved [17]. For the inductive method using third-harmonic voltages U_3 , U_3 is measured as a function of I_0 , and the I_{th} is determined as the coil current I_0 at which U_3 starts to emerge. The induced electric fields E in the superconducting film at $I_0 = I_{th}$, which are proportional to the frequency f of the AC current, can be estimated by a simple Bean model [14]. A standard method has been proposed to precisely measure J_c with an electric-field criterion by detecting U_3 and obtaining the n -value (index of the power-law E - J characteristics) by measuring I_{th} precisely at various frequencies [14, 15, 18, 19]. This method not only obtains precise J_c values, but also facilitates the detection of degraded parts in inhomogeneous specimens, because the decline of n -value is more remarkable than the decrease of J_c in such parts [15]. It is noted that this standard method is excellent for assessing homogeneity in large-area HTS films, although the relevant parameter for designing microwave devices is not J_c , but the surface resistance. For application of large-area superconducting thin films to SFCLs, knowledge on J_c distribution is vital, because J_c distribution significantly affects quench distribution in SFCLs during faults.

The International Electrotechnical Commission (IEC) draws attention to the fact that it is claimed that compliance with this document may involve the use of a patent concerning the determination of the E - J characteristics by inductive J_c measurements as a function of frequency, given in the Introduction, Clause 1, Clause 4 and 5.1.

IEC takes no position concerning the evidence, validity and scope of this patent right.

The holder of this patent right has assured the IEC that he is willing to negotiate licenses free of charge with applicants throughout the world. In this respect, the statement of the holder of this patent right is registered with the IEC. Information may be obtained from:

¹ Numbers in square brackets refer to the Bibliography.

Name of holder of patent right:

National Institute of Advanced Industrial Science and Technology

Address:

Intellectual Property Planning Office, Intellectual Property Department

1-1-1, Umezono, Tsukuba, Ibaraki Prefecture, Japan

Attention is drawn to the possibility that some of the elements of this document may be subject to patent rights other than those identified above. IEC shall not be held responsible for identifying any or all such patent rights.

ISO (www.iso.org/patents) and IEC (<http://patents.iec.ch>) maintain on-line data bases of patents relevant to their standards. Users are encouraged to consult the data bases for the most up to date information concerning patents.

Withd 2M
IECNORM.COM: Click to view the full PDF of IEC 61788-17:2013

SUPERCONDUCTIVITY –

Part 17: Electronic characteristic measurements – Local critical current density and its distribution in large-area superconducting films

1 Scope

This part of IEC 61788 describes the measurements of the local critical current density (J_c) and its distribution in large-area high-temperature superconducting (HTS) films by an inductive method using third-harmonic voltages. The most important consideration for precise measurements is to determine J_c at liquid nitrogen temperatures by an electric-field criterion and obtain current-voltage characteristics from its frequency dependence. Although it is possible to measure J_c in applied DC magnetic fields [20, 21]², the scope of this standard is limited to the measurement without DC magnetic fields.

This technique intrinsically measures the critical sheet current that is the product of J_c and the film thickness d . The range and measurement resolution for $J_c d$ of HTS films are as follows:

- $J_c d$: from 200 A/m to 32 kA/m (based on results, not limitation);
- Measurement resolution: 100 A/m (based on results, not limitation).

2 Normative reference

The following documents, in whole or in part, are normatively referenced in this document and are indispensable for its application. For dated references, only the edition cited applies. For undated references, the latest edition of the referenced document (including any amendments) applies.

IEC 60050 (all parts), *International Electrotechnical Vocabulary* (available at <<http://www.electropedia.org>>)

3 Terms and definitions

For the purposes of this document, the definitions given in IEC 60050-815:2000, some of which are repeated here for convenience, apply.

3.1 critical current

I_c

maximum direct current that can be regarded as flowing without resistance

Note 1 to entry: I_c is a function of magnetic field strength and temperature.

[SOURCE: IEC 60050-815:2000, 815-03-01]

² Numbers in square brackets refer to the Bibliography.

3.2

critical current criterion

I_c criterion

criterion to determine the critical current, I_c , based on the electric field strength, E or the resistivity, ρ

Note 1 to entry: $E = 10 \mu\text{V/m}$ or $E = 100 \mu\text{V/m}$ is often used as electric field criterion, and $\rho = 10^{-13} \Omega \cdot \text{m}$ or $\rho = 10^{-14} \Omega \cdot \text{m}$ is often used as resistivity criterion. (" $E = 10 \text{ V/m}$ or $E = 100 \text{ V/m}$ " in the current edition is mistaken and is scheduled to be corrected in the second edition).

[SOURCE: IEC 60050-815:2000, 815-03-02]

3.3

critical current density

J_c

the electric current density at the critical current using either the cross-section of the whole conductor (overall) or of the non-stabilizer part of the conductor if there is a stabilizer

Note 1 to entry: The overall current density is called in English, engineering current density (symbol: J_e).

[SOURCE: IEC 60050-815:2000, 815-03-03]

3.4

transport critical current density

J_{ct}

critical current density obtained by a resistivity or a voltage measurement

[SOURCE: IEC 60050-815:2000, 815-03-04]

3.5

n -value (of a superconductor)

exponent obtained in a specific range of electric field strength or resistivity when the voltage/current $U(I)$ curve is approximated by the equation $U \propto I^n$

[SOURCE: IEC 60050-815:2000, 815-03-10]

4 Requirements

The critical current density J_c is one of the most fundamental parameters that describe the quality of large-area HTS films. In this standard, J_c and its distribution are measured non-destructively via an inductive method by detecting third-harmonic voltages $U_3 \cos(3\omega t + \theta)$. A small coil, which is used both to generate AC magnetic fields and detect third-harmonic voltages, is mounted just above the HTS film and used to scan the measuring area. To measure J_c precisely with an electric-field criterion, the threshold coil currents I_{th} , at which U_3 starts to emerge, are measured repeatedly at different frequencies and the E - J characteristics are determined from their frequency dependencies.

The target relative combined standard uncertainty of the method used to determine the absolute value of J_c is less than 10 %. However, the target uncertainty is less than 5 % for the purpose of evaluating the homogeneity of J_c distribution in large-area superconducting thin films.

5 Apparatus

5.1 Measurement equipment

Figure 1 shows a schematic diagram of a typical electric circuit used for the third-harmonic voltage measurements. This circuit is comprised of a signal generator, power amplifier, digital multimeter (DMM) to measure the coil current, band-rejection filter to reduce the fundamental

wave signals and lock-in amplifier to measure the third-harmonic signals. It involves the single-coil approach in which the coil is used to generate an AC magnetic field and detect the inductive voltage. This method can also be applied to double-sided superconducting thin films without hindrance. In the methods proposed here, however, there is an additional system to reduce harmonic noise voltages generated from the signal generator and the power amplifier [14]. In an example of Figure 1, a cancel coil of specification being the same as the sample coil is used for canceling. The sample coil is mounted just above the superconducting film, and a superconducting film with a $J_c d$ sufficiently larger than that of the sample film is placed below the cancel coil to adjust its inductance to that of the sample coil. Both coils and superconducting films are immersed in liquid nitrogen (a broken line in Figure 1). Other optional measurement systems are described in Annex B.

NOTE In this circuit coil currents of about 0,1 A (rms) and power source voltages of > 6 V (rms) are needed to measure the superconducting film of $J_c d \approx 10$ kA/m while using coil 1 or 2 of Table 1 (6.5). A power amplifier, such as NF: HSA4011, is necessary to supply such large currents and voltages.

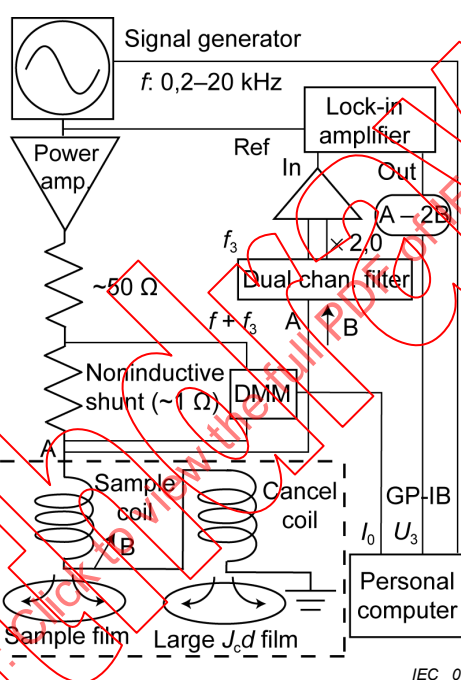


Figure 1 – Diagram for an electric circuit used for inductive J_c measurement of HTS films

5.2 Components for inductive measurements

5.2.1 Coils

Currently available large-area HTS films are deposited on areas as large as about 25 cm in diameter, while about 5 cm diameter films are commercially used to prepare microwave filters [22]. Larger $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) films, about 10 cm diameter films and 2,7 cm $\times$ 20 cm films, were used to fabricate fault current limiter modules [3–5]. For the J_c measurements of such films, the appropriate outer diameter of the sample coils ranges from 2 mm to 5 mm. The requirement for the sample coil is to generate as high a magnetic field as possible at the upper surface of the superconducting film, for which flat coil geometry is suitable. Typical specifications are as follows:

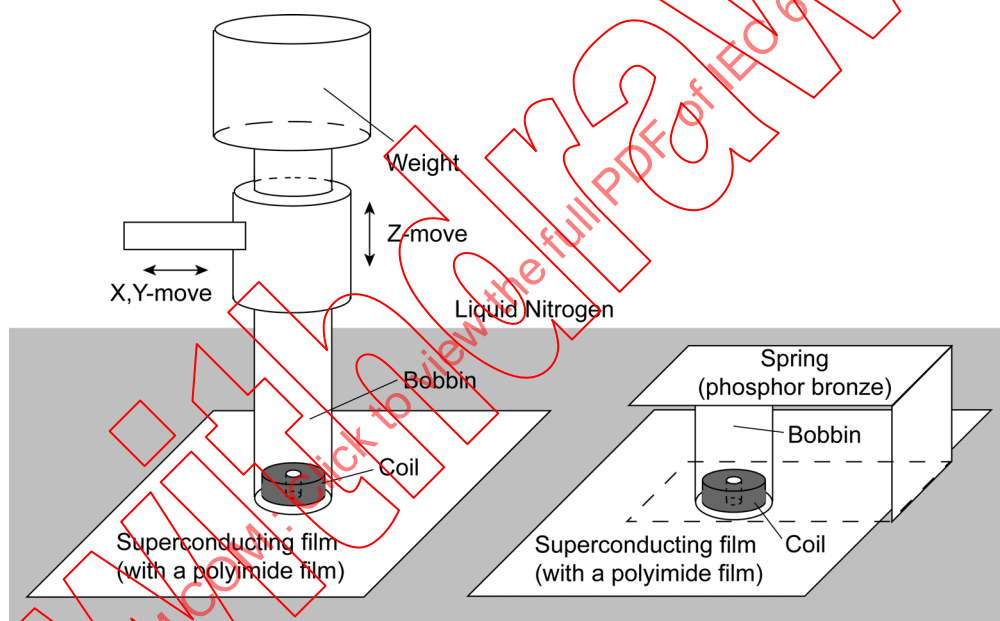
- Inner winding diameter D_1 : 0,9 mm, outer diameter D_2 : 4,2 mm, height h : 1,0 mm, 400 turns of a 50 μm diameter copper wire;
- D_1 : 0,8 mm, D_2 : 2,2 mm, h : 1,0 mm, 200 turns of a 50 μm diameter copper wire.

5.2.2 Spacer film

Typically, a polyimide film with a thickness of $50\ \mu\text{m}$ to $125\ \mu\text{m}$ is used to protect the HTS films. The coil has generally some protection layer below the coil winding, which also insulates the thin film from Joule heat in the coil. The typical thickness is $100\ \mu\text{m}$ to $150\ \mu\text{m}$, and the coil-to-film distance Z_1 is kept to be $200\ \mu\text{m}$.

5.2.3 Mechanism for the set-up of the coil

To maintain a prescribed value for the spacing Z_1 between the bottom of the coil winding and the film surface, the sample coil should be pressed to the film with sufficient pressure, typically exceeding about $0,2\ \text{MPa}$ [18]. Techniques to achieve this are to use a weight or spring, as shown in Figure 2. The system schematically shown in the left figure is used to scan wide area of the film. Before the U_3 measurement the coil is initially moved up to some distance, moved laterally to the target position, and then moved down and pressed to the film. An appropriate pressure should be determined so that too high pressure does not damage the bobbin, coil, HTS thin film or the substrate. It is reported that the YBCO deposited on biaxially-textured pure Ni substrate was degraded by transverse compressive stress of about $20\ \text{MPa}$ [23].



IEC 014/13

Figure 2 – Illustration showing techniques to press the sample coil to HTS films

5.2.4 Calibration wafer

A calibration wafer is used to determine the experimental coil coefficient k' described in the next section. It is made by using a homogeneous large-area (typically about $5\ \text{cm}$ diameter) YBCO thin film. It consists of bridges for transport measurement and an inductive measurement area (Figure 3). Typical dimensions of the transport bridges are $20\ \mu\text{m}$ to $70\ \mu\text{m}$ wide and $1\ \text{mm}$ to $2\ \text{mm}$ long, which were prepared either by UV photolithography technique or by laser etching [24].

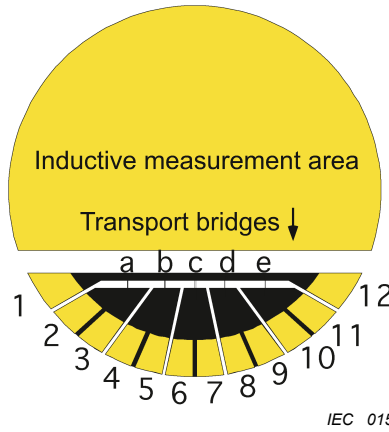


Figure 3 – Example of a calibration wafer used to determine the coil coefficient

6 Measurement procedure

6.1 General

The procedures used to determine the experimental coil coefficient k' and measure the J_c of the films under test are described as follows, with the meaning of k' expressed in A.5.

6.2 Determination of the experimental coil coefficient

6.2.1 Calculation of the theoretical coil coefficient k

Calculate the theoretical coil coefficient $k = J_c d / I_0$ from

$$k = F_m \quad (1)$$

where F_m is the maximum of $F(r)$ that is a function of r , the distance from the central axis of the coil (Figure 4). The coil-factor function, $F(r) = -2H_t(r, t)/I_0 \cos \omega t = 2H_0/I_0$ is obtained by

$$F(r) = \frac{N}{2\pi S} \int_{R_1}^{R_2} dr' \int_0^{2\pi} d\theta \int_{Z_1}^{Z_2} dz \frac{r'z \cos \theta}{(z^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta)^{3/2}}, \quad (2)$$

where N is the number of windings, $S = (R_2 - R_1)h$ is the cross-sectional area, $R_1 = D_1/2$ is the inner radius, $R_2 = D_2/2$ is the outer radius of the coil, Z_1 is the coil-to-film distance, and $Z_2 = Z_1 + h$ [17]. The derivation of the Equation (2) is described in A.3.

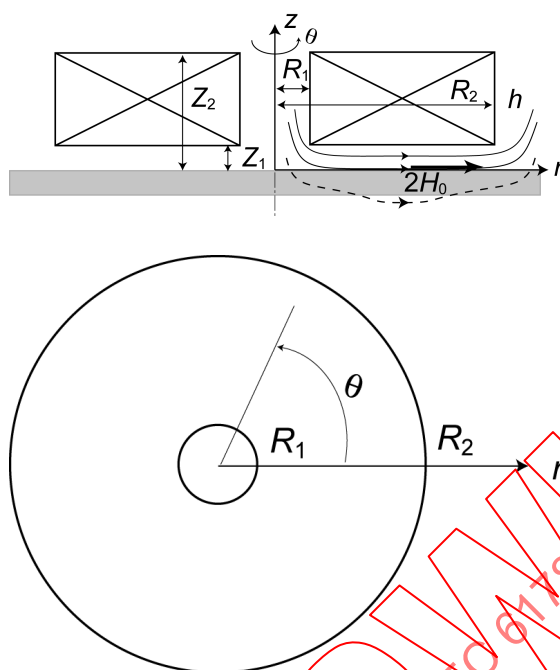


Figure 4 – Illustration for the sample coil and the magnetic field during measurement

6.2.2 Transport measurements of bridges in the calibration wafer

- a) Measure the E - J characteristics of the transport bridges of the calibration wafer by a four-probe method, and obtain the power-law E - J characteristics,

$$E_i = A_{0i} \times J^n. \quad (3)$$

- b) Repeat the measurement for at least three different bridges. Three sets of data ($n = 20,5$ to $23,8$) measured for three bridges are shown in the upper (high- E) part of Figure 5.

6.2.3 U_3 measurements of the calibration wafer

- a) Measure U_3 in the inductive measurement area of the calibration wafer as a function of the coil current with three or four frequencies, and obtain the experimental I_{th} using a constant-inductance criterion; namely, $U_3/fI_0 = 2\pi L_c$. The criterion L_c should be as small as possible within the range with sufficiently large S/N ratios, in order to use the simple Equation (4) for the electric-field calculation (7.1 c) and D.2). An example of the measurement is shown in Figure 6 with $2\pi L_c = 2 \mu\Omega \cdot \text{sec}$.

- b) Repeat the measurement for at least three different points of the film.

6.2.4 Calculation of the E - J characteristics from frequency-dependent I_{th} data

- a) Calculate J_{c0} ($= kI_{th}/d$) and the average E induced in the superconducting film at the full penetration threshold by

$$E_{avg} \approx 2,04 \mu_0 f d^2 J_c = 2,04 \mu_0 k f d I_{th}, \quad (4)$$

from the obtained I_{th} at each frequency using the theoretical coefficient k calculated in 6.2.1. The derivation of Equation (4) is described in A.4.

- b) Obtain the E - J characteristics

$$E_i = A_{0i} \times J^n \quad (5)$$

from the relation between E_{avg} and J_{c0} , and plot them in the same figure where the transport E - J characteristics data were plotted. Broken lines in Figure 5 show three sets of

data measured at different points of the film. Transport data and U_3 inductive data do not yet match at this stage.

6.2.5 Determination of the k' from J_{ct} and J_{c0} values for an appropriate E

- Choose an appropriate electric field that is within (or near to) both the transport E - J curves and the inductive E - J curves, such as $200 \mu\text{V/m}$ in Figure 5.
- At this electric field, calculate both the transport critical current densities J_{ct} and the inductive J_{c0} values from Equations (3) and (5) respectively.
- Determine the experimental coil coefficient k' by $k' = (J_{ct}/J_{c0})k$, where J_{ct} and J_{c0} indicate the average values of obtained J_{ct} and J_{c0} values, respectively. If the $J_c (= k' I_{th}/d)$ values are plotted against $E_{avg} = 2,04 \mu_0 k f d I_{th}$, the E - J characteristics from the U_3 measurement match the transport data well (Figure 5).

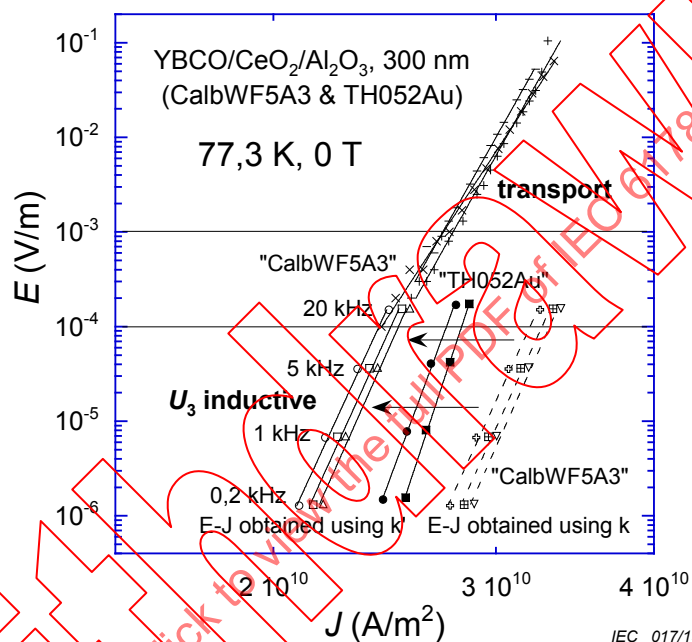


Figure 5 – E - J characteristics measured by a transport method and the U_3 inductive method

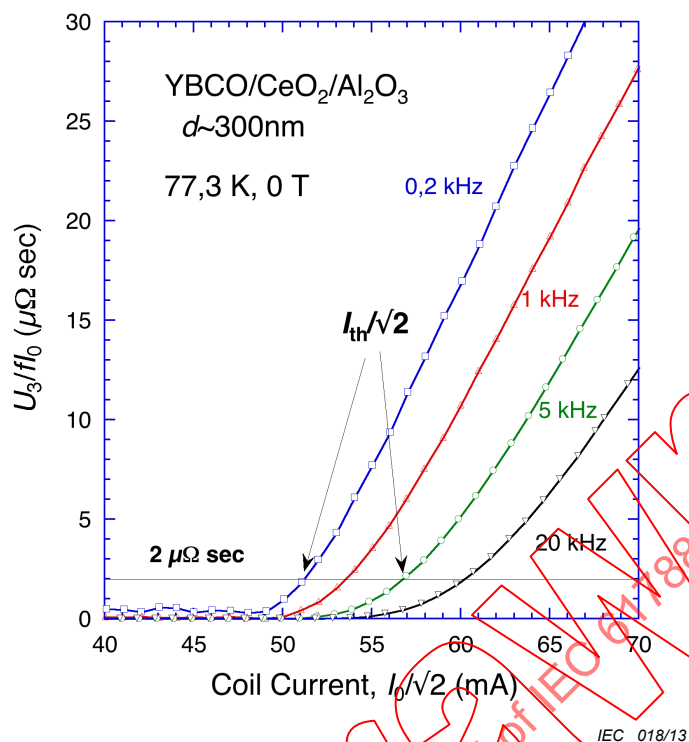


Figure 6 –Example of the normalized third-harmonic voltages (U_3/fI_0) measured with various frequencies

6.3 Measurement of J_c in sample films

- Measure U_3 with two, three or four frequencies in sample films, and obtain I_{th} with the same criterion L_c as used in 6.2.3.
- Use the obtained experimental coil coefficient k' to calculate J_c ($= k'I_{th}/d$) at each frequency, and obtain the relation between J_c and E_{avg} ($= 2,04\mu_0 k f d I_{th}$, using k because of the underestimation as mentioned in 7.1 c). An example of the E - J characteristics is also shown in Figure 5) measured for a sample film (TH052Au, solid symbols) with n -values (36,0 and 40,4) exceeding those of the calibration wafer ($n = 28,0$ to 28,6).
- From the obtained E - J characteristics, calculate the J_c value with an appropriate electric-field criterion, such as $E_c = 100 \mu V/m$.
- Measurement with three or four frequencies is beneficial to check the validity of the measurement and sample by checking the power-law E - J characteristics. Measurement with two frequencies can be used for routine samples in the interests of time.

6.4 Measurement of J_c with only one frequency

As mentioned in Clause 1 and Clause 3, J_c is a function of electric field, and it is recommended to determine it with a constant electric-field criterion using a multi-frequency approach through procedures described in 6.2 and 6.3. However, one frequency measurement is sometimes desired for simplicity and inexpensiveness. In this case, the J_c values are determined with variable electric-field criteria through the following procedures.

- Calculate the theoretical coil coefficient k by Equation (1) in 6.2.1.
- Obtain the E - J characteristics of the transport bridges of the calibration wafer (Equation (3)) through the procedures of 6.2.2.
- Measure U_3 in the inductive measurement area of the calibration wafer as a function of the coil current with one frequency, and obtain the experimental I_{th} using a constant-inductance criterion; namely, $U_3/fI_0 = 2\pi L_c$. The criterion L_c should be as small as possible within the range with sufficiently large S/N ratios, in order to use the simple Equation (4) in 6.2.4 for the electric-field calculation. Calculate J_{c0} ($= kI_{th}/d$) and the average E induced in the superconducting film at the full penetration threshold by Equation (4). Repeat the

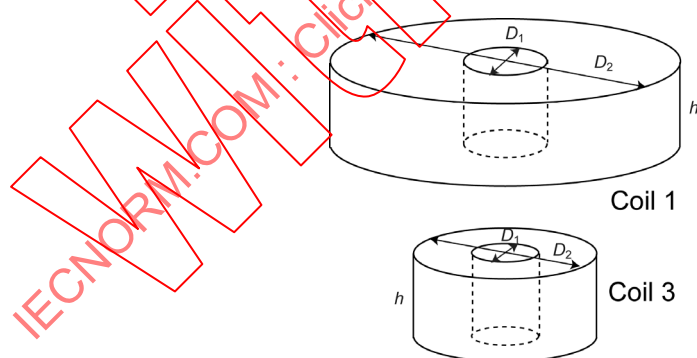
- measurement for at least three different points of the film, and obtain average J_{c0} and E_{avg-U3} .
- d) Using the transport E - J characteristics of Equation (3), calculate J_{ct} for the average E_{avg-U3} obtained in c).
- e) Determine the experimental coil coefficient k' by $k' = (J_{ct}/J_{c0})k$.
- f) Measure U_3 with the same frequency in sample films, and obtain I_{th} with the same criterion L_c as used in c). Calculate $J_c (= k'I_{th}/d)$ using the obtained experimental coil coefficient k' . Calculate also E_{avg} with Equation (4), and this value should be accompanied by each J_c value.

6.5 Examples of the theoretical and experimental coil coefficients

Some examples of the theoretical and experimental coil coefficients (k and k') for typical sample coils are shown in Table 1 with the specifications and recommended criteria for the I_{th} determination, $2\pi L_c = U_3/fI_0$. Note that the k' depends on the criterion L_c . Coil 1 is wound with a 50 μm diameter, self-bonding polyurethane enameled round copper winding wire, and coils 2 and 3 are wound with a 50 μm diameter, polyurethane enameled round copper winding wire. Measured resistances at 77,3 K and calculated self-inductances when a superconducting film is placed below the coil are also shown. The coil-to-film distance Z_1 is fixed at 0,2 mm. The images of coils 1 and 3 are shown in Figure 7, and the coil-factor functions $F(r)$ for the three coils show that the peak magnetic field occurs near the mean coil radius (Figure 8).

Table 1 – Specifications and coil coefficients of typical sample coils

	D_1 mm	D_2 mm	h mm	Turns	k 1/mm	k' 1/mm	U_3/fI_0 $\mu\Omega \cdot \text{sec}$	R Ω	L mH
1	0,9	4,2	1,0	400	106,6	82,2	2	4,1	0,165
2	1,0	3,6	1,0	400	117,4	89,1	2	3,4	0,163
3	0,8	2,2	1,0	200	63,2	47,0	0,6	1,6	0,028



IEC 019/13

Figure 7 – Illustration for coils 1 and 3 in Table 1

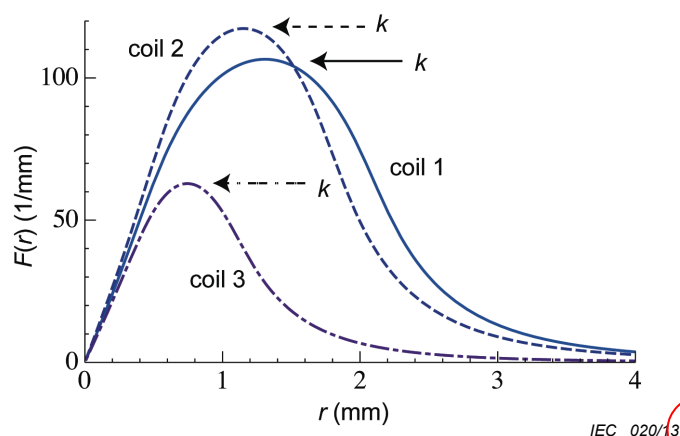


Figure 8 – The coil-factor function $F(r) = 2H_0/I_0$ calculated for the three coils

7 Uncertainty in the test method

7.1 Major sources of systematic effects that affect the U_3 measurement

The most significant systematic effect on the U_3 measurement is due to the deviation of the coil-to-film distance Z_1 from the prescribed value. Because the measured value $J_c d$ in this technique is directly proportional to the magnetic field at the upper surface of the superconducting film, the deviation of the spacing Z_1 directly affects the measurement. The key origins of the uncertainty are listed below (a)–c)). Note that the general concept of the “uncertainty” is summarized in Annex C.

a) Inadequate pressing of the coil to the film

As the measurement is performed in liquid nitrogen, the polyimide film placed above the HTS thin film becomes brittle and liquid nitrogen may enter the space between the polyimide and HTS films. Thus, sufficient pressure is necessary to keep the polyimide film flat and avoid the deviation of Z_1 . An experiment has shown that the required pressure is about 0,2 MPa [18]. Here it is to be noted that thermal contraction of polyimide films at the liquid nitrogen temperature is less than $0,002 \times (300 - 77) \approx 0,45 \%$, which leads to negligible values of 0,2 μm to 0,6 μm compared with the total coil-to-film distance (about 200 μm) [25].

b) Ice layer formed between the coil and polyimide film

The liquid nitrogen inevitably contains powder-like ice. If the sample coil is moved to scan the large-area HTS film area for an extended period, an ice layer is often formed between the polyimide film and the sample coil, which increases the coil-to-film distance Z_1 from the prescribed value. As shown later in 7.2, this effect reduces coil coefficients (k and k'), and the use of uncorrected k' results in an overestimate in J_c . Special care should be taken to keep the measurement environment as dry as possible. If the measurement system is set in an open (ambient) environment, the J_c values measured after an extended period of time become sometimes greater than those measured before, and the overestimation was as large as 6 % when measured after one hour. If the measurement system is set in almost closed environment and the ambient humidity is kept less than about 5 %, such effect of ice layers can be avoided. We can check this effect by confirming reproducibility. If the same J_c values are obtained after an extended period, it proves that there is negligible effect of ice layers. These two systematic effects (a) and b)) are not considered in the estimate of the uncertainty of the experimental coil coefficient k' in 7.3 and D.1, because they can be eliminated by careful measurements.

c) Underestimation of the induced electric field E by a simple Bean model

The calculation of average induced electric fields E_{avg} in the superconducting film via Equation (4) is sufficiently accurate provided the magnetic-field penetration below the bottom of the film can be neglected. However, considerable magnetic fields penetrate below the film when the experimental threshold current I_{th} is determined and detectable U_3 has emerged. It was pointed out that the rapid magnetic-field penetration below the film

at $I_0 = I_{th}$ may cause a considerable increase of the induced electric field and that the E calculated by Equation (4) might be significantly underestimated [26]. However, several experimental results have shown that the relative standard uncertainty from this effect is usually less than 5 %. The detail is described in D.2.

7.2 Effect of deviation from the prescribed value in the coil-to-film distance

Because the magnetic field arising from the coil depends on the coil-to-film distance Z_1 , the coil coefficient also depends on Z_1 . Figure 9 shows the Z_1 dependence of the theoretical coil coefficient k calculated from Equations (1) and (2). The theoretical coil coefficient k normalized by k_0 is plotted as the function of Z_1 , where k_0 is the theoretical coil coefficient for $Z_1 = 0,2$ mm. Dimensions of coils 1, 2, and 3 are listed in Table 1. The relative effect of deviation on k of coil 1 is about 2,6 %, when $Z_1 = 0,2$ mm $\pm$ 0,02 mm. Provided the deviation of Z_1 is small (e.g. ≤ 20 %), the deviated experimental coil coefficient k' is proportional to the k . Some experimental results that support this are described in D.3. Therefore, use Figure 9 to estimate the systematic effect on k' , if the deviated distance can be reasonably estimated.

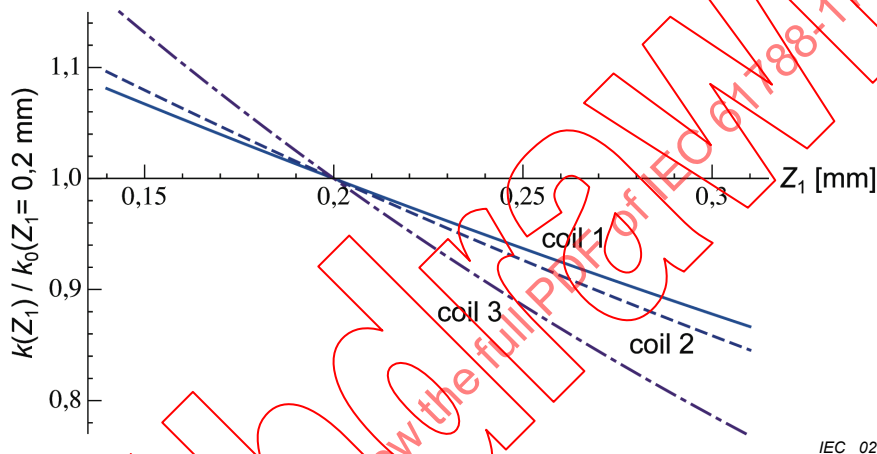


Figure 9 – The coil-to-film distance Z_1 dependence of the theoretical coil coefficient k

7.3 Uncertainty of the experimental coil coefficient and the obtained J_c

Since the proposed method uses a standard sample (the calibration wafer) to determine the experimental coil coefficient k' that directly affects the measured J_c values, the uncertainty of k' is one of the key factors affecting the uncertainty of the measurement, and the homogeneity of the large-area thin film used in the calibration wafer is an important source of such uncertainty. The experimental coil coefficient k' is calculated by $k' = (J_{ct}/J_{c0})k$ at an appropriate electric field, where J_{ct} is the critical current density measured by the transport method and $J_{c0} = kl_{th}/d$ measured by the inductive method (6.2.5). An example of the evaluation of the uncertainty of k' for the coil 1 (Table 1) was shown in D.1. The result is $k' = (J_{ct}/J_{c0})k = (2,5878/3,4437) \times 109,4 = 82,2$ mm $^{-1}$ with the combined standard uncertainty of $u_c(k') = 2,4$ mm $^{-1}$ (2,93 %). It has been demonstrated that the uncertainty of the transport J_{ct} dominates the combined standard uncertainty of k' .

The uncertainty originating from the underestimation of E_{avg} by a simple Bean model (Equation (4)) is evaluated in D.2. The relative standard uncertainty (Type B) is evaluated to be $u_B = 6,6/\sqrt{3} = 3,8$ % for a typical specimen with $n = 25$. In contrast to these Type-B uncertainties, Type-A uncertainty of J_c , originating from the experimental uncertainty of the electric U_3 measurement is much smaller, typically about 0,3 %, as shown in D.4. The uncertainty of k' and that from the underestimation of E_{avg} dominate the combined standard uncertainty of the absolute value of J_c , and the relative combined standard uncertainty was 4,7 % for a typical DyBa $_2$ Cu $_3$ O $_7$ (DyBCO) sample film (D.5). This is well below the target value of 10 %. Note that for the purpose of evaluating the homogeneity of J_c distribution in large-area superconducting thin films, the uncertainty of k' does not contribute to the uncertainty of J_c distribution, provided the same sample coil is used. Therefore, the relative standard uncertainty should be less than the target uncertainty of 5 %.

7.4 Effects of the film edge

Figure 8 shows that substantial magnetic fields exist, even outside the coil area, which induce shielding currents in the superconducting film. Therefore, the coil must be apart from the film edge for the precise measurement. The original paper by Claassen *et al.* recommended that the outer diameter of the coil should be less than half of the film width to neglect the edge effect [10]. However, recent numerical calculation with the finite element method indicated that correct measurements can be made when the film width is as small as 6 mm for a coil with an outer diameter of 5 mm and for $Z_1 = 0,2$ mm [27]. The experimental results described in D.6 have shown that precise measurements can be made for either of coils 2 or 3 (Table 1) when the outside of the coil is more than 0,3 mm apart from the film edge. With the uncertainty of 0,1 mm to 0,2 mm in the coil setting in mind, the outside of the coil should be more than 0,5 mm apart from the film edge when coils with an outer diameter of 2 mm to 5 mm are used.

7.5 Specimen protection

Moisture and water sometimes react with the Ba atoms in the YBCO film and cause the superconducting properties to deteriorate. If YBCO films are still used for some purpose after the measurement, they should be warmed up in a moisture-free environment, e.g. a vacuum or He gas to avoid degradation. Some protection measure can also be provided for the specimens. A thin organic coating, with thickness less than several micrometers, does not affect the measurements and can subsequently be removed, thus it can be used for protection.

8 Test report

8.1 Identification of test specimen

The test specimen shall be identified, if possible, by the following:

- a) name of the manufacture of the specimen;
- b) classification;
- c) lot number;
- d) chemical composition of the thin film and substrate;
- e) thickness and roughness of the thin film;
- f) manufacturing process technique.

8.2 Report of J_c values

The J_c values shall be reported with the electric-field criterion, E_c . If possible, the n values, the indices of the power-law E - J characteristics, shall be reported together. It is known that the measurement of n values facilitates the detection of degraded segments within a large-area HTS film [15].

8.3 Report of test conditions

The following test conditions shall be reported:

- a) temperature (atmospheric pressure, or the pressure of liquid nitrogen);
- b) DC magnetic fields (if applied);
- c) test frequencies;
- d) possible effects of the ice layer;
- e) specifications of the sample coil;
- f) thickness of the spacer film.

Annex A (informative)

Additional information relating to Clauses 1 to 8

A.1 Comments on other methods for measuring the local J_c of large-area HTS films

There are several AC inductive methods for the nondestructive measurement of local J_c of large-area superconducting thin films [1–5]³, in which some detect third-harmonic voltages $U_3 \cos(3\omega t + \theta)$ [1–3] and others use only the fundamental voltage [4, 5]. In these inductive methods, AC magnetic fields are generated with AC currents $I_0 \cos \omega t$ in a small coil mounted just above the film, and J_c is calculated from the threshold coil current I_{th} , at which full penetration of the AC magnetic field to the film is achieved [6]. When $I_0 < I_{th}$, the magnetic field below the film is completely shielded, and the superconducting film is regarded as a mirror image coil reflected through the upper surface of the film, carrying the same current but in the opposite direction. The response of the superconducting film to $I_0 \cos \omega t$ is linear and no third-harmonic voltage is induced in the coil.

For the case of the U_3 inductive method, U_3 starts to emerge at $I_0 = I_{th}$, when the superconducting shielding current reaches the critical current and its response becomes nonlinear [3]. In the other methods that use only the fundamental voltage, to detect the breakdown of complete shielding when the critical current is reached, penetrated AC magnetic fields are detected by a pickup coil mounted just below the film [4] or a change of mutual inductance of two adjacent coils is measured [5]. In all these inductive J_c measurements, the scheme is common in that the AC magnetic field $2H_0 \cos \omega t$ at the upper surface of the film is measured at the full penetration threshold. We obtain J_c because the amplitude of the full penetration field $2H_0$ equals $J_c d$ [3]. The electric field E induced in the superconductor can be calculated with the same Equation (4) [6], and a similar procedure to that described in Clause 6 can be used for the precise measurement.

Another inductive magnetic method using Hall probe arrays has been commercialized to measure local J_c of long coated conductors [7, 8]. In this method magnetic field profiles are measured in applied dc magnetic field, and the corresponding current distribution is calculated. This method can also be applied to rectangular large-area HTS films having widths less than several centimeters, and has better spatial resolution over ac inductive methods using small coils.

A.2 Requirements

As the third-harmonic voltages are proportional to the measuring frequency, higher frequencies are desirable to obtain a better S/N ratio. However, there is a limitation due to the frequency range of the measuring equipment (lock-in amplifier and/or filter) and to excessive signal voltages induced in the sample coil when a large $J_c d$ film is measured. It is recommended to use a frequency from 1 kHz to 20 kHz for a film with small $J_c d$ (≤ 1 kA/m), and that from 0,2 kHz to 8 kHz for a film with large $J_c d$ (≥ 20 kA/m). Measurements over a wide frequency range are desirable to obtain the current-voltage characteristics in a wide electric-field range. For the general purpose of the J_c measurement, however, one order of frequency range is sufficient to obtain the n -value and measure J_c precisely.

In this standard the measurement temperature is limited to liquid nitrogen temperatures, namely 77,35 K at 1013 hPa and 65,80 K at 200 hPa, because a refrigerant is needed to cool

³ Figures in square brackets refer to the reference documents in A.8 of this annex.

the sample coil that generates Joule heat. When measuring at variable temperatures in a gas atmosphere, further investigations are necessary.

The U_3 inductive method is applicable not only to large-area HTS films deposited on insulating substrates (sapphire, MgO, etc.), but also to coated conductors with metallic substrates. However, if the coated conductors have thick metallic protective layers (Ag or Cu) and their thickness exceeds about 10 μm , certain measures are needed to avoid the skin effect. One technique involves limiting measuring frequencies to a sufficiently low extent (e.g. about 8 kHz).

A.3 Theory of the third-harmonic voltage generation

Here we present the response of a superconducting film to a current-carrying coil mounted above the film [3]. A superconducting film of thickness d , infinitely extended in the xy plane, is situated at $-d < z < 0$, where the upper surface is at $z = 0$ in the xy plane and the lower surface is at $z = -d$. A drive coil is axially symmetric with respect to the z axis, and the coil occupies the area of $R_1 < r < R_2$ and $Z_1 < z < Z_2$ in the cylindrical coordinate (r, θ, z) . The coil consists of a wire of winding number N , which carries a sinusoidal drive current $I_0(t) = I_0 \cos \omega t$ along the θ direction. Responding to the magnetic field produced by the coil, the shielding current flows in the superconducting film. The sheet current K_θ (i.e. the current density integrated over the thickness, $-d < z < 0$) in the superconducting film plays crucial roles in the response of the film, and $|K_\theta|$ cannot exceed its critical value, $J_c d$.

The response of the superconducting film is detected by measuring the voltage $U(t)$ induced in the coil, and $U(t)$ is generally expressed as the Fourier series,

$$U(t) = \sum_{n=1}^{\infty} U_n \cos(n\omega t + \theta_n). \quad (\text{A.1})$$

The fundamental voltage U_1 is primarily determined by the coil impedance. The even harmonics, U_n for even n , is generally much smaller than the odd harmonics, U_n for odd n . The third-harmonic voltage, U_3 , is the key, because U_3 directly reflects the nonlinear response (i.e. information on $J_c d$) of the superconducting film.

The coil produces an axially symmetric magnetic field, and its radial component H_r at the upper surface of the superconducting film ($z = 0$) is obtained by

$$H_r(r, t) = -H_0 \cos \omega t = -(I_0 / 2) F(r) \cos \omega t. \quad (\text{A.2})$$

The coil-factor function $F(r)$ is determined by the configuration of the coil as

$$F(r) = \frac{N}{2\pi S} \int_{R_1}^{R_2} dr' \int_0^{2\pi} d\theta \int_{Z_1}^{Z_2} dz \frac{r' z \cos \theta}{(z^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta)^{3/2}}, \quad (\text{A.3})$$

where $S = (R_2 - R_1)(Z_2 - Z_1)$ is the cross-sectional area of the coil. The $F(r)$ generally has a maximum $F_m > 0$ at $r = r_m$ [where r_m is roughly close to $(R_1 + R_2)/2$], and $F(0) = F(\infty) = 0$.

When $0 < I_0 < I_{th}$, the magnetic field arising from the coil does not penetrate below the film ($z < -d$). In such cases, the magnetic field distribution above the film ($z > 0$) is simply obtained by the mirror-image technique. The magnetic field arising from the image coil (i.e. from the shielding current flowing in the superconducting film) cancels out the perpendicular component H_z , and the parallel component H_r doubles. The sheet current K_θ in the superconducting film is therefore obtained by $K_\theta(r, t) = 2H_r(r, t) = -I_0 F(r) \cos \omega t$. Because of

Note that the amplitude of the sheet current density, $|K_\theta| = 2|H_r| \leq I_0 F(r) \leq I_0 F_m$, cannot exceed the critical value, $J_c d$. The threshold current I_{th} is determined such that $|K_\theta| \leq I_0 F_m$ reaches $J_c d$ when $I_0 = I_{th}$, and is obtained by

where the (theoretical) coil coefficient is obtained by $k = F_m$.

When $I_0 > I_{th}$, the magnetic field penetrates below the superconducting film, and the nonlinear response of K_θ yields the generation of the harmonic voltages in the coil.

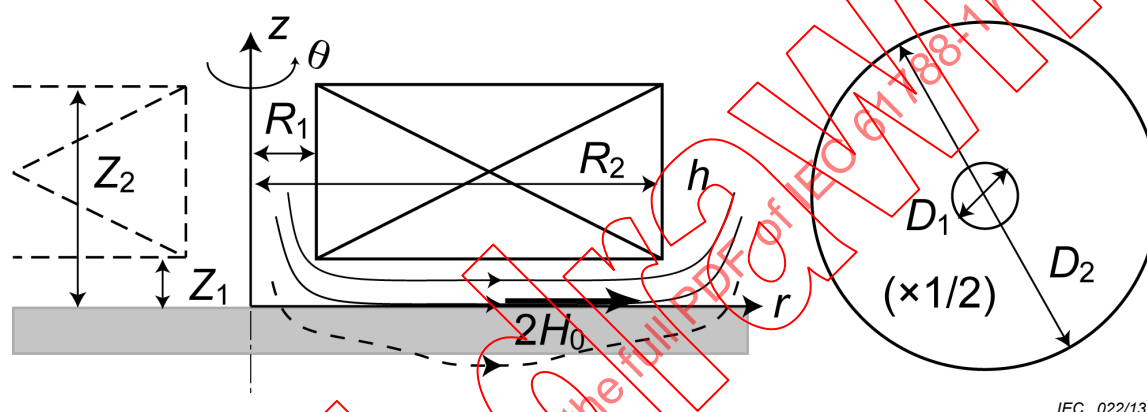


Figure A.1 – Illustration for the sample coil and the magnetic field during measurement

A.4 Calculation of the induced electric fields

Here, we approximate the average E induced in the superconducting film at the full penetration threshold, $I_0 = I_{th}$, using the Bean model [6]. This approximation assumes a semi-infinite superconductor below the xy -plane ($z \leq 0$), and the film is regarded as part of this superconductor ($-d \leq z \leq 0$). When a sinusoidal magnetic field $H_{x0} = 2H_0 \cos \omega t$ ($2H_0 = J_c d$) is applied parallel to the x -direction at the surface of the superconductor, the induced E has only the y -component $E_y(z)$, and $E_y(z \leq -d)$ is zero because the magnetic fluxes just reach the lower surface of the film ($z = -d$). The $E_y(z)$ is calculated by integrating $-\mu_0(dH_x/dt)$ from $z = -d$ to z , yielding $E_y(z) = -\mu_0 \omega d H_0 \sin \omega t (1 - \cos \omega t + 2z/d)$. The time-dependent surface electric field, $|E_y(z=0)|$, peaks at $\omega t = 2\pi/3$, and then, $\max|E_y(0)| = (3\sqrt{3}/4) \mu_0 \omega d H_0$. Because $\max|E_y(z)|$ peaks at $z = 0$ (the upper surface of the film) and is zero at $z = -d$ (the lower surface of the film), the volume average of $\max|E_y(z)|$ is estimated to be half of $\max|E_y(0)|$,

$$E_{\text{avg}} \approx (3\sqrt{3}\pi/4)\mu_0 f d H_0 \approx 2,04\mu_0 f d^2 J_c = 2,04\mu_0 k f d l_{\text{th}}. \quad (\text{A.5})$$

For typical parameters of the measurement, $f = 1$ kHz, $d = 250$ nm, and $J_c = 10^{10}$ A/m², the calculated E is about 2 μ V/m.

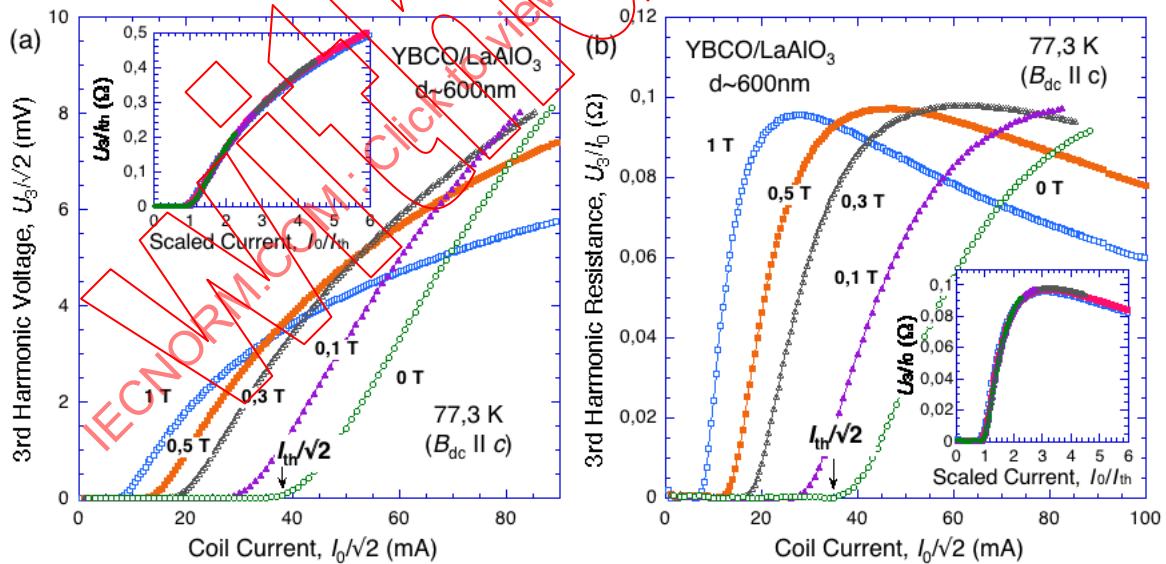
A.5 Theoretical coil coefficient k and experimental coil coefficient k'

Here, the basic concept concerning the theoretical coil coefficient $k = J_c d / I_{th}$ and the experimental coefficient k' for the case of the U_3 inductive method is explained. When the coil current I_0 equals the threshold current I_{th} , the *highest* magnetic field below the coil

$2H_{0,\max} = J_c d$, and the magnetic field just fully penetrates the film. Since $2H_{0,\max}$ can be theoretically calculated, we can calculate the theoretical coil coefficient $k = J_c d / I_{th}$. However, the above “true I_{th} ” corresponds to the coil current at which infinitesimal U_3 is generated in the coil. Because it is impossible to detect $U_3 \approx 0$ to obtain a “true I_{th} ,” we need an alternative approach to obtain an “experimental I_{th} ” and corresponding experimental coil coefficient k' .

A.6 Scaling of the $U_3 - I_0$ curves and the constant-inductance criterion to determine I_{th}

For convenience, the (experimental) threshold current I_{th} has been often determined by a constant-voltage criterion, e.g. $U_3 / \sqrt{2} = 50 \mu\text{V}$. However, the use of a constant-voltage criterion is problematic. Theoretical analyses on the relationship between I_0 and U_3 showed that there is clear scaling behavior $U_3 / I_{th} = \omega G(I_0 / I_{th})$, where G is a scaling function that is determined only by the specifications of the sample coil [2, 3]. This equation implies that the U_3 vs. I_0 curves with various I_{th} values should collapse to one curve if they are normalized with I_{th} . The inset of Figure A.2 a) clearly shows this scaling behavior. As the third-harmonic resistance $U_3 / I_0 = \omega G(I_0 / I_{th}) / (I_0 / I_{th})$, the U_3 / I_0 itself is already normalized (Figure A.2 b)), and it scales with the scaled current I_0 / I_{th} (inset of Figure A.2 b)). Because the third-harmonic voltage U_3 is proportional to I_{th} , the determination of I_{th} by a constant-voltage criterion inherently causes a systematic error; namely, the J_c of a sample with $J_c d$ larger (smaller) than the standard sample is underestimated (overestimated) [9]. From the scaling behavior observed in the third-harmonic resistance U_3 / I_0 (Figure A.2 b)), it is demonstrated that the I_{th} should be determined by a constant-resistance criterion, such as $U_3 / I_0 = 2 \text{ m}\Omega$. Furthermore, as the U_3 values are proportional to the measuring frequency, a constant-inductance criterion, such as $U_3 / I_0 = 2 \mu\Omega \cdot \text{sec}$, should be used if the U_3 measurements are performed with multiple frequencies [9, 10]. It is also to be noted that such scaling behavior forms the basis of the $J_c d$ measurement, the procedure for which is described in 6.2 to 6.4 using a standard sample (calibration wafer).



a) U_3 vs. I_0 curves and its scaling

b) U_3 / I_0 vs. I_0 curves and its scaling

IEC 023/13

Figure A.2 – (a) U_3 and (b) U_3 / I_0 plotted against I_0 in a YBCO thin film measured in applied DC magnetic fields, and the scaling observed when normalized by I_{th} (insets)

A.7 Effects of reversible flux motion

The critical state model is frequently used for describing most electromagnetic properties of superconductors. In the critical state model, however, the flux motion is assumed to be

completely irreversible. Therefore, if the displacement of flux lines is limited inside the pinning potential, the flux motion includes reversible motion and predictions based on the critical state model are not satisfied. For example, AC energy loss density in multifilamentary Nb-Ti wires with very fine filaments plummets with decreasing filament diameter and deviates from the prediction by the critical state model [11]. The imaginary parts of the AC susceptibility of a superconductor are also predicted to be smaller than the prediction by the critical state model [12]. For the present measurement, it is reported that the critical current density is overestimated at a higher magnetic field [13]. In this clause, the effect of reversible flux motion is described.

When the thickness of the superconducting film is equal to or thinner than the Campbell's AC penetration depth obtained by

$$\lambda_0' = \left(\frac{Ba_f}{2\pi\mu_0 J_c} \right)^{1/2},$$

the reversible flux motion becomes significant, where a_f is the fluxoid spacing. Therefore, the effect of the reversible flux motion is observed at high magnetic fields and/or high temperatures where J_c becomes low. In the present measurement, the magnetic field is limited to a very low level due to the driving coil. λ_0' is estimated to be 140 nm for $J_c = 10^{10}$ A/m², $B = 0,01$ T, and is sufficiently smaller than the typical thin film thickness of 300 nm. However, λ_0' becomes 440 nm for $J_c = 10^9$ A/m², meaning the thin film thickness must exceed 880 nm. Thus, it is better to estimate λ_0' from J_c and confirm that the reversible flux motion is not significant in the present measurement, i.e. $\lambda_0' < d$ is satisfied. This estimation of λ_0' is also valid for cases where the DC magnetic field is applied perpendicular to the film surface, while the direction of the AC and DC magnetic fields differ. In this case, λ_0' is known to be estimated from the DC magnetic field [14].

A.8 Reference documents of Annex A

- [1] CLAASSEN, J.H., REEVES, M.E. and SOULEN, Jr. R.J. A contactless method for measurement of the critical current density and critical temperature of superconducting films. *Rev. Sci. Instrum.*, 1991, 62, p. 996.
- [2] POULIN, G.D., PRESTON, J.S. and STRACH, T. Interpretation of the harmonic response of superconducting films to inhomogeneous AC magnetic fields., *Phys. Rev. B*, 1993, 48, p. 1077.
- [3] MAWATARI, Y., YAMASAKI, H. and NAKAGAWA, Y. Critical current density and third-harmonic voltage in superconducting films. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, 81, p. 2424.
- [4] HOCHMUTH, H. and LORENZ, M. Inductive determination of the critical current density of superconducting thin films without lateral structuring. *Physica C*, 1994, 220, p. 209.
- [5] HOCHMUTH H. and LORENZ, M. Side-selective and non-destructive determination of the critical current density of double-sided superconducting thin films. *Physica C*, 1996, 265, p. 335.
- [6] YAMASAKI, H., MAWATARI, Y. and NAKAGAWA, Y. Nondestructive determination of current-voltage characteristics of superconducting films by inductive critical current density measurements as a function of frequency. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, 82, p. 3275.
- [7] GRIMALDI, G., BAUER, M. and KINDER, H. Continuous reel-to-reel measurement of critical currents of coated conductors. *Appl. Phys. Lett.*, 2001, 79, p. 4390.

- [8] GRIMALDI, G., BAUER, M., KINDER, H., PRUSSEIT, W., GAMBARDILLA, Y. and PACE S. Magnetic imaging of YBCO coated conductors by Hall probes. *Physica C*, 2002, 372–376, p. 1009.
- [9] YAMASAKI, H., MAWATARI, Y. and NAKAGAWA, Y. Precise Determination of the Threshold Current for Third-Harmonic Voltage Generation in the AC Inductive Measurement of Critical Current Densities of Superconducting Thin Films. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2005, 15, p. 3636.
- [10] CLAASSEN, JH. Measurement of the Critical Current and Flux Creep Parameters in Thin Superconducting Films Using the Single Coil Technique. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 1997, 7, p. 1463.
- [11] SUMIYOSHI, F., MATSUYAMA, M., NODA, M., MATSUSHITA, T., FUNAKI, K., IWAKUMA, M. and YAMAFUJI, K. Anomalous Magnetic Behavior due to Reversible Fluxoid Motion in Superconducting Multifilamentary Wires with Very Fine Filaments. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1986, 25, p. L148
- [12] MATSUSHITA, T., OTABE, ES. and NI, B. Effect of reversible fluxoid motion on AC susceptibility of high temperature superconductors. *Physica C*, 1991, 182, p. 95.
- [13] YOSHIDA, T., SHIBATA, M., KIUCHI, M., OTABE, ES., MATSUSHITA, T., FUTAMURA, M., KONISHI, H., MIYATA, S., IBI, A., YAMADA, Y. and SHIOHARA, Y. Evaluation of film thickness dependency of the reversible fluxoid motion in the third harmonic voltage method. *Physica C*, 2007, 463-465, p.692.
- [14] KIUCHI, M., YAMATO H. and MATSUSHITA, T. Longitudinal elastic correlation length of flux lines along the c-axis in superconducting Bi-2212 single crystal. *Physica C*, 1996, 269, p. 242.

Annex B (informative)

Optional measurement systems

B.1 Overview

As mentioned in 5.1, an appropriate system to reduce the harmonic noise voltages generated from the signal generator and the power amplifier is necessary for precise U_3 measurements. In the proposed standard method in 5.1 (Figure 1), an additional cancel coil of specification the same to the sample coil, which is placed on a large $J_c d$ superconducting film, is used to compensate for harmonic noise voltages. Although such use of the cancel coil with a large $J_c d$ film is the most recommended method to compensate for the harmonic noise voltages, the use of a cancel coil *without* a superconducting film is also effective to reduce the noise for U_3 [1]⁴. As the noise for U_3 originating from the power source is proportional to the sample coil impedance, this method is effective if the inductive reactance of the coil is less than the resistance. For example, in a typical coil, e.g. coil No. 1 of Table 1 (6.5), the resistance at 77,3 K is similar to the reactance at $3f = 3$ kHz, and the reduction of its self-inductance caused by the superconducting shielding current is about 1/3; in this case, the noise for U_3 should be reduced to less than 20 %. If the harmonic noise voltages are less frequency-dependent, the effect of the noise for U_3 is significant at lower frequencies, because the threshold current I_{th} should be determined with a constant inductance criterion, $2\pi L_c = U_3/fI_0 = \text{const.}$ (6.2.3 and 6.4). Therefore, noise canceling without a large $J_c d$ superconducting film can be used as a simpler method. Some examples of harmonic noise canceling are shown in B.2.

Another technique to compensate for the harmonic noise voltages is to use variable resistances and variable inductance coils that can emulate the self-inductance and resistance of the sample coil, as shown in Figure B.1 [2, 3]. A pair of coils L_{Va} and L_{Vb} are placed near with the same axis, and their inductances are adjusted to be equal to L_d . The inductances and resistances R_{Va} and R_{Vb} are connected to the sample coil in series, and both impedances Z_a and Z_b of the cancel circuit are adjusted to the impedance Z_d of the sample coil.

The third measure of the noise reduction is to use two coils, a drive coil and another detection coil wound around the former, as shown in Figure B.2. The AC magnetic field is generated with the drive coil, and the third-harmonic voltage induced in the detection coil is measured. As the current does not flow in the detection coil, the contribution from the resistance to the noise for U_3 is eliminated. This method is effective for a small drive coil whose resistance exceeds the inductive reactance. Its major advantage is the simpler circuit compared with the methods using a cancel coil.

⁴ Figures in square brackets refer to the reference documents in B.3 of this Annex.

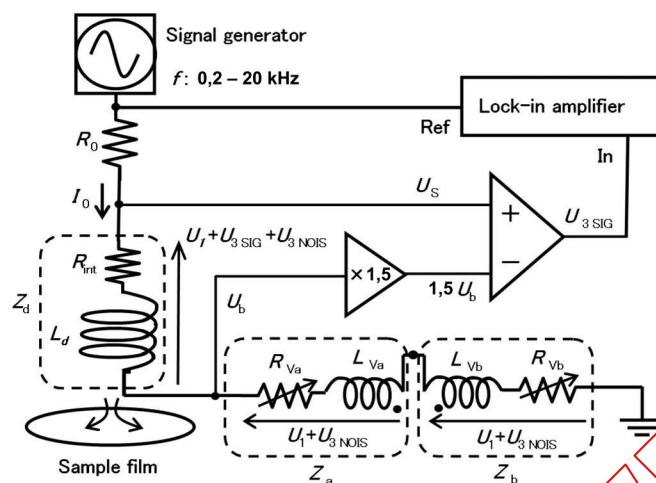


Figure B.1 – Schematic diagram for the variable-RL-cancel circuit

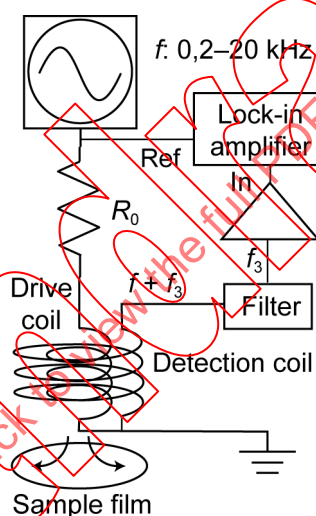


Figure B.2 – Diagram for an electrical circuit used for the 2-coil method

B.2 Harmonic noises arising from the power source and their reduction

Figure B.3 shows an example of harmonic noise voltages (f : 0.2 kHz to 20 kHz) generated from a signal generator and a power amplifier (NF:1930A and NF:HSA4011), when AC current is passed through an enameled resistor of 10 Ω . It is seen that the noise is not frequency-dependent when the current is less than 80 mA, which means that this noise affects the measurement more at lower frequencies because the third-harmonic voltage is proportional to the frequency. Figure B.4 shows the effect of the noise reduction in the U_3 measurement with the circuit of Figure 1 having a cancel coil with a superconducting film. The signal "A" was measured without using a cancel coil by short-circuiting B to the ground. The amplitude of "A" initially increases due to the noise, which is equal to the signal "B", slightly decreases and then rapidly increases due to the third-harmonic voltage originating from the nonlinear superconducting response. The slight decrease of U_3 is due to the phase difference between the signal from the superconducting current and the noise [4]. It is seen that the noise is effectively canceled by the measurement of the "A - 2B" signal in Figure 1.

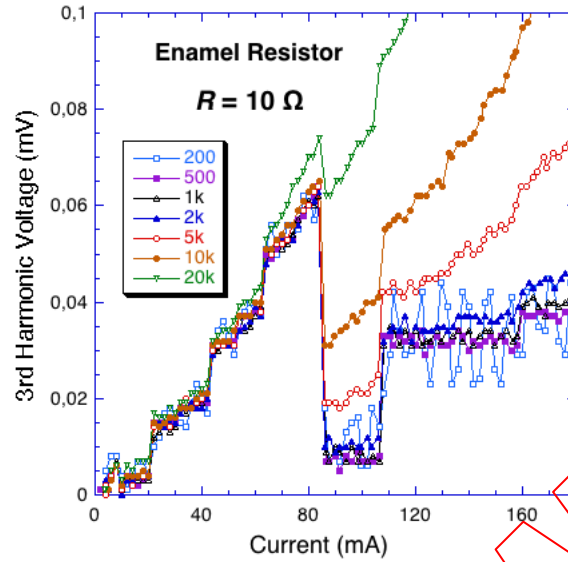


Figure B.3 – Harmonic noises arising from the power source

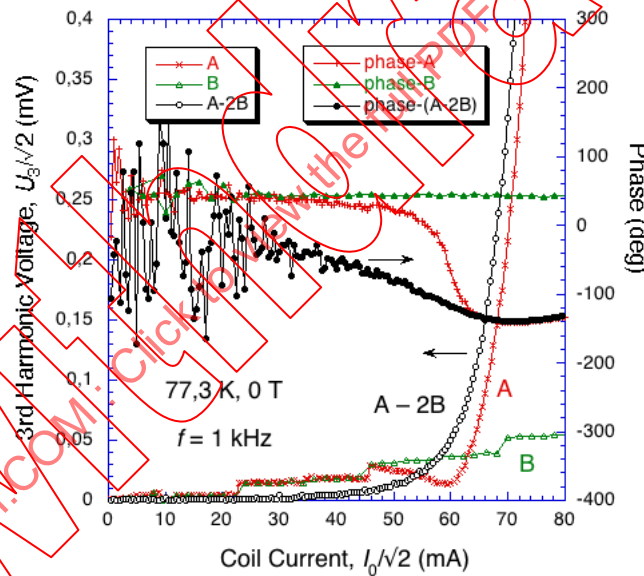


Figure B.4 – Noise reduction using a cancel coil with a superconducting film

The harmonic noise voltages were measured for coil No. 1 in Table 1 without any noise reduction system, when a superconducting film with large $J_c d$ was placed below the coil to mimic the measurement without generating any U_3 signal from the superconducting current. Because the threshold current I_{th} is determined by a constant-inductance criterion, such as $U_3/fI_0 = 2 \mu\Omega \cdot \text{sec}$, they are plotted in the normalized form, U_3/fI_0 (Figure B.5). It emerges that the use of such a small criterion as $2\pi L_c = U_3/fI_0 = 2 \mu\Omega \cdot \text{sec}$ is not feasible due to significant systematic noise. Such large noise voltages are effectively reduced using a cancel coil with a superconducting film, which enables the use of small criterion like $U_3/fI_0 = 2 \mu\Omega \cdot \text{sec}$ (Figure B.6). Systematic noise was less than $0,05 \mu\Omega \cdot \text{sec}$ even when $I_0/\sqrt{2} = 160 \text{ mA}$, which corresponds to $J_c d = 18,6 \text{ kA/m}$. As mentioned in B.1, a cancel coil without a superconducting film can be also used for the noise reduction. Figure B.7 shows the noise voltages in a normalized form for coil No. 1. The systematic noise level was about $0,1 \mu\Omega \cdot \text{sec}$ at 10 kHz or less, which is about 5 % of the recommended criterion of $2 \mu\Omega \cdot \text{sec}$. Typical noise voltages of the measurement with the 2-coil system (Figure B.2) were also measured, as shown in

Figure B.8. The data were taken with an inner drive coil ($D_1 = 1,0$ mm, $D_2 = 2,8$ mm, $h = 1,0$ mm, 200 turns) and an outer pickup coil ($D_1 = 3,0$ mm, $D_2 = 6,0$ mm, $h = 1,0$ mm, 295 turns). The systematic noise level was about $0,05 \mu\Omega \cdot \text{sec}$ at 10 kHz or less, which is about 5 % of an appropriate criterion of $1 \mu\Omega \cdot \text{sec}$.

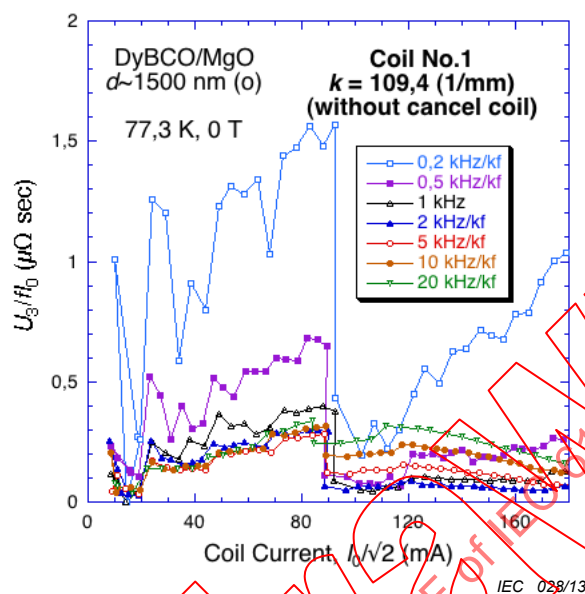


Figure B.5 – Normalized harmonic noises (U_3/If_0) arising from the power source

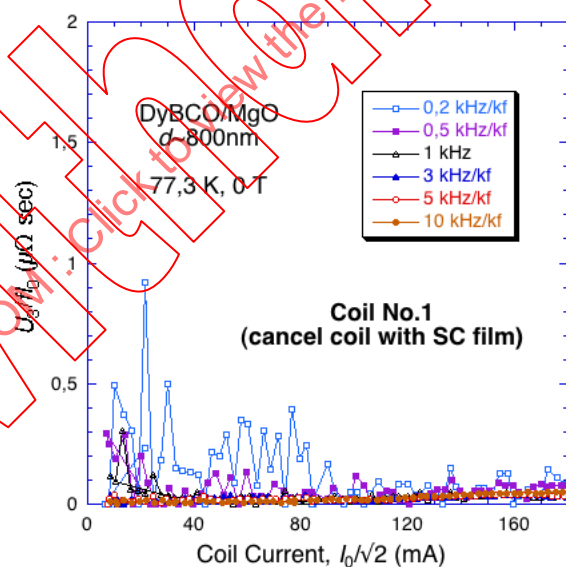


Figure B.6 – Normalized noise voltages after the reduction using a cancel coil with a superconducting film

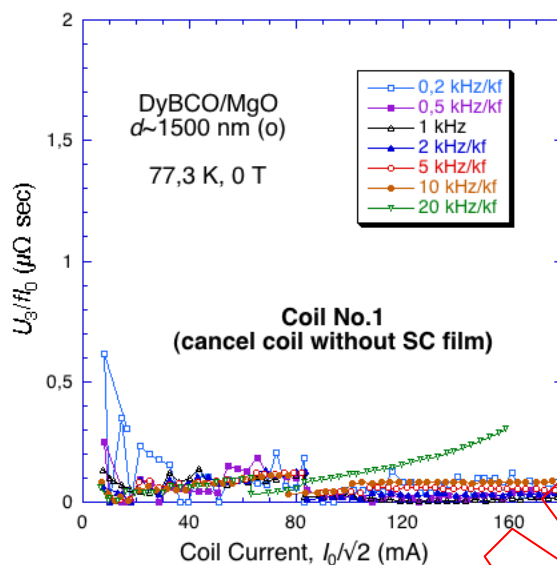


Figure B.7 – Normalized noise voltages after the reduction using a cancel coil without a superconducting film

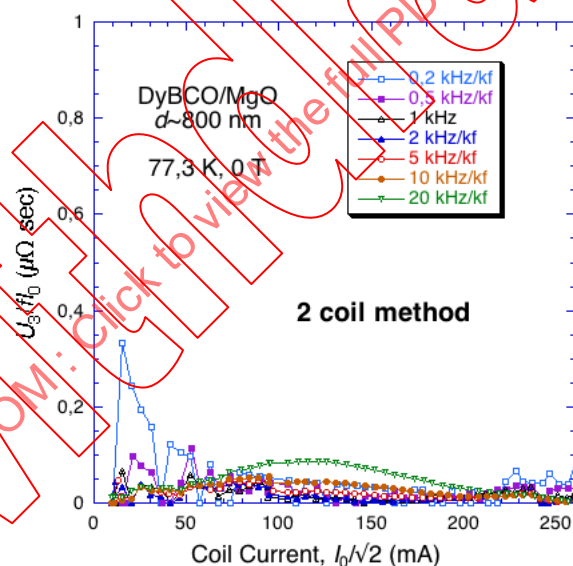


Figure B.8 – Normalized noise voltages with the 2-coil system shown in Figure B.2

B.3 Reference documents of Annex B

- [1] KIM, SB. The defect detection in HTS films on third-harmonic voltage method using various inductive coils. *Physica C*, 2007, 463–465, p. 702.
- [2] YAMADA, H., MINAKUCHI, T., ITOH, D., YAMAMOTO, T., NAKAGAWA, S., KANAYAMA, K., HIRACHI, K., MAWATARI, Y. and YAMASAKI, H. Variable-RL-cancel circuit for precise J_c measurement using third-harmonic voltage method. *Physica C*, 2007, 451, p. 107.

- [3] YAMADA, H., MINAKUCHI, T., FURUTA, T., TAKEGAMI, K., NAKAGAWA, S., KANAYAMA, K., HIRACHI, K. OTABE, ES., MAWATARI, Y. and YAMASAKI, H., Wideband-RL-cancel circuit for the E-J property measurement using the third-harmonic voltage method. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2008, 97, p. 012005.
- [4] MAWATARI, Y., YAMASAKI, H. and NAKAGAWA, Y., Critical current density and third-harmonic voltage in superconducting films, *Appl. Phys. Lett.*, 2002, 81, p. 2424.

IECNORM.COM: Click to view the full PDF of IEC 61788-17:2013

Withd 2013

Annex C (informative)

Uncertainty considerations

C.1 Overview

In 1995, a number of international standards organizations, including IEC, decided to unify the use of statistical terms in their standards. It was decided to use the word “uncertainty” for all quantitative (associated with a number) statistical expressions and eliminate the quantitative use of “precision” and “accuracy.” The words “accuracy” and “precision” could still be used qualitatively. The terminology and methods of uncertainty evaluation are standardized in the Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement (GUM) [1]⁵.

It was left to each TC to decide if they were going to change existing and future standards to be consistent with the new unified approach. Such change is not easy and creates additional confusion, especially for those who are not familiar with statistics and the term uncertainty. At the June 2006 TC 90 meeting in Kyoto, it was decided to implement these changes in future standards.

Converting “accuracy” and “precision” numbers to the equivalent “uncertainty” numbers requires knowledge about the origins of the numbers. The coverage factor of the original number may have been 1, 2, 3, or some other number. A manufacturer’s specification that can sometimes be described by a rectangular distribution will lead to a conversion number of $1/\sqrt{3}$. The appropriate coverage factor was used when converting the original number to the equivalent standard uncertainty. The conversion process is not something that the user of the standard needs to address for compliance to TC 90 standards, it is only explained here to inform the user about how the numbers were changed in this process. The process of converting to uncertainty terminology does not alter the user’s need to evaluate their measurement uncertainty to determine if the criteria of the standard are met.

The procedures outlined in TC 90 measurement standards were designed to limit the uncertainty of any quantity that could influence the measurement, based on the Convener’s engineering judgment and propagation of error analysis. Where possible, the standards have simple limits for the influence of some quantities so that the user is not required to evaluate the uncertainty of such quantities. The overall uncertainty of a standard was then confirmed by an interlaboratory comparison.

C.2 Definitions

Statistical definitions can be found in three sources: the GUM, the International Vocabulary of Basic and General Terms in Metrology (VIM)[2], and the NIST Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results (NIST)[3]. Not all statistical terms used in this standard are explicitly defined in the GUM. For example, the terms “relative standard uncertainty” and “relative combined standard uncertainty” are used in the GUM (5.1.6, Annex J), but they are not formally defined in the GUM (see [3]).

C.3 Consideration of the uncertainty concept

Statistical evaluations in the past frequently used the coefficient of variation (COV) which is the ratio of the standard deviation and the mean (N.B. the COV is often called the relative standard deviation). Such evaluations have been used to assess the precision of the

⁵ Figures in square brackets refer to the reference documents in C.5 of this annex.

measurements and give the closeness of repeated tests. The standard uncertainty (SU) depends more on the number of repeated tests and less on the mean than the COV and therefore in some cases gives a more realistic picture of the data scatter and test judgment. The example below shows a set of electronic drift and creep voltage measurements from two nominally identical extensometers using same signal conditioner and data acquisition system. The $n = 10$ data pairs are taken randomly from the spreadsheet of 32 000 cells. Here, extensometer number one (E_1) is at zero offset position whilst extensometer number two (E_2) is deflected to 1 mm. The output signals are in volts.

Table C.1 – Output signals from two nominally identical extensometers

Output signal V	
E_1	E_2
0,00122070	2,33459473
0,00061035	2,33428955
0,00152588	2,33428955
0,00122070	2,33459473
0,00152588	2,33459473
0,00122070	2,33398438
0,00152588	2,33428955
0,00091553	2,33428955
0,00091553	2,33459473
0,00122070	2,33459473

Table C.2 – Mean values of two output signals

Mean ($\bar{X}$) V	
E_1	E_2
0,00119019	2,33441162

$$\bar{X} = \frac{\sum_{i=1}^n X_i}{n} \quad [\text{V}] \quad (\text{C.1})$$

Table C.3 – Experimental standard deviations of two output signals

Experimental standard deviation (s) V	
E_1	E_2
0,00030348	0,000213381

$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \cdot \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2} \quad [\text{V}] \quad (\text{C.2})$$

Table C.4 – Standard uncertainties of two output signals

Standard uncertainty (u) V	
E_1	E_2
0,00009597	0,00006748

$$u = \frac{s}{\sqrt{n}} \quad [\text{V}] \quad (\text{C.3})$$

Table C.5 – Coefficient of variations of two output signals

Coefficient of variation (COV) %	
E_1	E_2
25,4982	0,0091

$$\text{COV} = \frac{s}{\bar{X}} \quad (\text{C.4})$$

The standard uncertainty is very similar for the two extensometer deflections. In contrast the coefficient of variation COV is nearly a factor of 2800 different between the two data sets. This shows the advantage of using the standard uncertainty which is independent of the mean value.

C.4 Uncertainty evaluation example for TC 90 standards

The observed value of a measurement does not usually coincide with the true value of the measurand. The observed value may be considered as an estimate of the true value. The uncertainty is part of the "measurement error" which is an intrinsic part of any measurement. The magnitude of the uncertainty is both a measure of the metrological quality of the measurements and improves the knowledge about the measurement procedure. The result of any physical measurement consists of two parts: an estimate of the true value of the measurand and the uncertainty of this "best" estimate. The GUM, within this context, is a guide for a transparent, standardized documentation of the measurement procedure. One can attempt to measure the true value by measuring "the best estimate" and using uncertainty evaluations which can be considered as two types: Type A uncertainties (repeated measurements in the laboratory in general expressed in the form of Gaussian distributions) and Type B uncertainties (previous experiments, literature data, manufacturer's information, etc. often provided in the form of rectangular distributions).

The calculation of uncertainty using the GUM procedure is illustrated in the following example:

- The user must derive in the first step a mathematical measurement model in the form of identified measurand as a function of all input quantities. A simple example of such model is given for the uncertainty of a force, F_{LC} measurement using a load cell:

$$F_{LC} = W + d_w + d_R + d_{Re}$$

where W , d_w , d_R , and d_{Re} represent the weight of standard as expected, the manufacturer's data, repeated checks of standard weight/day and the reproducibility of checks at different days, respectively.

Here the input quantities are: the measured weight of standard weights using different balances (Type A), manufacturer's data (Type B), repeated test results using the digital

electronic system (Type B), and reproducibility of the final values measured on different days (Type B).

- b) The user should identify the type of distribution for each input quantity (e.g. Gaussian distributions for Type A measurements and rectangular distributions for Type B measurements).
- c) Evaluate the standard uncertainty of the Type A measurements,

$u_A = \frac{s}{\sqrt{n}}$ where, s is the experimental standard deviation and n is the total number of measured data points.

- d) Evaluate the standard uncertainties of the Type B measurements:

$u_B = \sqrt{\frac{1}{3} \cdot d_w^2 + \dots}$ where, d_w is the range of rectangular distributed values

- e) Calculate the combined standard uncertainty for the measurand by combining all the standard uncertainties using the expression:

$$u_c = \sqrt{u_A^2 + u_B^2}$$

In this case, it has been assumed that there is no correlation between input quantities. If the model equation has terms with products or quotients, the combined standard uncertainty is evaluated using partial derivatives and the relationship becomes more complex due to the sensitivity coefficients [4, 5].

- f) Optional – the combined standard uncertainty of the estimate of the referred measurand can be multiplied by a coverage factor (e. g. 1 for 68 % or 2 for 95 % or 3 for 99 %) to increase the probability that the measurand can be expected to lie within the interval.
- g) Report the result as the estimate of the measurand $\pm$ the expanded uncertainty, together with the unit of measurement, and, at a minimum, state the coverage factor used to compute the expanded uncertainty and the estimated coverage probability.

To facilitate the computation and standardize the procedure, use of appropriate certified commercial software is a straightforward method that reduces the amount of routine work [6, 7]. In particular, the indicated partial derivatives can be easily obtained when such a software tool is used. Further references for the guidelines of measurement uncertainties are given in [3, 8, and 9].

C.5 Reference documents of Annex C

- [1] ISO/IEC Guide 98-3:2008, *Uncertainty of measurement – Part 3: Guide to the expression of uncertainty in measurement* (GUM:1995)
- [2] ISO/IEC Guide 99:2007, *International vocabulary of metrology – Basic and general concepts and associated terms* (VIM)
- [3] TAYLOR, B.N. and KUYATT, C.E. *Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results*. NIST Technical Note 1297, 1994 (Available at <<http://physics.nist.gov/Pubs/pdf.html>>)
- [4] KRAGTEN, J. Calculating standard deviations and confidence intervals with a universally applicable spreadsheet technique. *Analyst*, 119, 2161-2166 (1994)
- [5] EURACHEM / CITAC Guide CG 4 Second edition:2000, *Quantifying Uncertainty in Analytical Measurement*
- [6] Available at <http://www.gum.dk/e-wb-home/gw_home.html>
- [7] Available at <<http://www.isgmax.com/>>

- [8] CHURCHILL, E., HARRY, H.K., and COLLE, R. *Expression of the Uncertainties of Final Measurement Results*. NBS Special Publication 644 (1983)
- [9] JAB NOTE Edition 1:2003, *Estimation of Measurement Uncertainty (Electrical Testing / High Power Testing)*. (Available at <<http://www.jab.or.jp>>).

IECNORM.COM: Click to view the full PDF of IEC 61788-17:2013

Withd 2013

Annex D (informative)

Evaluation of the uncertainty

D.1 Evaluation of the uncertainty of the experimental coil coefficient

The experimental coil coefficient k' is calculated by $k' = (J_{ct}/J_{c0})k$, where J_{ct} is the critical current density measured by using the transport method and $J_{c0} = kl_{th}/d$ measured by using the inductive method, both defined at an appropriate electric field (6.2.5). Typical example data of J_{ct} and J_{c0} , both defined by $E_c = 200 \mu\text{V/m}$ criterion are shown below, which were used to determine k' for the coil 1 (Table 1).

J_{ct} (10^{10} A/m^2) for 5 bridges: 2,578, 2,622, 2,561, 2,566, 2,612

Mean $\bar{X} = 2,5878$, experimental standard deviation $s = 0,02759$, standard uncertainty $u_A = s/\sqrt{N} = 0,012339$, coefficient of variation $COV = s/\bar{X} = 0,0107$ (1,07 %)

J_{c0} (10^{10} A/m^2) for 8 points: 3,4567, 3,4327, 3,4127, 3,4514, 3,4474, 3,4581, 3,4487, 3,4421

Mean $\bar{X} = 3,4437$, $s = 0,014915$, $u_A = s/\sqrt{N} = 0,0052731$, $COV = s/\bar{X} = 0,00433$ (0,433 %)

The above standard uncertainties of J_{ct} and J_{c0} (Type A measurements) should be caused from the variation in the critical current density of the YBCO thin film. The standard deviation s and the contribution to $u_c(k')$ in J_{ct} exceed those in J_{c0} , probably because the variation of J_c should be larger in small transport bridges ($20 \mu\text{m} \times 1 \text{ mm}$ to $70 \mu\text{m} \times 1 \text{ mm}$) than in the measurement area of the inductive method, about $3,9 \text{ mm} \phi$ [1]⁶. Similar COV values for J_{ct} (1,82 %) and J_{c0} (0,346 %) were observed in the measurement that uses the RL-cancel circuit (Figure B.1) [2]. There are other factors that cause the uncertainty of J_{ct} ; for example, the uncertainty of the bridge width, that of the transport measurement, etc. The uncertainty from such various causes is regarded here as that from Type B measurements, and the standard uncertainty is calculated from the $COV = 5 \%$ for the transport critical current measurement of Ag-sheathed Bi-2212 and Bi-2223 oxide superconductors [3]. Then, $u_B = 2,5878 \times 0,05/\sqrt{3} = 0,07470$ (10^{10} A/m^2). From these data we can draw the following uncertainty budget table (Table D.1), and we obtain the final result: $k' = (J_{ct}/J_{c0})k = (2,5878/3,4437) \times 109,4 = 82,2 \text{ mm}^{-1} \pm 2,4 \text{ mm}^{-1}$. The Type B uncertainty of J_{ct} is seen to dominate the combined standard uncertainty. To promote better understanding of the budget table, the formula of $u_c(k')$ is shown below,

$$u_c(k') = ((k/J_{c0})^2 u_A(J_{ct})^2 + (k/J_{c0})^2 u_B(J_{ct})^2 + (-kJ_{ct}/J_{c0}^2)^2 u_A(J_{c0})^2)^{1/2}. \quad (\text{D.1})$$

Table D.1 – Uncertainty budget table for the experimental coil coefficient k'

Factor	Standard uncertainty $u(x_i)$ (10^{10} A/m^2)	Type of measurement	Sensitivity coefficients c_i	Contribution to $u_c(k')$, $ c_i u(x_i)$
J_{ct}	0,012339	Type A	$31,77 \text{ mm}^{-1}/(10^{10} \text{ A/m}^2)$	$0,392 \text{ mm}^{-1}$
J_{ct}	0,07470	Type B	$31,77 \text{ mm}^{-1}/(10^{10} \text{ A/m}^2)$	$2,373 \text{ mm}^{-1}$
J_{c0}	0,0052731	Type A	$-23,87 \text{ mm}^{-1}/(10^{10} \text{ A/m}^2)$	$0,126 \text{ mm}^{-1}$
Combined standard uncertainty $u_c(k') = (\sum \{c_i u(x_i)\}^2)^{1/2}$				$2,409 \text{ mm}^{-1}$

⁶ Figures in square brackets refer to the reference documents in D.7 of this Annex.

D.2 Uncertainty in the calculation of induced electric fields

In this proposed method, the average E induced in the superconducting film at the full penetration is approximated using the Bean model (Equation (4) in 6.2.4). Although Equation (4) assumes that the magnetic field produced by the coil just reaches the lower surface of the superconducting film (i.e. $I_0 = I_{th}(\text{theory})$), the experimental I_{th} obtained from the U_3 measurements are more than 1,3 times larger than the theoretical I_{th} . When $I_0 > I_{th}(\text{theory})$, the magnetic field penetrates below the superconducting film and the induced electric field for $I_0 > I_{th}$ may exceed the theoretical value obtained by Equation (4). The possibility of a large electric field for $I_0 > I_{th}$ is posed in [4]: for simplicity, the response of a superconducting film to a line current has been analytically investigated. When a line current flows in a linear wire above a superconducting film, the threshold current is obtained by $I_{th} = \pi J_c d y_0$, where y_0 is the distance between the linear wire and the superconducting film. The amplitude of the electric field E_{line} induced in the superconducting film is roughly estimated as [4]

$$E_{line} \approx \sqrt{2} \mu_0 f I_{th} (I_0/I_{th} - 1) \approx 4,44 \mu_0 f J_c d y_0 (I_0/I_{th} - 1) \quad (D.2)$$

for $d/y_0 \ll I_0/I_{th} - 1 \ll 1$. The ratio of Equation (D.2) to Equation (4) is estimated to be

$$E_{line}/E_{avg} \approx 2,18 (y_0/d) (I_0/I_{th} - 1) \approx 170, \quad (D.3)$$

where we used $y_0 = Z_1 = 0,2$ mm, $d = 250$ nm, and $I_0/I_{th} = 1,1$. This large value of E_{line} arises from the fact that the electric field for $I_0 > I_{th}$ is due to the penetration of magnetic flux *perpendicular* to the film. Note that the model of the line current in Ref. [4] is too simple to simulate the realistic coil current.

Although the above theory for a line current predicts that induced electric fields can be almost two-orders of magnitude larger than those by the simple calculation using a Bean model [Equation (4)], some experimental results have indicated that the underestimation by Equation (4) should not be so large. For the E - J characteristics of YBCO samples, the slight downward curvature in the wide-range $\log_{10}(E)$ vs. $\log_{10}(J)$ plots is well-known. This is a characteristic feature of the vortex-glass phase, in which the J dependent potential barrier diverges at $J \rightarrow 0$ as $U(J) \propto J^{-\mu}$ and the resistance becomes truly zero [5]. Such downward curvature is clearly observed in Figure 5, and the n values calculated for a lower (higher) E range increase (fall). From the frequency dependent U_3 measurement using Equation (4), reasonable E - J characteristics and n values were obtained for YBCO thin films, which match the wide-range E - J characteristics obtained from transport and magnetization measurements well [6, 7]. The perpendicular magnetic-field components are probably canceled out by parallel currents, which prevents the emergence of such high electric fields. Provided the inductance criterion for the I_{th} determination is small enough, such as shown in Table 1, the underestimation of E_{avg} by Equation (4) should be at most five times. From the power-law E - J characteristics $E = E_c \times (J/J_c)^n$, we obtain

$$J = J_c \times (E/E_c)^{1/n}, \quad (D.4)$$

where E_c is the electric-field criterion to define J_c . Note that $J = J_c$ when $E = E_c$. If the E_{avg} by Equation (4) is underestimated five times, the actual value of E_c should be $5E_c$, when J_c is determined by the criterion $E_{avg} = E_c$. This leads to the deviation of J_c , $\Delta J_c = J_c \times (5^{1/n} - 1)$. Therefore, the relative deviations ($\Delta J_c/J_c$) are calculated as 5,5 % ($n = 30$), 6,6 % ($n = 25$), and 8,4 % ($n = 20$). The relative standard uncertainty (Type B, in %) is formulated as

$$u_B(E_{avg}) = 100(5^{1/n} - 1)/\sqrt{3}, \quad (D.5)$$

which becomes $u_B(E_{avg}) = 6,6/\sqrt{3} = 3,8 \%$ for a typical specimen with $n = 25$. For other n -values, $u_B = 3,2 \%$ ($n = 30$), $4,8 \%$ ($n = 20$), and $6,5 \%$ ($n = 15$).

D.3 Experimental results on the effect of the deviation of the coil-to-film distance

In 7.2, it is stated that the deviated experimental coil coefficient k' is proportional to the k , when the coil-to-film distance Z_1 deviates from the prescribed value but the deviation of Z_1 is small (e.g. $\leq 20 \%$). Some experimental results supported the estimate of k' based on the change of k (Figure 9). When J_c was measured with coil 2 of Table 1, deviated $Z_1' = 0,175$ mm but using the unchanged k' led to a J_c value that is 94,5 % of the true J_c measured with correct $Z_1 = 0,2$ mm. Figure 9 predicts that the experimental coil coefficient $k'(Z_1' = 0,175 \text{ mm}) = 1,063k'(Z_1 = 0,2 \text{ mm})$, and the experimental result matches the theoretical prediction well. A similar experiment with very large $Z_1' = 0,3$ mm led to 1,34 times larger J_c , which is slightly larger than the prediction of Figure 9, $1/0,786 = 1,27$. This is because the third-harmonic signal also decreases with Z_1 even if the magnetic field is the same. This effect can be neglected when ΔZ_1 is small enough, which can be understood from the nonlinear relation of U_3 against I_0 (Figure 6).

D.4 Examples of the Type-A uncertainties of J_c and n -values, originating from the experimental uncertainty of the U_3 measurement

As was mentioned in the above clauses, in the evaluation of the uncertainty of J_c , Type-B uncertainties, namely, the uncertainty of k' and that originating from underestimated E are generally large, typically $> 2 \%$. In contrast, Type-A uncertainty of J_c , originating from the experimental uncertainty of the electric U_3 measurement is much smaller. The examples below exhibit repeated measurements of J_c and n -values obtained from the frequency dependence of the experimental I_{th} , under the same conditions in a 250-nm-thick DyBCO thin film (Table D.2). The statistics of the data are as follows:

- a) J_c (10^{10} A/m^2): Mean $\bar{X} = 1,896$, $s = 0,006254$, $u_A = s/\sqrt{N} = 0,001978$, $COV = s/\bar{X} = 0,003299$ (0,33 %) and relative standard uncertainty is $u_A/\bar{X} = 0,001043$ (0,10 %)
 n : Mean $\bar{X} = 23,67$, $s = 0,5771$, $u_A = s/\sqrt{N} = 0,1825$, $COV = s/\bar{X} = 0,02438$ (2,44 %) and relative standard uncertainty is $u_A/\bar{X} = 0,007710$ (0,77 %)
- b) J_c (10^{10} A/m^2): Mean $\bar{X} = 1,904$, $s = 0,004498$, $u_A = s/\sqrt{N} = 0,001422$, $COV = s/\bar{X} = 0,002362$ (0,24 %) and relative standard uncertainty is $u_A/\bar{X} = 0,0007468$ (0,075 %)
 n : Mean $\bar{X} = 20,40$, $s = 0,4194$, $u_A = s/\sqrt{N} = 0,1326$, $COV = s/\bar{X} = 0,02056$ (2,06 %) and relative standard uncertainty is $u_A/\bar{X} = 0,006500$ (0,65 %)

These results indicate that the relative standard uncertainty of n -values (Type A) is less than 1 %, and that Type-A uncertainty of J_c is much smaller, not larger than 0,1 %. Even if the measurement is done only once, such Type-A uncertainties are small; namely, about 2 % for n and about 0,3 % for J_c . This Type-A uncertainty of the n -values directly becomes the uncertainty of n because the shift of the U_3 vs. I_0 curves, as shown in Figure 6, is theoretically predicted for a superconducting film having power-law E - J characteristics and not dependent on any parameters other than n [8]. Note that the n value measured at higher frequencies, namely, for the higher E region, becomes smaller, reflecting the slight downward curvature of the power-law E - J characteristics, as seen in Figure 5 and explained in D.2. However, the J_c values obtained are the same, $1,90 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$, because both are defined by the same criterion of $E_c = 100 \text{ } \mu\text{V/m}$.

Table D.2 – Examples of repeated measurements of J_c and n -values

Measuring number	a) Measured at 0,5, 2, 10 kHz		b) Measured at 2, 8, 35 kHz	
	J_c (10^{10} A/m ²)	n	J_c (10^{10} A/m ²)	n
1	1,901	23,51	1,912	19,61
2	1,902	23,35	1,907	20,30
3	1,900	23,53	1,909	20,00
4	1,903	22,77	1,906	20,35
5	1,902	23,09	1,906	19,89
6	1,894	23,76	1,897	20,98
7	1,889	24,51	1,901	20,45
8	1,888	24,41	1,901	20,71
9	1,893	23,43	1,903	20,65
10	1,888	24,29	1,901	20,62

D.5 Evaluation of the uncertainty of the obtained J_c

Typical example data of J_c and n -values of a 250-nm-thick DyBCO sample film (2 cm × 2 cm), defined by $E_c = 100$ μ V/m criterion, are shown below.

J_c (10^{10} A/m²) (and n -value) for 16 different points: 2,404 (27,5), 2,395 (26,9), 2,396 (27,4), 2,409 (26,6), 2,455 (27,0), 2,432 (26,8), 2,421 (26,6), 2,450 (25,0), 2,423 (26,3), 2,440 (25,2), 2,448 (26,9), 2,481 (26,1), 2,455 (26,1), 2,456 (26,0), 2,450 (26,0), 2,452 (26,0)

Mean $\bar{X} = 2,4354$, $s = 0,025025$, $u_A = s/\sqrt{N} = 0,0062563$, $COV = s/\bar{X} = 0,0103$ (1,03 %)

The above J_c data were obtained from the U_3 measurements using coil 1 of Table 1, whose $k' = (82,2 \pm 2,4)$ mm⁻¹ (D.2). The relative standard uncertainty originating from the experimental uncertainty of the electric U_3 measurement and the distribution of J_c (Type A) is $u_A(J_c) = (0,006256/2,435) \times 100 = 0,257$ %, which is much smaller than the relative standard uncertainty of k' , $u_c(k')/k' = (2,409/82,2) \times 100 = 2,93$ %, and the uncertainty from that of E_{avg} , $u_B(E_{avg}) = 6,39/\sqrt{3} = 3,68$ % ($n = 26$). Finally, the relative combined standard uncertainty is,

$$u_c(J_c) = (\{u_c(k')/k'\}^2 + u_B(E_{avg})^2 + u_A(J_c)^2)^{1/2} = (2,93^2 + 3,68^2 + 0,257^2)^{1/2} = 4,71 \text{ \%}, \quad (D.6)$$

which is smaller than the target value of 10 %.

A round-robin test result using the same measuring coil and sample film obtained the following J_c and n values [2]:

J_c (10^{10} A/m²) (and n -value) for 4 different points: 2,287 (27,9), 2,291 (26,2), 2,189 (26,2), 2,222 (26,6)

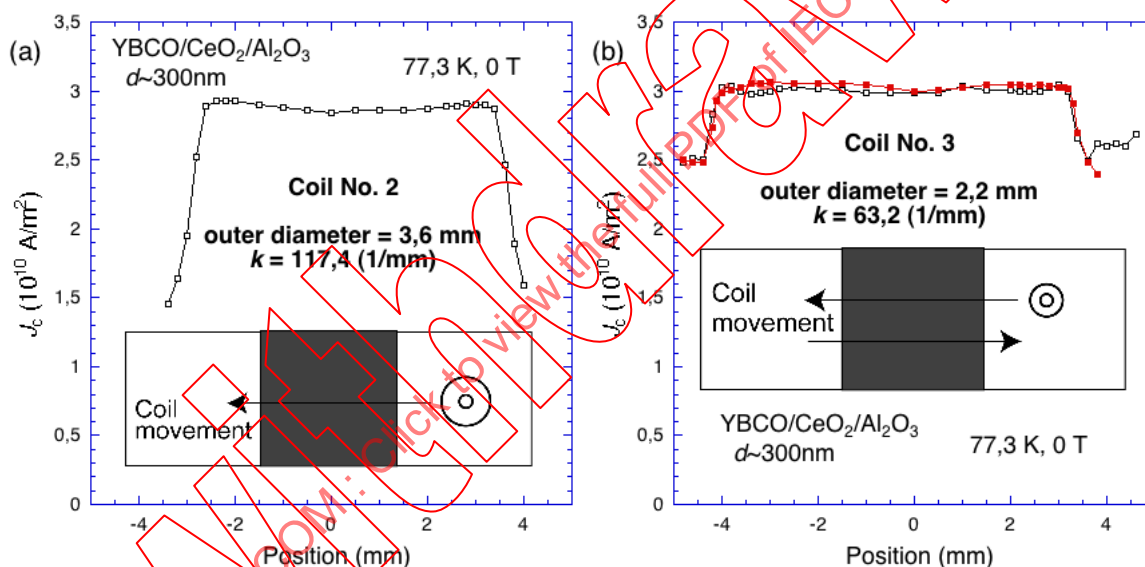
Mean $\bar{X} = 2,2472$, $s = 0,050082$, $u_A = s/\sqrt{N} = 0,025041$, $COV = s/\bar{X} = 0,0223$ (2,23 %)

The above J_c data were obtained from the U_3 measurement that uses the RL-cancel circuit (Figure B.1), in which a somewhat large criterion for the I_{th} determination, $2\pi L_c = U_3/fI_0 = 10$ $\mu\Omega \cdot \text{sec}$, was used due to the limited S/N ratio [2]. The relative deviation of J_c was $(2,435 - 2,247)/2,435 = 0,0772 = 7,72$ %. This exceeds the estimated relative combined standard uncertainty of 4,7 %, probably because the uncertainty from that of E_{avg}

exceeds the estimation in D.2 due to the large $2\pi L_C$. Still, the relative deviation is significantly smaller than the target relative combined standard uncertainty of 10 %.

D.6 Experimental results that reveal the effect of the film edge

The edge effect on the third-harmonic J_c measurements was investigated using a computer-controlled coil-scanning system [1]. A 10-mm-wide YBCO/CeO₂/sapphire thin film with homogeneous J_c distribution was placed side by side between two sapphire substrates of thickness the same to the substrate of the YBCO film, and the coil was scanned as shown by the lines in diagrams in Figure D.1. Figure D.1 a) exhibits the dependence of the measured J_c on the position of the center of coil 2 in Table 1 (3,6 mm outer diameter) when $Z_1 = 0,2$ mm. Correct J_c values were obtained when the coil position was from $-2,6$ mm to $+3,4$ mm. To eliminate the edge effect, the necessary distance from the edge is calculated to be $\{10 - (2,6 + 3,4 + 3,6)\}/2 = 0,2$ mm. A similar experiment for coil 3 in Table 1 (2,2 mm outer diameter) indicated that correct J_c values were obtained when the coil position was from $-4,0$ mm to $+3,2$ mm (Figure D.1 b)), which leads to the necessary distance of $\{10 - (4,0 + 3,2 + 2,2)\}/2 = 0,3$ mm. The result showing an increased necessary distance for coil 3 rather than 2 may be because a larger portion of magnetic fields exists in the outside of the coil area in the case of the former.



a) For coil 2 in Table 1

b) For coil 3 in Table 1

IEC 032/13

Figure D.1 – Effect of the coil position against a superconducting thin film on the measured J_c values

D.7 Reference documents of Annex D

- [1] YAMASAKI, H., MAWATARI, Y., NAKAGAWA, Y., MANABE, T. and SOHMA M. Automatic measurement of the distribution of J_c and n -values in large-area superconducting films using third-harmonic voltages. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2007, 17, p. 3487.
- [2] YAMADA, H., MINAKUCHI, T., FURUTA, T., TAKEGAMI, K., NAKAGAWA, S., KANAYAMA, K., HIRACHI, K., OTABE, ES., MAWATARI, Y. and YAMASAKI, H. Wideband-RL-cancel circuit for the E-J property measurement using the third-harmonic voltage method. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2008, 97, p. 012005.

- [3] IEC 61788-3, *Superconductivity – Part 3: Critical current measurement – DC critical current of Ag- and/or Ag alloy-sheathed Bi-2212 and Bi-2223 oxide superconductors*.
- [4] MAWATARI Y. and CLEM, JR. Analytical model of the response of a superconducting film to line currents, *Phys. Rev. B*, 2006, 74, p. 144523.
- [5] HUSE, DA., FISHER, MPA. and FISHER, DS. Are superconductors really superconducting? *Nature*, 1992, 358, p. 553.
- [6] YAMASAKI, H., MAWATARI, Y. and NAKAGAWA, Y. Precise Determination of the Threshold Current for Third-Harmonic Voltage Generation in the AC Inductive Measurement of Critical Current Densities of Superconducting Thin Films. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2005, 15, p. 3636.
- [7] YAMASAKI, H., MAWATARI, Y., NAKAGAWA, Y. and YAMADA, H. Evaluation of uncertainty in the inductive measurement of critical current densities of superconducting films using third-harmonic voltages, *Cryogenics*, 2012, 52, p. 544.
- [8] NAKAO, K., HIRABAYASHI, I. and TAJIMA, S. Application of an inductive technique to the characterization of superconducting thin films based on power law I-V relations. *Physica C*, 2005, 426-431, p. 1127.

Withd
 IECNORM.COM: Click to view the full PDF of IEC 61788-17:2013

Bibliography

- [1] LANCASTER, MJ. in *Passive Microwave Device Applications of High-Temperature Superconductors*, Cambridge University Press, 1997, p. 144.
- [2] KINDER, H., BERBERICH, P., PRUSSEIT, W., RIEDER-ZECHA, S., SEMERAD, R. and UTZ, B. YBCO film deposition on very large areas up to 20 x 20 cm². *Physica C*, 1997, 282–287, p. 107.
- [3] GROMOLL, B., RIES, G., SCHMIDT, W., KRAEMER, H.-P., SEEBACHER, B., UTZ, B., NIES, R., NEUMUELLER, H.-W., BALTZER, E., FISCHER, S. and HEISMANN, B. Resistive fault current limiters with YBCO films – 100 kVA functional model. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 1999, 9, p. 656.
- [4] HYUN, O.-B., KIM, H.-R., SIM, J., JUNG, Y.-H., PARK, K.-B., KANG, J.-S., LEE, B.-W. and OH, I.-S. 6.6 kV resistive superconducting fault current limiter based on YBCO films. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2005, 15, p. 2027.
- [5] YAMASAKI, H., ARAI, K., KAIHO, K., NAKAGAWA, Y., SOHMA, M., KONDO, W., YAMAGUCHI, I., MATSUI, H., KUMAGAI, T., NATORI, N. and HIGUCHI, N. 500 V/200 A fault current limiter modules made of large-area MOD-YBa₂Cu₃O₇ thin films with high-resistivity Au-Ag alloy shunt layers. *Supercond. Sci. Technol.*, 2009, 22, p. 125007.
- [6] YIM, S.-W., KIM, H.-R., HYUN, O.-B., SIM, J., PARK, K.-B. and LEE, B. W. Optimal design of superconducting fault detector for superconductor triggered fault current limiters. *Physica C*, 2008, 468, p. 2072.
- [7] LEE, B.W., Park, K.B., Sim, J., Oh, I.S., Lee, H.G., Kim, H.R. and Hyun, O.B. Design and Experiments of Novel Hybrid Type Superconducting Fault Current Limiters. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2008, 18, p. 624.
- [8] TOSAKA, T., TASAKI, K., MARUKAWA, K., KURIYAMA, T., NAKAO, H., YAMAJI, M., KUWANO, K., IGARASHI, M., NEMOTO, K. and TERAJ, M. Persistent current HTS magnet cooled by cryocooler (4)—persistent current switch characteristics. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2005, 15, p. 2293.
- [9] TOSAKA, T., OHTANI, Y., ONO, M., KURIYAMA, T., MIZUMAKI, S., SHIBUI, M., NAKAMOTO, K., TACHIKAWA, N., MORIKAWA, J., OGAWA, Y. and YOSHIDA, Z. Development of Persistent-Current Mode HTS Coil for the RT-1 Plasma Device. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2006, 16, p. 910.
- [10] CLAASSEN, J.H., REEVES, ME. and SOULEN, Jr. R.J. A contactless method for measurement of the critical current density and critical temperature of superconducting films. *Rev. Sci. Instrum.*, 1991, 62, p. 996.
- [11] POULIN, GD., PRESTON, JS. and STRACH, T. Interpretation of the harmonic response of superconducting films to inhomogeneous AC magnetic fields. *Phys. Rev. B*, 1993, 48, p. 1077.
- [12] HOCHMUTH H. and LORENZ, M. Inductive determination of the critical current density of superconducting thin films without lateral structuring. *Physica C*, 1994, 220, p. 209.
- [13] HOCHMUTH H. and LORENZ, M. Side-selective and non-destructive determination of the critical current density of double-sided superconducting thin films. *Physica C*, 1996, 265, p. 335.

- [14] YAMASAKI, H., MAWATARI, Y. and NAKAGAWA, Y. Nondestructive determination of current-voltage characteristics of superconducting films by inductive critical current density measurements as a function of frequency. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, 82, p. 3275.
- [15] YAMASAKI, H., MAWATARI, Y., NAKAGAWA, Y., MANABE, T. and SOHMA M. Automatic measurement of the distribution of J_c and n-values in large-area superconducting films using third-harmonic voltages. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2007, 17, p. 3487.
- [16] YAMASAKI, H., MAWATARI, Y. and NAKAGAWA, Y. Precise Determination of the Threshold Current for Third-Harmonic Voltage Generation in the AC Inductive Measurement of Critical Current Densities of Superconducting Thin Films. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2005, 15, p. 3636.
- [17] MAWATARI, Y., YAMASAKI, H. and NAKAGAWA, Y. Critical current density and third-harmonic voltage in superconducting films. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, 81, p. 2424.
- [18] YAMADA, H., MINAKUCHI, T., ITOH, D., YAMAMOTO, T., NAKAGAWA, S., KANAYAMA, K., HIRACHI, K., MAWATARI, Y. and YAMASAKI, H. Variable-RL-cancel circuit for precise J_c measurement using third-harmonic voltage method. *Physica C*, 2007, 451, p. 107.
- [19] YAMADA, H., MINAKUCHI, T., FURUTA, T., TAKEGAMI, K., NAKAGAWA, S., KANAYAMA, K., HIRACHI, K., OTABE, ES., MAWATARI, Y. and YAMASAKI, H. Wideband-RL-cancel circuit for the E-J property measurement using the third-harmonic voltage method. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2008, 97, p. 012005.
- [20] YAMASAKI, H., MAWATARI, Y., NAKAGAWA, Y. and YAMADA, H. Nondestructive, inductive measurement of critical current densities of superconducting films in magnetic fields. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2003, 13, p. 3718.
- [21] OHKI, K., YAMASAKI, H., DEVELOS-BAGARINAO, K. and NAKAGAWA, Y. Enhanced random pinning with oxygen annealing in YBCO films prepared by large-area pulsed laser deposition. *Supercond. Sci. Technol.*, 2008, 21, p. 045004.
- [22] SIMON, RW., HAMMOND, RB., BERKOWITZ, SJ. and WILLEMSSEN, BA. Superconducting microwave filter systems for cellular telephone base stations. *Proceedings of the IEEE*, 2004, 92, p. 1585.
- [23] CHEGGOUR, N., EKIN, J.W., CLICKNER, CC., VEREBELYI, DT., THIEME, .LH., FEENSTRA, R., GOYAL, A. and PARANTHAMAN, M. Transverse compressive stress effect in Y-Ba-Cu-O coatings on biaxially textured Ni and Ni-W substrates. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2003, 13, p. 3530.
- [24] NAKAGAWA, Y., MAWATARI, Y., YAMASAKI, H., MURUGESAN, M. and DEVELOS-BAGARINAO, K. Angular hysteresis in the critical current density of laser-patterned REBa₂Cu₃O_y films. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2007, 17, p. 3597.
- [25] Thermal expansion coefficient data of typical polyimide films are at http://www2.dupont.com/Kapton/en_US/assets/downloads/pdf/summaryofprop.pdf
- [26] MAWATARI Y. and CLEM, JR. Analytical model of the response of a superconducting film to line currents. *Phys. Rev. B*, 2006, 74, p. 144523.
- [27] NADAMI, T., OTABE, ES., KIUCHI, M. and MATSUSHITA, T. Dependence of induced third harmonic voltage on width of superconducting coated conductor. *Physica C*, 2004, 412–414, p. 1011.

IECNORM.COM: Click to view the full PDF of IEC 61188-17:2013

Withdr2wn

SOMMAIRE

AVANT-PROPOS	48
INTRODUCTION	50
1 Domaine d'application	52
2 Référence normative	52
3 Termes et définitions	52
4 Exigences	53
5 Appareillage	54
5.1 Matériel de mesure	54
5.2 Composants pour les mesures inductives	55
5.2.1 Bobines	55
5.2.2 Film d'espacement	55
5.2.3 Mécanisme pour la mise en place de la bobine	55
5.2.4 Plaquette d'étalonnage	56
6 Procédure de mesure	57
6.1 Généralités	57
6.2 Détermination du coefficient de bobine expérimental	57
6.2.1 Calcul du coefficient de bobine théorique k	57
6.2.2 Mesures de transport des ponts dans la plaquette d'étalonnage	58
6.2.3 Mesures de U_3 de la plaquette d'étalonnage	58
6.2.4 Calcul des caractéristiques E - J d'après les données de I_{th} en fonction de la fréquence	58
6.2.5 Détermination de k' d'après les valeurs de J_{ct} et J_{c0} pour un E approprié	59
6.3 Mesure de J_c dans des films d'échantillon	60
6.4 Mesure de J_c à une seule fréquence	60
6.5 Exemples de coefficients de bobine théoriques et expérimentaux	61
7 Incertitude de la méthode d'essai	62
7.1 Sources majeures d'effets systématiques influant sur la mesure de U_3	62
7.2 Effet d'un écart par rapport à la valeur prescrite dans la distance bobine-film	63
7.3 Incertitude du coefficient de bobine expérimental et de la J_c obtenue	64
7.4 Effets du bord du film	64
7.5 Protection de l'éprouvette	65
8 Compte rendu d'essai	65
8.1 Identification de l'éprouvette d'essai	65
8.2 Compte-rendu des valeurs de J_c	65
8.3 Compte rendu des conditions d'essai	65
Annexe A (informative) Informations complémentaires concernant les Articles 1 à 8	66
Annexe B (informative) Systèmes de mesure facultatifs	73
Annexe C (informative) Considérations relatives à l'incertitude	80
Annexe D (informative) Évaluation de l'incertitude	85
Bibliographie	92

Figure 1 – Schéma d'un circuit électrique utilisé pour la mesure inductive de J_c de films HTS	55
--	----

Figure 2 – Illustration montrant des techniques de pression de la bobine d'échantillon sur des films HTS	56
Figure 3 – Exemple de plaquette d'étalonnage utilisée pour déterminer le coefficient de bobine	57
Figure 4 – Illustration de la bobine d'échantillon et du champ magnétique pendant une mesure	58
Figure 5 – Caractéristiques E - J mesurées par une méthode de transport et la méthode U_3 inductive	59
Figure 6 – Exemple de tensions de troisième harmonique normalisées (U_3/I_0) mesurées à diverses fréquences	60
Figure 7 – Illustration pour les bobines 1 et 3 du Tableau 1	62
Figure 8 – Fonction de facteur de bobine $F(r) = 2H_0/I_0$ calculée pour les trois bobines	62
Figure 9 – Dépendance par rapport à la distance bobine-film Z_1 du coefficient de bobine théorique k	64
Figure A.1 – Illustration de la bobine d'échantillon et du champ magnétique pendant la mesure	68
Figure A.2 – (a) U_3 et (b) U_3/I_0 tracées par rapport à un film mince en YBCO, mesurée dans les champs magnétiques en courant continu appliqués et changement d'échelle observé avec normalisation par I_{th} (encarts)	70
Figure B.1 – Dessin schématique du circuit d'annulation à RL variable	74
Figure B.2 – Schéma d'un circuit électrique utilisant la méthode à 2 bobines	74
Figure B.3 – Bruits des harmoniques provenant de la source d'alimentation	75
Figure B.4 – Réduction du bruit en utilisant une bobine d'annulation avec un film supraconducteur	76
Figure B.5 – Bruits des harmoniques normalisés (U_3/I_0) provenant de la source d'alimentation	77
Figure B.6 – Tensions de bruit normalisées après réduction utilisant une bobine d'annulation avec un film supraconducteur	77
Figure B.7 – Tensions de bruit normalisées après réduction utilisant une bobine d'annulation sans film supraconducteur	78
Figure B.8 – Tensions de bruit normalisées avec le système à 2 bobines représenté à la Figure B.2	78
Figure D.1 – Effet de la position de la bobine contre un film mince supraconducteur sur les valeurs de J_c mesurées	90
Tableau 1 – Spécifications et coefficients de bobine de bobines d'échantillon types	61
Tableau C.1 – Signaux de sortie de deux extensomètres nominalement identiques	81
Tableau C.2 – Valeurs moyennes de deux signaux de sortie	81
Tableau C.3 – Écarts types expérimentaux de deux signaux de sortie	81
Tableau C.4 – Incertitudes type de deux signaux de sortie	82
Tableau C.5 – Coefficient de variation de deux signaux de sortie	82
Tableau D.1 – Tableau de bilan d'incertitude pour le coefficient de bobine expérimental k'	86
Tableau D.2 – Exemples de mesures répétées de J_c et de valeurs n	88

COMMISSION ÉLECTROTECHNIQUE INTERNATIONALE

SUPRACONDUCTIVITÉ –

Partie 17: Mesures de caractéristiques électroniques – Densité de courant critique local et sa distribution dans les films supraconducteurs de grande surface

AVANT-PROPOS

- 1) La Commission Electrotechnique Internationale (CEI) est une organisation mondiale de normalisation composée de l'ensemble des comités électrotechniques nationaux (Comités nationaux de la CEI). La CEI 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, la CEI – 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 la CEI"). 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 la CEI, participent également aux travaux. La CEI 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 la CEI concernant les questions techniques représentent, dans la mesure du possible, un accord international sur les sujets étudiés, étant donné que les Comités nationaux de la CEI intéressés sont représentés dans chaque comité d'études.
- 3) Les Publications de la CEI se présentent sous la forme de recommandations internationales et sont agréées comme telles par les Comités nationaux de la CEI. Tous les efforts raisonnables sont entrepris afin que la CEI s'assure de l'exactitude du contenu technique de ses publications; la CEI 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 la CEI s'engagent, dans toute la mesure possible, à appliquer de façon transparente les Publications de la CEI dans leurs publications nationales et régionales. Toutes divergences entre toutes Publications de la CEI et toutes publications nationales ou régionales correspondantes doivent être indiquées en termes clairs dans ces dernières.
- 5) La CEI 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 la CEI. La CEI 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 la CEI, 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 la CEI, 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 la CEI ou de toute autre Publication de la CEI, 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.

La Norme internationale CEI 61788-17 a été établie par le comité d'études 90 de la CEI: Supraconductivité.

Le texte de cette norme est issu des documents suivants:

FDIS	Rapport de vote
90/310/FDIS	90/319/RVD

Le rapport de vote indiqué dans le tableau ci-dessus donne toute information sur le vote ayant abouti à l'approbation de cette norme.

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

Une liste de toutes les parties de la série CEI 61788, publiées sous le titre général *Supraconductivité*, peut être consultée sur le site web de la CEI.

Le comité a décidé que le contenu de cette publication ne sera pas modifié avant la date de stabilité indiquée sur le site web de la CEI 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.

INTRODUCTION

Plus de vingt ans après avoir été découverts, en 1986, les supraconducteurs à haute température ont fini par s'introduire dans des produits et des technologies qui vont révolutionner la transmission d'informations, le transport et l'énergie. Parmi ceux-ci, des filtres micro-ondes à supraconducteurs à haute température (HTS, en anglais «high-temperature superconducting») ont déjà été commercialisés, exploitant la résistance de surface extrêmement faible des supraconducteurs. Ils présentent deux avantages majeurs par rapport aux filtres classiques sans supraconducteur, à savoir: un faible affaiblissement d'insertion (caractéristiques de faible bruit) et une grande sélectivité en fréquence (coupure brutale) [1]¹. Ces avantages ont pour conséquence un nombre réduit de stations de base, une amélioration de la qualité de la parole, une utilisation plus efficace des largeurs de bande de fréquence et une diminution du bruit inutile des ondes radio.

Des films minces à supraconducteurs de grande surface ont été réalisés pour être utilisés dans des dispositifs à micro-ondes [2]. Ils sont également utilisés pour les dispositifs de puissance à supraconducteurs émergents, tels que les limiteurs de courant de défaut à supraconducteur de type résistif (SFCL) [3–5], les détecteurs de défaut à supraconducteur utilisés pour les limiteurs de courant de défaut déclenchés par supraconduction [6, 7] et les interrupteurs de courant électrique persistant utilisés pour les aimants HTS à courant persistant [8, 9]. La densité de courant critique J_c est l'un des paramètres fondamentaux décrivant la qualité des films HTS de grande surface. On a largement utilisé des méthodes inductives non destructives en courant alternatif pour mesurer J_c et sa distribution pour les films HTS de grande surface [10–13], parmi lesquelles, la méthode utilisant les tensions de troisième harmonique $U_3 \cos(3\omega t + \theta)$ est la plus répandue [10–11], où ω , t et θ représentent respectivement la fréquence angulaire, le temps et la phase initiale. Ces méthodes classiques ne sont toutefois pas précises car elles ne tiennent pas compte du critère de champ électrique E de la mesure de J_c [14, 15] et utilisent parfois un critère inapproprié pour déterminer le courant de seuil I_{th} d'après lequel est calculée J_c [16]. Une méthode classique permet d'obtenir des valeurs de J_c qui diffèrent de 10 % à 20 % des valeurs précises [15]. Il est donc nécessaire de déterminer des méthodes d'essais normalisées pour mesurer précisément la densité de courant critique local et sa distribution, auxquelles peut se référer tout ce qui concerne l'industrie des filtres HTS pour le contrôle de la qualité des films HTS. Les connaissances acquises dans le domaine des mesures de J_c inductives des films HTS minces sont résumées à l'Annexe A.

Dans ces méthodes inductives, des champs magnétiques en courant alternatif sont générés avec des courants alternatifs $I_0 \cos \omega t$ dans une petite bobine montée juste au-dessus du film et J_c est calculée d'après le courant de seuil de la bobine I_{th} , pour lequel on obtient une pénétration complète du champ magnétique dans le film [17]. En ce qui concerne la méthode inductive utilisant les tensions de troisième harmonique U_3 , U_3 est mesurée en fonction de I_0 , et I_{th} est déterminé en tant que courant de bobine I_0 auquel U_3 commence à apparaître. Les champs électriques induits E dans le film supraconducteur à $I_0 = I_{th}$, qui sont proportionnels à la fréquence f du courant alternatif, peuvent être estimés par un simple modèle de Bean [14]. Une méthode normalisée a été proposée pour mesurer précisément J_c avec un critère de champ électrique par détection de U_3 et obtention de la valeur n (indice des caractéristiques de la loi de puissance E - J) par une mesure précise de I_{th} à diverses fréquences [14, 15, 18, 19]. Non seulement cette méthode permet d'obtenir des valeurs précises de J_c , mais elle facilite également la détection des parties dégradées dans des éprouvettes inhomogènes, car la diminution de la valeur n est plus remarquable que la diminution de J_c dans ces parties [15]. On note que cette méthode normalisée est excellente pour évaluer l'homogénéité dans des films HTS de grande surface, bien que le paramètre approprié pour concevoir des dispositifs à micro-ondes ne soit pas J_c , mais la résistance surfacique. Pour une application de films minces supraconducteurs de grande surface à des SFCL, la connaissance de la distribution de J_c est fondamentale, car la distribution de J_c a une influence significative sur la distribution de l'extinction dans les SFCL en cas de défaut.

¹ Les chiffres entre crochets renvoient à la Bibliographie.

La Commission Électrotechnique Internationale (CEI) attire l'attention sur le fait qu'il est déclaré que la conformité avec les dispositions du présent document peut impliquer l'utilisation d'un brevet intéressant la détermination des caractéristiques $E-J$ par les mesures des J_c inductives en fonction de la fréquence traitée l'Introduction, l'Article 1, l'Article 4 en 5.1.

La CEI ne prend pas position quant à la preuve, la validité et la portée de ces droits de propriété.

Le détenteur de ces droits de propriété a donné l'assurance à la CEI qu'il consent à négocier des licences sans frais avec des demandeurs du monde entier. À ce propos, la déclaration du détenteur des droits de propriété est enregistrée à la CEI. Des informations peuvent être demandées à:

Nom du détenteur du droit de propriété:

National Institute of Advanced Industrial Science and Technology

Adresse:

Intellectual Property Planning Office, Intellectual Property Department
1-1-1, Umezono, Tsukuba, Ibaraki Prefecture, Japon

L'attention est d'autre part attirée sur le fait que certains des éléments du présent document peuvent faire l'objet de droits de propriété autres que ceux qui ont été mentionnés ci-dessus. La CEI ne saurait être tenue pour responsable de l'identification de ces droits de propriété en tout ou partie.

L'ISO (www.iso.org/patents) et la CEI (<http://patents.iec.ch>) maintiennent des bases de données, consultables en ligne, des droits de propriété pertinents à leurs normes. Les utilisateurs sont encouragés à consulter ces bases de données pour obtenir l'information la plus récente concernant les droits de propriété.

SUPRACONDUCTIVITÉ –

Partie 17: Mesures de caractéristiques électroniques – Densité de courant critique local et sa distribution dans les films supraconducteurs de grande surface

1 Domaine d'application

Cette partie de la CEI 61788 décrit les mesures de la densité de courant critique local (J_c) et sa distribution dans les films supraconducteurs à haute température (HTS) de grande surface par une méthode inductive utilisant les tensions de troisième harmonique. La considération la plus importante pour effectuer des mesures précises consiste à déterminer J_c aux températures de l'azote liquide au moyen d'un critère de champ électrique et obtenir des caractéristiques courant-tension d'après sa dépendance vis-à-vis de la fréquence. Bien qu'il soit possible de mesurer J_c dans des champs magnétiques en courant continu appliqués [20, 21]², le domaine d'application de la présente norme est limité à la mesure sans champ magnétique en courant continu.

Cette technique mesure de façon intrinsèque le courant de feuille critique, qui est le produit de J_c par l'épaisseur d du film. La plage et la résolution de mesure pour $J_c d$ des films HTS sont les suivantes:

- $J_c d$: de 200 A/m à 32 kA/m (sur la base de résultats, aucune limitation);
- Résolution de mesure: 100 A/m (sur la base de résultats, aucune limitation).

2 Référence normative

Les documents suivants sont cités en référence de manière normative, en intégralité ou en partie, dans le présent document et sont indispensables pour son application. 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).

CEI 60050, (toutes les parties), *Vocabulaire Électrotechnique International*, (disponible à l'adresse: <<http://www.electropedia.org>>)

3 Termes et définitions

Pour les besoins du présent document, les termes et définitions donnés dans la CEI 60050-815:2000 s'appliquent, certains étant répétés ci-dessous pour plus de commodité.

3.1

courant critique

I_c

courant continu maximal qui peut être considéré comme passant sans résistance

Note 1 à l'article: I_c est fonction du champ magnétique et de la température.

[SOURCE: CEI 60050-815:2000, 815-03-01]

² Les chiffres entre crochets renvoient à la Bibliographie.

3.2**critère de courant critique****critère I_c**

critère utilisé pour déterminer le courant critique, I_c , basé sur le champ électrique E ou la résistivité, ρ

Note 1 à l'article: On utilise souvent $E = 10 \mu\text{V/m}$ ou $E = 100 \mu\text{V/m}$ comme critère de champ électrique et $\rho = 10^{-13} \Omega \cdot \text{m}$ ou $\rho = 10^{-14} \Omega \cdot \text{m}$ comme critère de résistivité. ("E = 10 V/m ou E = 100 V/m" dans l'édition actuelle est une erreur et il est prévu de la corriger dans la deuxième édition)

[SOURCE: CEI 60050-815:2000, 815-03-02]

3.3**densité de courant critique** **J_c**

densité de courant électrique au courant critique utilisant soit la section transversale du conducteur (section totale) soit de la partie non stabilisatrice de ce conducteur, s'il y a un stabilisateur

Note 1 à l'article: La densité de courant totale est appelée en anglais "engineering current density" (symbole: J_e).

[SOURCE: CEI 60050-815:2000, 815-03-03]

3.4**densité de courant critique de transport** **J_{ct}**

densité de courant critique obtenue par mesure d'une résistivité ou d'une tension

[SOURCE: CEI 60050-815:2000, 815-03-04]

3.5**valeur n (d'un supraconducteur)**

exposant obtenu lorsqu'on modélise, dans une certaine étendue de champ électrique ou de résistivité, la courbe tension/courant $U(I)$ par une équation du type $U \propto I^n$

[SOURCE: CEI 60050-815:2000, 815-03-10]

4 Exigences

La densité de courant critique J_c est l'un des paramètres les plus fondamentaux décrivant la qualité des films HTS de grande surface. Dans la présente norme, J_c et sa distribution sont mesurées de manière non destructive par une méthode inductive par détection des tensions de troisième harmonique $U_3 \cos(3\omega t + \theta)$. Une petite bobine, utilisée à la fois pour générer des champs magnétiques en courant alternatif et pour détecter les tensions de troisième harmonique, est montée juste au-dessus du film HTS et est utilisée pour balayer la zone de mesure. Pour mesurer précisément J_c au moyen d'un critère de champ électrique, les courants de seuil de bobine I_{th} , pour lesquels U_3 commence à apparaître sont mesurés de façon répétée à différentes fréquences et les caractéristiques E - J sont déterminées d'après leurs dépendances vis-à-vis de la fréquence.

L'incertitude type combinée relative cible de la méthode utilisée pour déterminer la valeur absolue de J_c est inférieure à 10 %. Toutefois, l'incertitude cible est inférieure à 5 % pour l'évaluation de l'homogénéité de la distribution de J_c dans les films minces supraconducteurs de grande surface.

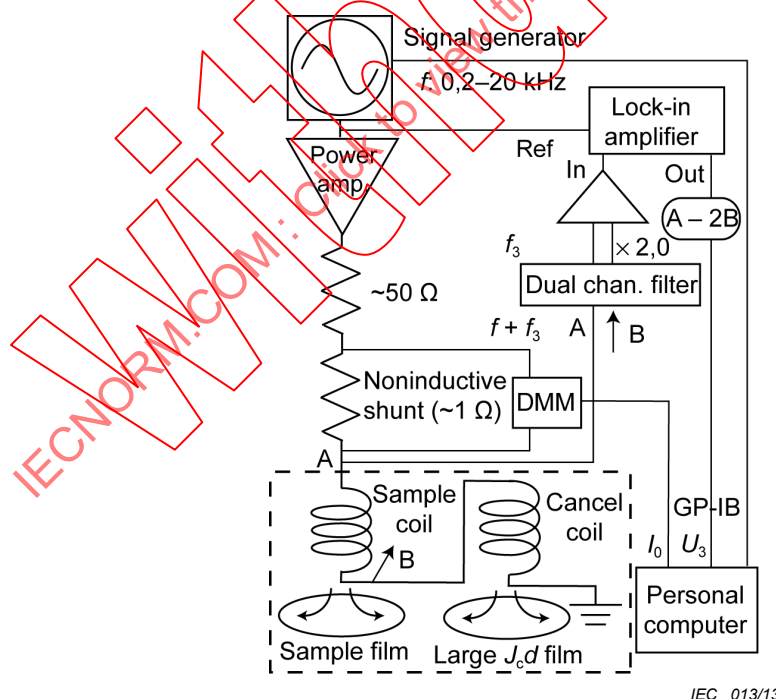
5 Appareillage

5.1 Matériel de mesure

La Figure 1 est un dessin schématique d'un circuit électrique type utilisé pour les mesures de tension de troisième harmonique. Ce circuit est constitué d'un générateur de signal, d'un amplificateur de puissance, d'un multimètre numérique (DMM, en anglais "digital multimeter") pour mesurer le courant de bobine, d'un filtre coupe-bande pour atténuer les signaux de l'onde fondamentale et d'un amplificateur à verrouillage pour mesurer les signaux de troisième harmonique. Il met en œuvre l'approche de bobine unique dans laquelle la bobine est utilisée pour générer un champ magnétique en courant alternatif et pour détecter la tension inductive.

Cette méthode peut également être appliquée à des films minces à supraconducteur double face sans entrave. Toutefois, dans les méthodes qui sont ici proposées, il existe un système supplémentaire pour atténuer les tensions de bruit des harmoniques générées par le générateur de signal et l'amplificateur de puissance [14]. Dans un exemple de la Figure 1, une bobine d'annulation dont la spécification est la même que la bobine d'échantillon, est utilisée pour l'annulation. La bobine d'échantillon est montée juste au-dessus du film supraconducteur et un film supraconducteur avec un $J_c d$ suffisamment supérieur à celui du film d'échantillon est disposé au-dessous de la bobine d'annulation pour régler son inductance à celle de la bobine d'échantillon. Les deux bobines et les films supraconducteurs sont plongés dans de l'azote liquide (ligne en tirets sur la Figure 1). D'autres systèmes de mesure facultatifs sont décrits à l'Annexe B.

NOTE Dans ce circuit, des courants de bobine d'environ 0,1 A (valeur efficace) et des tensions sources > 6 V (valeur efficace) sont nécessaires pour mesurer le film supraconducteur de $J_c d \approx 10$ kA/m en utilisant la bobine 1 ou 2 du Tableau 1 (6.5). Un amplificateur de puissance de type NF: HSA4011 est nécessaire pour fournir des courants et tensions aussi élevés.



IEC 013/13

Légende

Anglais	Français
Signal generator	Générateur de signal
Power amp.	Amplificateur de puissance
Lock-in amplifier	Amplificateur à verrouillage
In	Entrée
Out	Sortie

Anglais	Français
Dual chan. Filter	Filtre à deux canaux
Non inductive shunt	Shunt non inductif
Sample coil	Bobine d'échantillon
Cancel coil	Bobine d'annulation
Personal computer	Ordinateur personnel
Sample film	Film d'échantillon
Large $J_c d$ film	Grand film $J_c d$

Figure 1 – Schéma d'un circuit électrique utilisé pour la mesure inductive de J_c de films HTS

5.2 Composants pour les mesures inductives

5.2.1 Bobines

Des films HTS de grande surface couramment disponibles sont déposés sur des surfaces ayant un diamètre aussi grand que d'environ 25 cm, tandis que des films d'un diamètre de 5 cm sont utilisés dans le commerce pour réaliser des filtres micro-ondes [22]. Des films en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) de plus grande taille, des films d'un diamètre d'environ 10 cm et des films de 2,7 cm × 20 cm, ont été utilisés pour fabriquer des modules limiteurs de courant de défaut [3-5]. D'après des mesures de J_c de tels films, le diamètre extérieur approprié des bobines d'échantillon est compris entre 2 mm et 5 mm. L'exigence pour la bobine d'échantillon est de générer un champ magnétique aussi grand que possible à la surface supérieure du film supraconducteur, pour lequel une géométrie de bobine plate est appropriée. Les spécifications types sont les suivantes :

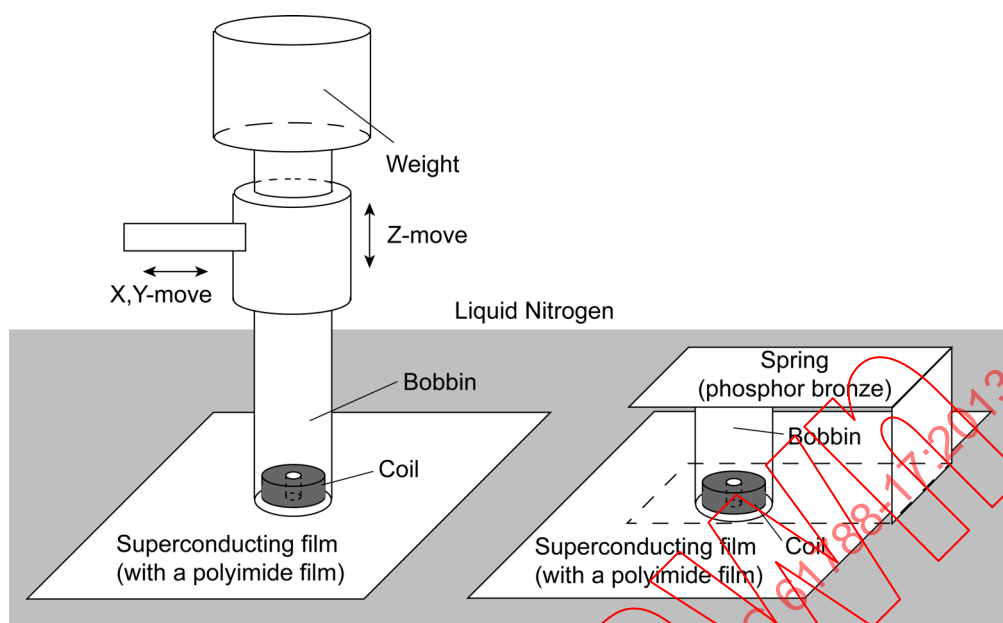
- Diamètre d'enroulement intérieur D_1 : 0,9 mm, diamètre extérieur D_2 : 4,2 mm, hauteur h : 1,0 mm, 400 spires de fil de cuivre d'un diamètre de 50 μm
- D_1 : 0,8 mm, D_2 : 2,2 mm, h : 1,0 mm, 200 spires de fil de cuivre d'un diamètre de 50 μm .

5.2.2 Film d'espacement

On utilise généralement un film en polyimide d'une épaisseur de 50 μm à 125 μm pour protéger les films HTS. La bobine comporte généralement une couche de protection au-dessous de l'enroulement de la bobine, qui isole également le film mince de la chaleur par effet Joule dans la bobine. L'épaisseur type est de 100 μm à 150 μm et la distance bobine-film Z_1 est maintenue à 200 μm .

5.2.3 Mécanisme pour la mise en place de la bobine

Pour maintenir l'espacement Z_1 entre le bas de l'enroulement de la bobine et la surface du film à une valeur prescrite, il convient d'appuyer avec une pression suffisante la bobine d'échantillon sur le film, dépassant généralement environ 0,2 MPa [18]. Des techniques permettant d'y parvenir consistent à utiliser un poids ou un ressort, comme représenté à la Figure 2. Le système représenté schématiquement sur la figure de gauche est utilisé pour balayer une large surface du film. Avant la mesure de U_3 , on remonte initialement la bobine d'une certaine distance, on la déplace latéralement jusqu'à la position cible et on la descend ensuite, puis on l'appuie sur le film. Il convient de déterminer une pression appropriée afin qu'une pression trop importante n'endommage pas la bobine, l'enroulement, le film mince HTS (supraconducteur à haute température) ou le substrat. Il a été rapporté que l'YBCO déposé sur un substrat en Ni pur de texture biaxiale s'était dégradé par une contrainte de compression transverse d'environ 20 MPa [23].



IEC 014/13

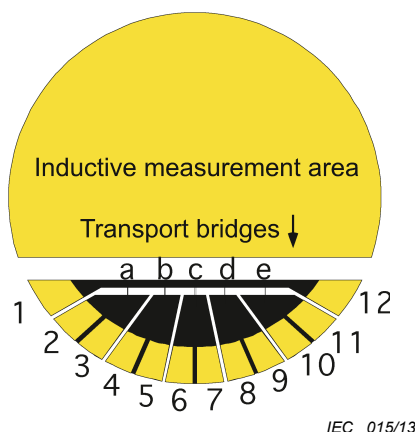
Légende

Anglais	Français
Weight	Poids
X,Y-move	Déplacement X-Y
Z-move	Déplacement Z
Liquid nitrogen	Azote liquide
Bobbin	Bobine
Coil	Enroulement
Superconducting film (with a polyimide film)	Film supraconducteur (avec film en polyimide)
Spring (phosphor bronze)	Ressort (phosphore bronze)
Bobbin	Bobine
Superconducting film (with a polyimide film)	Film supraconducteur (avec film en polyimide)
Coil	Enroulement

Figure 2 – Illustration montrant des techniques de pression de la bobine d'échantillon sur des films HTS

5.2.4 Plaquette d'étalonnage

On utilise une plaquette d'étalonnage pour déterminer le coefficient de bobine expérimental k' décrit dans la partie suivante. Elle est réalisée en utilisant un film mince en YBCO homogène de grande surface (généralement d'un diamètre d'environ 5 cm). Elle est constituée de ponts pour la mesure du transport et d'une zone de mesure inductive (Figure 3). Les dimensions type des ponts de transport sont une largeur de 20 μm à 70 μm et une longueur de 1 mm à 2 mm, qui ont été préparés en utilisant une technique de photolithographie par ultraviolets ou par gravure laser [24].

**Légende**

Anglais	Français
Inductive measurement area	Zone de mesure inductive
Transport bridges	Ponts de transport

Figure 3 – Exemple de plaquette d'étalonnage utilisée pour déterminer le coefficient de bobine

6 Procédure de mesure

6.1 Généralités

Les procédures utilisées pour déterminer le coefficient de bobine expérimental k' et pour mesurer la J_c des films soumis à essai sont décrites ci-dessous, la signification de k' étant exprimée en A.5.

6.2 Détermination du coefficient de bobine expérimental

6.2.1 Calcul du coefficient de bobine théorique k

Calculer le coefficient de bobine théorique $k = J_c d / I_{th}$ d'après

$$k = F_m, \quad (1)$$

où F_m est le maximum de $F(r)$ qui est une fonction de r , distance par rapport à l'axe central de la bobine (Figure 4). La fonction de facteur de bobine $F(r) = -2H_r(r, t)/I_0 \cos \omega t = 2H_0/I_0$ est obtenue par

$$F(r) = \frac{N}{2\pi S} \int_{R_1}^{R_2} dr' \int_0^{2\pi} d\theta \int_{Z_1}^{Z_2} dz \frac{r'z \cos \theta}{(z^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta)^{3/2}}, \quad (2)$$

où N est le nombre d'enroulements, $S = (R_2 - R_1)h$ est la section transversale, $R_1 = D_1/2$ est le rayon intérieur, $R_2 = D_2/2$ est le rayon extérieur de la bobine, Z_1 est la distance bobine-film, et $Z_2 = Z_1 + h$ [17]. La détermination de l'équation (2) est décrite en A.3.

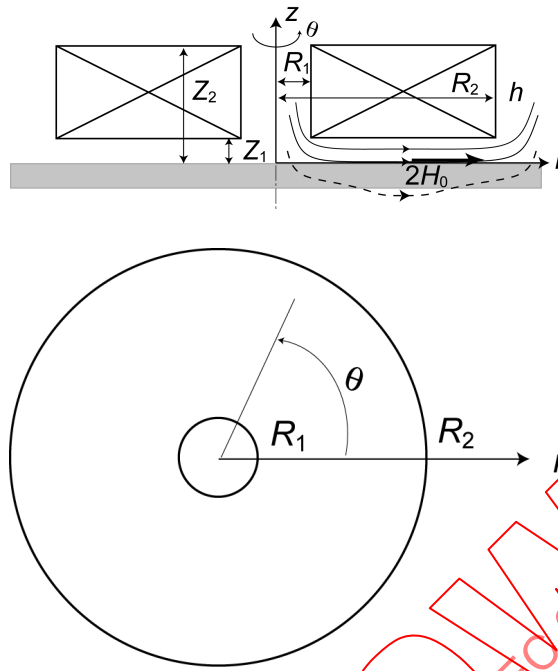


Figure 4 – Illustration de la bobine d'échantillon et du champ magnétique pendant une mesure

6.2.2 Mesures de transport des ponts dans la plaquette d'étalonnage

- a) Mesurer les caractéristiques E - J des ponts de transport de la plaquette d'étalonnage par une méthode à quatre sondes et déterminer les caractéristiques E - J de la loi de puissance,

$$E_t = A_{0t} \times J^n. \quad (3)$$

- b) répéter les mesures au moins pour trois ponts différents. Trois ensembles de données ($n = 20,5$ à $23,8$) mesurés pour trois ponts sont représentés dans la partie supérieure (E élevé) de la Figure 5.

6.2.3 Mesures de U_3 de la plaquette d'étalonnage

- a) Mesurer U_3 dans la zone de mesure inductive de la plaquette d'étalonnage en fonction du courant de bobine à trois ou quatre fréquences et déterminer le I_{th} expérimental en utilisant un critère d'inductance constante, à savoir, $U_3/fI_0 = 2\pi L_c$. Il convient que le critère L_c soit aussi petit que possible dans une plage de rapports S/B suffisamment grands, pour utiliser l'équation simple (4) pour le calcul du champ électrique (7.1 c) et D.2). Un exemple de mesure est représenté à la Figure 6 avec $2\pi L_c = 2 \mu\Omega \cdot \text{sec}$.

- b) Répéter les mesures au moins pour trois ponts différents du film.

6.2.4 Calcul des caractéristiques E - J d'après les données de I_{th} en fonction de la fréquence

- a) Calculer J_{c0} ($= kI_{th}/d$) et le E moyen induit dans le film supraconducteur au seuil de pénétration totale par

$$E_{avg} \approx 2,04 \mu_0 f d^2 J_c = 2,04 \mu_0 k f d I_{th}, \quad (4)$$

d'après le I_{th} obtenu à chaque fréquence en utilisant le coefficient théorique k calculé en 6.1.1. La détermination de l'équation (4) est décrite à l'Article A.4.

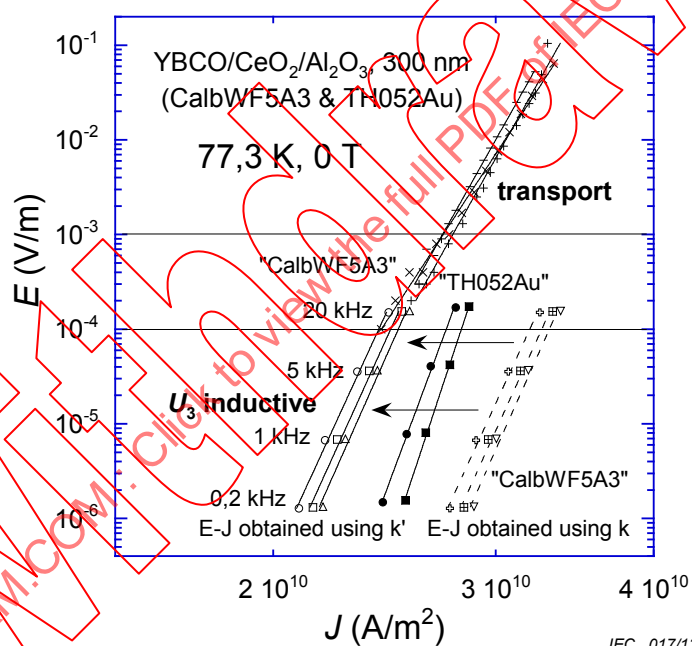
b) Déterminer la caractéristique E - J

$$E_i = A_{0i} \times J^n \quad (5)$$

d'après la relation entre E_{avg} et J_{c0} , et les tracer sur la même figure que celle où ont été tracées les données des caractéristiques E - J . Les lignes en tirets de la Figure 5 montrent trois ensembles de données mesurées en différents points du film. Les données de transport et les données inductives U_3 ne correspondent pas encore à cette étape.

6.2.5 Détermination de k' d'après les valeurs de J_{ct} et J_{c0} pour un E approprié

- Choisir un champ électrique approprié se trouvant dans les (ou à proximité des) courbes E - J de transport et des courbes E - J inductives, par exemple $200 \mu\text{V/m}$ sur le Figure 5.
- Pour ce champ électrique, calculer à la fois les densités de courant critique de transport J_{ct} et les valeurs de J_{c0} inductives, respectivement d'après les équations (3) et (5).
- Déterminer le coefficient de bobine expérimental k' par $k' = (J_{ct}/J_{c0})k$, où J_{ct} et J_{c0} indiquent respectivement les valeurs moyennes des valeurs de J_{ct} et J_{c0} obtenues. Si les valeurs de $J_c (= k' I_{th}/d)$ sont tracées en fonction de $E_{avg} = 2,04 \mu_0 k f d I_{th}$, les caractéristiques E - J d'après la mesure de U_3 correspondent bien aux données de transport (Figure 5).

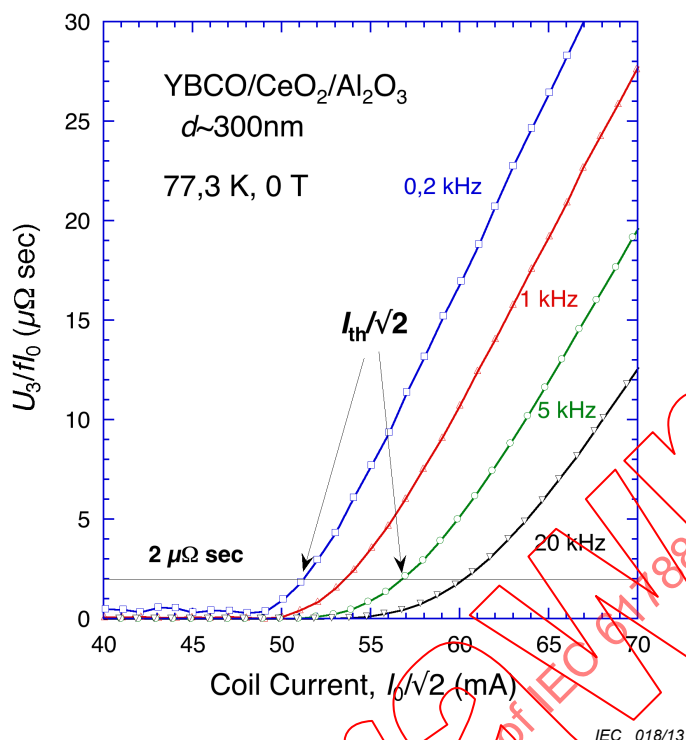


IEC 017/13

Légende

Anglais	Français
transport	transport
U_3 inductive	U_3 inductive
E-J obtained using k'	E-J obtenu en utilisant k'
E-J obtained using k	E-J obtenu en utilisant k
Coil current	Courant de bobine

Figure 5 – Caractéristiques E - J mesurées par une méthode de transport et la méthode U_3 inductive



Légende

Anglais	Français
Coil current	Courant de bobine

Figure 6 – Exemple de tensions de troisième harmonique normalisées (U_3/fI_0) mesurées à diverses fréquences

6.3 Mesure de J_c dans des films d'échantillon

- Mesurer U_3 à deux, trois ou quatre fréquences dans des films d'échantillons et U_3 déterminer I_{th} avec le même critère L_c que celui utilisé en 6.2.3.
- Utiliser le coefficient de bobine expérimental k' obtenu pour calculer J_c ($= k' I_{th}/d$) à chaque fréquence et déterminer la relation entre J_c et E_{avg} ($= 2,04 \mu_0 k f d I_{th}$, en utilisant k en raison de la sous-estimation mentionnée en 7.1(c)). Un exemple de caractéristiques E - J est également représenté à la Figure 5), mesurées pour un film d'échantillon (symboles pleins TH052Au) avec des valeurs n (36,0 et 40,4) dépassant celles de la plaquette d'étalonnage ($n = 28,0$ à $28,6$).
- D'après les caractéristiques E - J obtenues, calculer la valeur de J_c avec un critère de champ électrique approprié, par exemple $E_c = 100 \mu V/m$.
- Une mesure à trois ou quatre fréquences est avantageuse pour contrôler la validité de la mesure et de l'échantillon en vérifiant la caractéristique de la loi de puissance E - J . Une mesure à deux fréquences peut être utilisée pour des échantillons de série afin de gagner du temps.

6.4 Mesure de J_c à une seule fréquence

Comme mentionné dans les Articles 1 et 3, J_c est fonction du champ électrique et il est recommandé de la déterminer avec un critère de champ électrique constant en utilisant une approche multifréquence au moyen des procédures décrites en 6.2 et 6.3. Toutefois, on souhaite parfois effectuer une mesure de fréquence dans un souci de simplicité et d'économie. Dans ce cas, les valeurs de J_c sont déterminées avec un critère de champ électrique variable au moyen des procédures suivantes.

- Calculer le coefficient de bobine théorique k au moyen de l'équation (1) du 6.2.1.

- b) Déterminer la caractéristique E - J des ponts de transport de la plaquette d'étalonnage (Equation (3)) au moyen des procédures du 6.2.2.
- c) Mesurer U_3 dans la zone de mesure inductive de la plaquette d'étalonnage en fonction du courant de bobine à une fréquence et déterminer le I_{th} expérimental en utilisant un critère d'inductance constante, à savoir, $U_3/fI_0 = 2\pi L_c$. Il convient que le critère L_c soit aussi petit que possible dans une plage de rapports S/B suffisamment grands, pour utiliser l'Equation simple (4) du 6.2.4 pour le calcul du champ électrique. Calculer J_{c0} ($= kI_{th}/d$) et le E moyen induit dans le film supraconducteur au seuil de pénétration totale au moyen de l'Equation (4). Répéter les mesures au moins pour trois points différents du film et déterminer la J_{c0} moyenne et E_{avg-U3} .
- d) En utilisant les caractéristiques E - J de transport de l'Equation (3), calculer J_{ct} pour le E_{avg-U3} moyen obtenu en c).
- e) Déterminer le coefficient de bobine expérimental k' au moyen de $k' = (J_{ct}/J_{c0})k$.
- f) Mesurer U_3 à la même fréquence dans les films d'échantillon et déterminer I_{th} avec le même critère L_c que celui utilisé en c). Calculer J_c ($= k'I_{th}/d$) en utilisant le coefficient de bobine expérimental obtenu k' . Calculer également E_{avg} au moyen de l'Equation (4), et il convient que cette valeur soit accompagnée de chaque valeur de J_c .

6.5 Exemples de coefficients de bobine théoriques et expérimentaux

Certains exemples de coefficients de bobine théoriques et expérimentaux (k et k') pour des bobine d'échantillon types sont représentés dans le Tableau 1 avec les spécifications et les critères recommandés pour la détermination de I_{th} , $2\pi L_c = U_3/fI_0$. Noter que k' dépend du critère L_c . La bobine 1 est réalisée avec un fil d'enroulement en cuivre cylindrique émaillé au polyuréthane auto-adhésif d'un diamètre de 50 μm et les bobines 2 et 3 sont réalisées avec un fil d'enroulement en cuivre cylindrique émaillé au polyuréthane d'un diamètre de 50 μm . Les résistances mesurées à 77,3 K et les auto-inductances calculées lorsqu'un film supraconducteur est disposé au-dessous de la bobine sont également représentées. La distance bobine-film Z_1 est fixée à 0,2 mm. Les images des bobines 1 et 3 sont représentées à la Figure 7 et les fonctions de facteur de bobine $F(r)$ pour les trois bobines montrent que le champ magnétique de crête apparaît près du rayon moyen de la bobine (Figure 8).

Tableau 1 – Spécifications et coefficients de bobine de bobines d'échantillon types

	D_1 mm	D_2 mm	h mm	Spires	k 1/mm	k' 1/mm	U_3/fI_0 $\mu\Omega \cdot \text{sec}$	R Ω	L mH
1	0,9	4,2	1,0	400	106,6	82,2	2	4,1	0,165
2	1,0	3,6	1,0	400	117,4	89,1	2	3,4	0,163
3	0,8	2,2	1,0	200	63,2	47,0	0,6	1,6	0,028

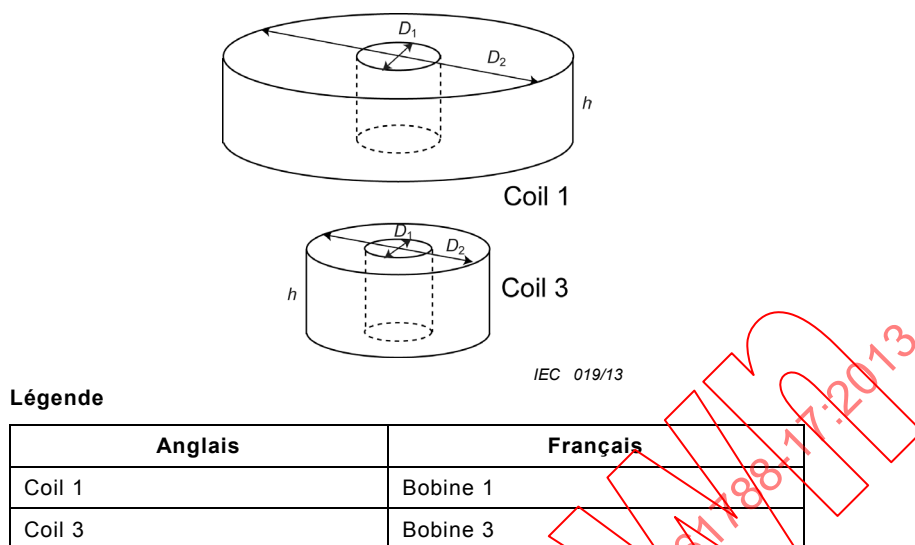


Figure 7 – Illustration pour les bobines 1 et 3 du Tableau 1

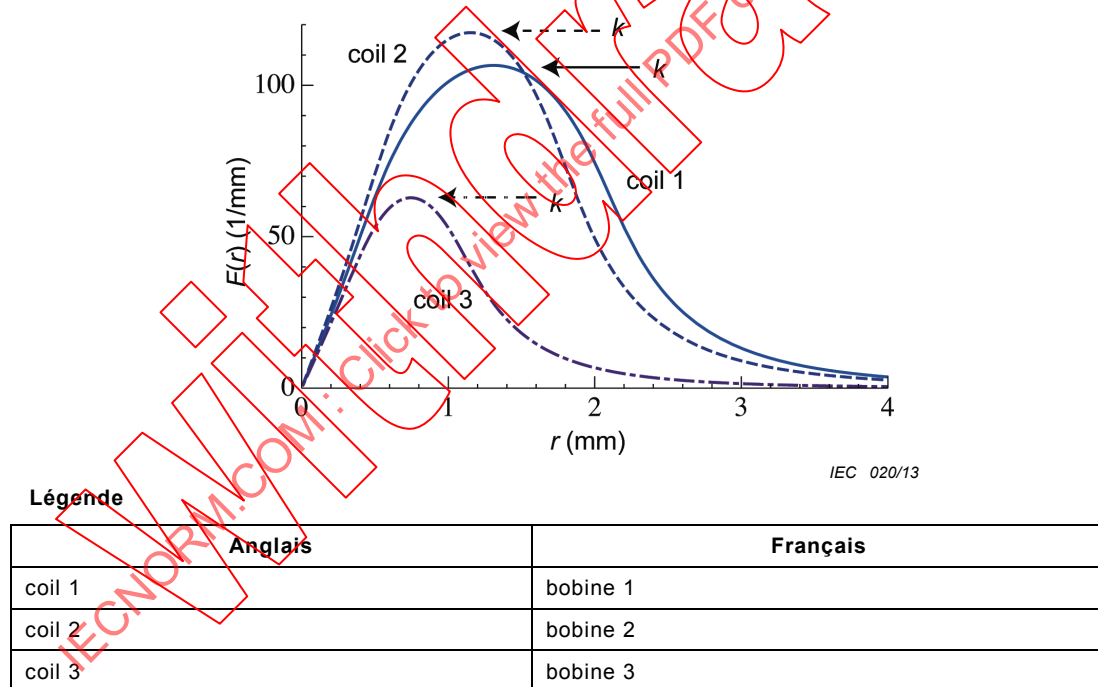


Figure 8 – Fonction de facteur de bobine $F(r) = 2H_0/I_0$ calculée pour les trois bobines

7 Incertitude de la méthode d'essai

7.1 Sources majeures d'effets systématiques influant sur la mesure de U_3

L'effet systématique le plus significatif sur la mesure de U_3 est dû à l'écart de la distance bobine-film Z_1 par rapport à la valeur prescrite. Puisque la valeur mesurée $J_c d$ avec cette technique est directement proportionnelle au champ magnétique à la surface supérieure du film supraconducteur, l'écart de l'espacement Z_1 a une influence directe sur la mesure. Les principales origines de l'incertitude sont indiquées ci-dessous (a)–c)). A noter que le concept général d'incertitude est résumé à l'Annexe C:

a) Appui inadéquat de la bobine sur le film

Lorsque la mesure est effectuée dans de l'azote liquide, le film de polyimide placé au-dessus du film mince HTS devient fragile et de l'azote liquide peut pénétrer dans l'espace compris entre les films de polyimide et HTS. Ainsi, une pression suffisante est nécessaire pour maintenir le film de polyimide à plat et éviter l'écart de Z_1 . Une expérience a montré que la pression requise est d'environ 0,2 MPa [18]. On doit noter ici que la contraction thermique des films de polyimide à la température de l'azote liquide est inférieure à $0,002 \times (300 - 77) \approx 0,45 \%$, ce qui conduit à des valeurs négligeables de $0,2 \mu\text{m}$ à $0,6 \mu\text{m}$ par rapport à la distance totale bobine-film (environ $200 \mu\text{m}$) [25].

b) Couche de glace formée entre la bobine et le film de polyimide

L'hydrogène liquide contient inévitablement de la glace sous forme de poudre. Si la bobine d'échantillon est déplacée pour balayer la surface du film HTS de grande surface pendant une période prolongée, une couche de glace se forme souvent entre le film de polyimide et la bobine d'échantillon, ce qui augmente la distance bobine-film Z_1 par rapport à la valeur prescrite. Comme présenté ultérieurement en 7.2, cet effet diminue les coefficients de bobine (k et k') et l'utilisation d'un k' non corrigé provoque une surestimation de J_c . Il convient d'apporter un soin particulier pour conserver l'environnement de mesure aussi sec que possible. Si le système de mesure est disposé dans un environnement ouvert (ambiant), les valeurs de J_c mesurées après une période de temps prolongée deviennent parfois supérieures à celles qui ont été mesurées auparavant et la surestimation atteint 6 % lorsque la mesure est effectuée au bout d'une heure. Si le système de mesure est disposé dans un environnement presque fermé et que l'humidité ambiante est inférieure à 5 % environ, on peut éviter cet effet des couches de glace. On peut contrôler cet effet en confirmant la reproductibilité. Si l'on obtient les mêmes valeurs de J_c après une période prolongée, ceci prouve que l'effet des couches de glace est négligeable. Ces deux effets systématiques (a) et b)) ne sont pas pris en compte dans l'estimation de l'incertitude du coefficient de bobine théorique k' en 7.3 et D.1, car ils peuvent être éliminés par des mesures soigneuses.

c) Sous-estimation du champ électrique induit E par un modèle de Bean simple

Le calcul des champs électriques induits moyens E_{avg} dans le film supraconducteur par l'intermédiaire de l'Equation (4) est suffisamment précis à condition que la pénétration du champ magnétique au-dessous du bas du film puisse être négligée. Des champs magnétiques considérables pénètrent toutefois au-dessous du film lorsque le courant de seuil expérimental I_{th} est déterminé et qu'une U_3 détectable est apparue. On a pu souligner que la pénétration rapide du champ magnétique au-dessous du film à $I_0 = I_{\text{th}}$ peut produire une augmentation considérable du champ électrique induit et que le E calculé au moyen de l'Equation (4) peut être significativement sous-estimé [26]. Toutefois, plusieurs résultats expérimentaux ont montré que l'incertitude type relative par rapport à cet effet est habituellement inférieure à 5 %. Le détail est décrit en D.2.

7.2 Effet d'un écart par rapport à la valeur prescrite dans la distance bobine-film

Puisque le champ magnétique provenant de la bobine dépend de la distance bobine-film Z_1 , le coefficient de bobine dépend également de Z_1 . La Figure 9 représente la dépendance par rapport à Z_1 du coefficient de bobine théorique k , calculée d'après les Equations (1) et (2). Le coefficient de bobine théorique k normalisé par k_0 est tracé en fonction de Z_1 , où k_0 est le coefficient de bobine théorique pour $Z_1 = 0,2 \text{ mm}$. Les dimensions des bobines 1, 2 et 3 sont énumérées dans le Tableau 1. L'effet relatif de l'écart sur k de la bobine 1 est d'environ 2,6 %, lorsque $Z_1 = 0,2 \text{ mm} \pm 0,02 \text{ mm}$. Si l'écart de Z_1 est faible (par exemple $\leq 20 \%$), le coefficient de bobine expérimental k' ayant fait l'objet d'un écart est proportionnel à k . Certains résultats expérimentaux prenant cela en charge sont décrits en D.3. En conséquence, utiliser la Figure 9 pour estimer l'effet systématique sur k' , si l'on ne peut pas estimer raisonnablement la distance ayant fait l'objet d'un écart.

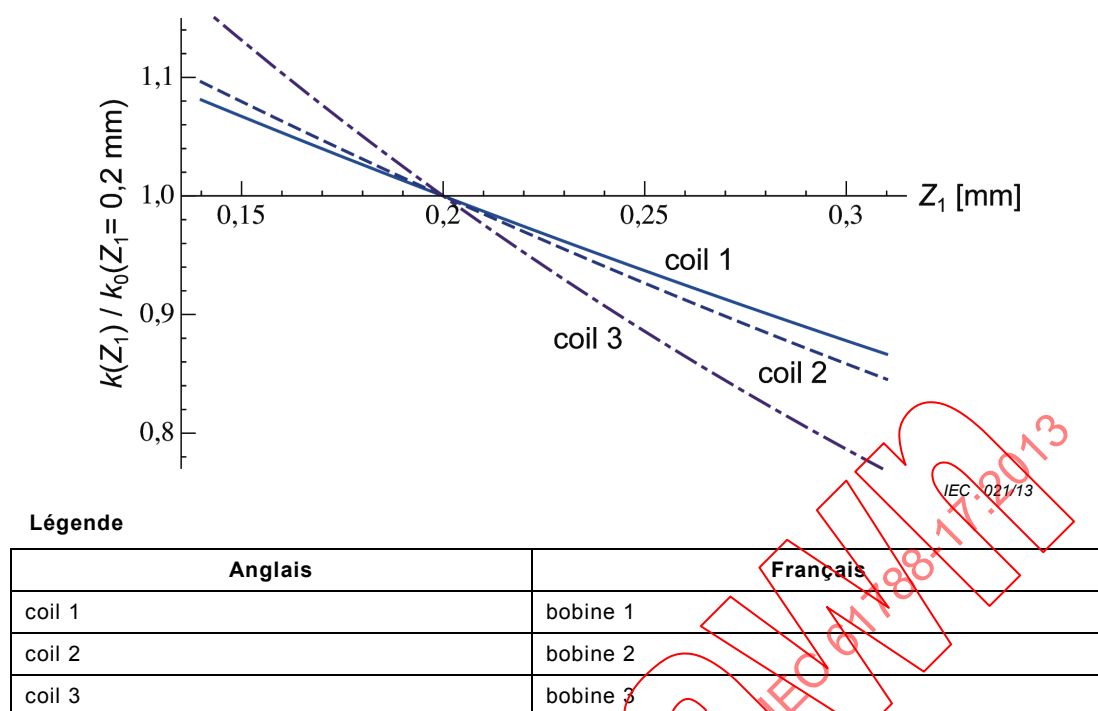


Figure 9 – Dépendance par rapport à la distance bobine-film Z_1 du coefficient de bobine théorique k

7.3 Incertitude du coefficient de bobine expérimental et de la J_c obtenue

Puisque la méthode proposée utilise un échantillon normalisé (la plaquette d'étalonnage) pour déterminer le coefficient de bobine expérimental k' qui influe directement sur les valeurs de J_c mesurées, l'incertitude de k' est l'un des facteurs fondamentaux influant sur l'incertitude de la mesure et l'homogénéité du film mince de grande surface utilisé dans la plaquette d'étalonnage est une source importante de cette incertitude. Le coefficient de bobine expérimental k' est calculé au moyen de l'expression $k' = (J_{ct}/J_{c0})k$ pour un champ électrique approprié, où J_{ct} est la densité de courant critique mesurée par la méthode de transport et $J_{c0} = kl_{th}/d$ mesurée par la méthode inductive (6.2.5). Un exemple d'évaluation de l'incertitude de k' pour la bobine 1 (Tableau 1) a été présenté en D.1. Le résultat est $k' = (J_{ct}/J_{c0})k = (2,5878/3,4437) \times 109,4 = 82,2 \text{ mm}^{-1}$ avec l'incertitude type combinée de $u_c(k') = 2,4 \text{ mm}^{-1}$ (2,93 %). On a démontré que l'incertitude du transport J_{ct} domine l'incertitude type combinée de k' .

L'incertitude provenant de la sous-estimation de E_{avg} par un simple modèle de Bean (équation (4)) est évaluée en D.2. On évalue l'incertitude type relative (Type B) à $u_B = 6,6/\sqrt{3} = 3,8 \%$ pour une éprouvette Type Avec $n = 25$. Par contraste avec ces incertitudes de Type B, une incertitude de Type A de J_c , provenant de l'incertitude expérimentale de la mesure électrique de U_3 est beaucoup plus petite, généralement d'environ 0,3 %, comme présenté en D.4. L'incertitude de k' et celle qui provient de la sous-estimation de E_{avg} dominent l'incertitude type combinée de la *valeur absolue* de J_c et l'incertitude type combinée relative était de 4,7 % pour un film d'échantillon type en $\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (DyBCO) (D.5). Ceci est bien inférieur à la valeur cible de 10 %. Noter que pour évaluer l'homogénéité de la distribution de J_c dans des films minces supraconducteurs de grande surface, l'incertitude de k' ne contribue pas à l'incertitude de la distribution de J_c , à condition d'utiliser la même bobine. Il convient donc que l'incertitude type relative soit inférieure à 5 %.

7.4 Effets du bord du film

La Figure 8 montre qu'il existe des champs magnétiques substantiels, même à l'extérieur de la surface de la bobine, induisant des courants de blindage dans le film supraconducteur. Pour effectuer une mesure précise, la bobine doit donc être à l'écart du bord du film.

Le document d'origine de Claassen *et al.* recommande qu'il convient que le diamètre extérieur de la bobine soit inférieur à la moitié de la largeur du film afin de négliger l'effet de bord [10]. Toutefois, un calcul numérique récent utilisant la méthode des éléments finis a indiqué que des mesures correctes peuvent être effectuées lorsque la largeur du film est aussi petite que 6 mm pour une bobine ayant un diamètre extérieur de 5 mm et pour $Z_1 = 0,2$ mm [27]. Les résultats expérimentaux décrits en D.6 ont montré que des mesures précises peuvent être effectuées pour l'une ou l'autre des bobines 2 ou 3 (Tableau 1) lorsque l'extérieur de la bobine est séparé de plus de 0,3 mm du bord du film. En conservant à l'esprit l'incertitude de 0,1 mm à 0,2 mm pour le positionnement de la bobine, il convient que l'extérieur de la bobine ne soit pas écarté de plus de 0,5 mm du bord du film lorsqu'on utilise des bobines ayant un diamètre extérieur de 2 mm à 5 mm.

7.5 Protection de l'éprouvette

L'humidité et l'eau réagissent souvent avec les atomes de Ba dans le film d'YBCO et provoque la dégradation des propriétés supraconductrices. Si l'on utilise toujours des films d'YBCO après la mesure, il convient de les réchauffer dans un environnement exempt d'humidité, par exemple sous vide ou dans l'hélium gazeux pour éviter toute dégradation. Une certaine mesure de protection peut également être prévue pour les éprouvettes. Un revêtement organique mince dont l'épaisseur est inférieure à plusieurs micromètres n'influe pas sur les mesures et peut être enlevé par la suite, il peut donc être utilisé à titre de protection.

8 Compte rendu d'essai

8.1 Identification de l'éprouvette d'essai

L'éprouvette d'essai doit être, si possible, déterminée par les caractéristiques suivantes:

- a) nom du fabricant de l'éprouvette;
- b) classification;
- c) numéro de lot;
- d) composition chimique du film mince et du substrat;
- e) épaisseur et rugosité du film mince;
- f) technique du processus de fabrication.

8.2 Compte-rendu des valeurs de J_c

Les valeurs de J_c doivent être rapportées avec le critère du champ électrique, E_c . Si possible, les valeurs n , les indices des caractéristiques de la loi de puissance E - J , doivent être rapportés en même temps. On sait que la mesure des valeurs n facilite la détection des segments dégradés dans un film HTS de grande surface [15].

8.3 Compte rendu des conditions d'essai

Les conditions d'essai suivantes doivent être mentionnées:

- a) température (pression atmosphérique ou pression de l'azote gazeux);
- b) champs magnétiques en courant continu (le cas échéant);
- c) fréquences d'essai;
- d) effets possibles de la couche de glace;
- e) spécifications de la bobine d'échantillon;
- f) épaisseur du film d'espacement.

Annexe A (informative)

Informations complémentaires concernant les Articles 1 à 8

A.1 Commentaires concernant les autres méthodes de mesure de la valeur locale J_c des films HTS de grande surface

Il existe plusieurs méthodes inductives pour la mesure non destructive de la J_c locale de films minces supraconducteurs de grande surface [1 à 5]³, parmi lesquelles certaines détectent des tensions de troisième harmonique $U_3 \cos(3\omega t + \theta)$ [1 à 3] et d'autres utilisent seulement la tension fondamentale [4, 5]. Dans ces méthodes inductives, des champs magnétiques en courant alternatif sont générés avec des courants alternatifs $I_0 \cos \omega t$ dans une petite bobine montée juste au-dessus du film et J_c est calculée d'après le courant de seuil de la bobine I_{th} , pour lequel on obtient une pénétration complète du champ magnétique en courant alternatif dans le film [6]. Lorsque $I_0 < I_{th}$, le champ magnétique au-dessous du film est entièrement blindé et le film supraconducteur est considéré comme une bobine image dans un miroir réfléchi à travers la surface supérieure du film, transportant le même courant, mais en sens inverse. La réponse du film supraconducteur à $I_0 \cos \omega t$ est linéaire et aucune tension de troisième harmonique n'est induite dans la bobine.

Dans le cas de la méthode inductive U_3 , U_3 commence à apparaître à $I_0 = I_{th}$, lorsque le courant de blindage du supraconducteur atteint le courant critique et que sa réponse devient non linéaire [3]. Dans les autres méthodes qui utilisent uniquement la tension fondamentale pour détecter le claquage du blindage complet lorsque le courant critique est atteint, les champs magnétiques en courant alternatif ayant pénétré sont détectés par une bobine de capteur montée juste en dessous du film [4] ou une variation de l'inductance mutuelle de deux bobines adjacentes est mesurée [5]. Dans toutes ces mesures inductives de J_c , le schéma est commun en ce que le champ magnétique en courant alternatif $2H_0 \cos \omega t$ à la surface supérieure du film est mesuré au seuil de pénétration complète. On obtient J_c , car l'amplitude du champ de pénétration complète $2H_0$ est égale à $J_c d$ [3]. Le champ électrique E induit dans le supraconducteur peut être calculé au moyen de la même équation (4) [6] et une procédure similaire à celle qui est décrite à l'Article 6 peut être utilisée pour la mesure précise.

Une autre méthode magnétique inductive utilisant des réseaux de sondes Hall est commercialisée pour mesurer la valeur locale J_c des conducteurs recouverts de grande longueur [7, 8]. Dans cette méthode, les profils de champ magnétique sont mesurés dans le champ magnétique en courant continu appliqué et la distribution correspondante du courant est calculée. Cette méthode peut également être appliquée aux films HTS de grande surface rectangulaires dont les largeurs sont inférieures à quelques centimètres, et elle offre une meilleure résolution spatiale comparée aux méthodes inductives en courant alternatif qui utilisent de petites bobines.

A.2 Exigences

Puisque les tensions de troisième harmonique sont proportionnelles à la fréquence de mesures, des fréquences supérieures sont souhaitables pour obtenir un meilleur rapport S/B. Il existe toutefois une limitation due à la plage de fréquences du matériel de mesure (amplificateur à verrouillage et/ou filtre) et aux tensions de signal excessives induites dans la bobine d'échantillon lorsqu'on mesure un film $J_c d$ de grande taille. Il est recommandé d'utiliser une fréquence de 1 kHz à 20 kHz pour un film à faible $J_c d$ (≤ 1 kA/m) et de 0,2 kHz à 8 kHz pour un film à $J_c d$ élevée (≥ 20 kA/m). Des mesures sur une large plage de fréquences sont souhaitables pour obtenir les caractéristiques courant-tension dans une large plage de

³ Les chiffres entre crochets se réfèrent aux documents de référence de A.8 de la présente annexe.

champs électriques. Toutefois, pour les besoins généraux de la mesure de J_c , un ordre de grandeur de plage de fréquence est suffisant pour obtenir la valeur n et pour mesurer précisément J_c .

Dans la présente norme, la température de mesure est limitée aux températures de l'azote liquide, à savoir, 77,35 K à 1013 hPa et 65,80 K à 200 hPa, car un agent réfrigérant est nécessaire pour refroidir la bobine d'échantillon qui génère la chaleur par effet Joule. Lorsque les mesures sont effectuées à des températures variables dans une atmosphère gazeuse, d'autres études sont nécessaires.

La méthode inductive U_3 est applicable non seulement aux films HTS de grande surface déposés sur des substrats isolants (saphir, MgO, etc.), mais également aux conducteurs recouverts avec des substrats métalliques. Si toutefois les conducteurs recouverts comportent des couches protectrices métalliques épaisses (Ag ou Cu) et que leur épaisseur dépasse environ 10 μm , certaines mesures sont nécessaires pour éviter l'effet de peau. Une technique met en œuvre la limitation des fréquences de mesure à une valeur suffisamment basse (par exemple, $\leq$ environ 8 kHz).

A.3 Théorie de la génération de tension de troisième harmonique

Nous présentons ici la réponse d'un film supraconducteur à une bobine transportant du courant, montée au-dessus du film [3]. Un film supraconducteur d'une épaisseur d , s'étendant à l'infini dans le plan xy , est situé à $-d < z < 0$, où la surface supérieure est à $z = 0$ dans le plan xy et la surface inférieure est à $z = -d$. Une bobine de commande est axialement symétrique par rapport à l'axe z , et la bobine occupe la surface correspondant à $R_1 < r < R_2$ et $Z_1 < z < Z_2$ en coordonnées cylindriques (r, θ, z) . La bobine est constituée d'un fil ayant un nombre N de spires, qui transporte un courant de commande sinusoïdal $I_d(t) = I_0 \cos \omega t$ dans la direction θ . En réponse au champ magnétique produit par la bobine, le courant de blindage circule dans le film supraconducteur. Le courant de feuille K_θ (c'est-à-dire la densité de courant intégrée sur l'épaisseur, $-d < z < 0$) dans le film supraconducteur joue un rôle crucial dans la réponse du film et $|K_\theta|$ ne peut pas dépasser sa valeur critique, $J_c d$.

La réponse du film supraconducteur est détectée en mesurant la tension $U(t)$ induite dans la bobine et $U(t)$ est généralement exprimée sous la forme d'une série de Fourier,

$$U(t) = \sum_{n=1}^{\infty} U_n \cos(n\omega t + \theta_n). \quad (\text{A.1})$$

La tension fondamentale U_1 est déterminée principalement par l'impédance de la bobine. Les harmoniques pairs, U_n , pour n pair, sont généralement beaucoup plus petits que les harmoniques impairs U_n pour n impair. La tension de troisième harmonique, U_3 , constitue la clé, car U_3 représente directement la réponse non linéaire (c'est-à-dire, les informations concernant $J_c d$) du film supraconducteur.

La bobine produit un champ magnétique axial symétrique et sa composante radiale H_r à la surface supérieure du film supraconducteur ($z = 0$) est obtenue par

$$H_r(r, t) = -H_0 \cos \omega t = -(I_0 / 2) F(r) \cos \omega t. \quad (\text{A.2})$$

La fonction du facteur de bobine $F(r)$ est déterminée par la configuration de la bobine par

$$F(r) = \frac{N}{2\pi S} \int_{R_1}^{R_2} dr' \int_0^{2\pi} d\theta \int_{Z_1}^{Z_2} dz \frac{r' z \cos \theta}{(z^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta)^{3/2}}, \quad (\text{A.3})$$

où $S = (R_2 - R_1)(Z_2 - Z_1)$ est la section transversale de la bobine. $F(r)$ présente généralement un maximum $F_m > 0$ à $r = r_m$ [où r_m est grossièrement proche de $(R_1 + R_2)/2$] et $F(0) = F(\infty) = 0$.

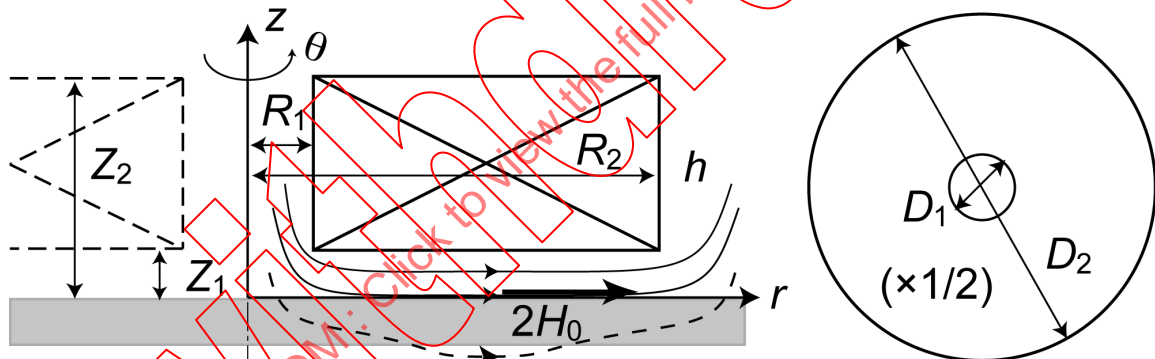
Lorsque $0 < I_0 < I_{th}$, le champ magnétique provenant de la bobine ne pénètre pas au-dessous du film ($z < -d$). Dans ce cas, la distribution du champ magnétique au-dessus du film ($z > 0$) est obtenue simplement par la technique de l'image dans un miroir. Le champ magnétique provenant de la bobine image (c'est-à-dire du courant de blindage circulant dans le film supraconducteur) annule la composante perpendiculaire H_z , et la composante parallèle H_r est doublée. Le courant de feuille K_θ dans le film supraconducteur est donc obtenu par $K_\theta(r, t) = 2H_r(r, t) = -I_0 F(r) \cos \omega t$. En raison de la réponse linéaire du film supraconducteur pour $0 < I_0 < I_{th}$, la tension induite dans la bobine ne contient aucun harmonique.

Noter que l'amplitude de la densité de courant de feuille, $|K_\theta| = 2|H_r| \leq I_0 F(r) \leq I_0 F_m$, ne peut pas dépasser la valeur critique, $J_c d$. Le courant de seuil I_{th} est déterminé de telle sorte que $|K_\theta| \leq I_0 F_m$ atteigne $J_c d$ lorsque $I_0 = I_{th}$, et il est obtenu par

$$I_{th} = J_c d / F_m = J_c d / k, \quad (\text{A.4})$$

où le coefficient de bobine (théorique) est obtenu par $k = F_m$

Lorsque $I_0 > I_{th}$, le champ magnétique pénètre au-dessous du film supraconducteur et la réponse non linéaire de K_θ fournit la génération des tensions d'harmonique dans la bobine.



IEC 022/13

Figure A.1 – Illustration de la bobine d'échantillon et du champ magnétique pendant la mesure

A.4 Calcul des champs électriques induits

On effectue ici une approximation du E moyen induit dans le film supraconducteur au seuil de pénétration complète, $I_0 = I_{th}$, en utilisant le modèle de Bean [6]. Cette approximation suppose un supraconducteur semi-infini au-dessous du plan xy ($z \leq 0$) et le film est considéré comme une partie de ce supraconducteur ($-d \leq z \leq 0$). Lorsqu'un champ magnétique sinusoïdal $H_{x0} = 2H_0 \cos \omega t$ ($2H_0 = J_c d$) est appliqué parallèlement à la direction x à la surface du supraconducteur, le E induit ne comporte que la composante y , $E_y(z)$, et $E_y(z \leq -d)$ est nul, car les flux magnétiques atteignent juste la surface inférieure du film ($z = -d$). $E_y(z)$ est calculé en intégrant $-\mu_0(dH_x/dt)$ de $z = -d$ à z , ce qui donne $E_y(z) = -\mu_0 \omega d H_0 \sin \omega t (1 - \cos \omega t + 2z/d)$. Le champ électrique de surface dépendant du temps, $|E_y(z = 0)|$, présente une crête à $\omega t = 2\pi/3$ et donc $\max|E_y(0)| = (3\sqrt{3}/4) \mu_0 \omega d H_0$. Puisque $\max|E_y(z)|$ présente une crête à $z = 0$ (surface supérieure du film) et est nul à $z = -d$ (surface inférieure du film), on estime que le volume moyen de $\max|E_y(z)|$ est égal à la moitié de $\max|E_y(0)|$,

$$E_{\text{avg}} \approx (3\sqrt{3}\pi/4) \mu_0 f d H_0 \approx 2,04 \mu_0 f d^2 J_c = 2,04 \mu_0 k f d l_{\text{th}}. \quad (\text{A.5})$$

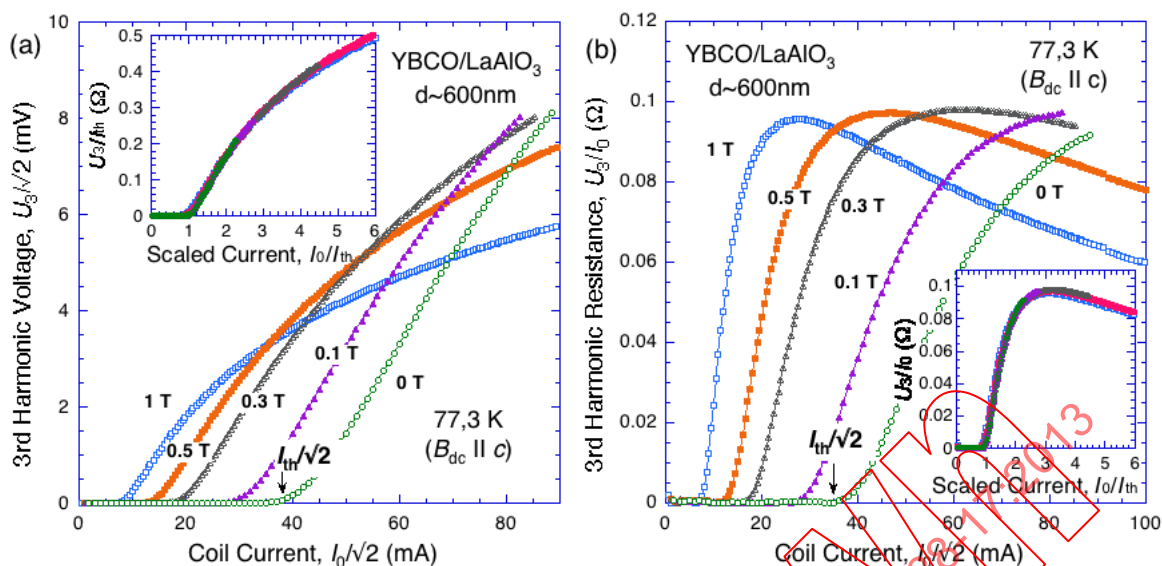
Pour les paramètres types de la mesure, $f = 1 \text{ kHz}$, $d = 250 \text{ nm}$ et $J_c = 10^{10} \text{ A/m}^2$, E calculé est d'environ $2 \text{ } \mu\text{V/m}$.

A.5 Coefficient de bobine théorique k et coefficient de bobine expérimental k'

Le concept de base concernant le coefficient de bobine théorique $k = J_c d / l_{\text{th}}$ et le coefficient expérimental k' dans le cas de la méthode inductive U_3 est ici expliqué. Lorsque le courant de bobine I_0 est égal au courant de seuil I_{th} , le champ magnétique *le plus grand* au-dessous de la bobine $2H_{0,\text{max}} = J_c d$ et le champ magnétique pénètre juste entièrement dans le film. Puisqu'on peut calculer théoriquement $2H_{0,\text{max}}$, on peut calculer le coefficient de bobine théorique $k = J_c d / l_{\text{th}}$. Toutefois, le « I_{th} vrai» ci-dessus correspond au courant de bobine auquel une U_3 infinitésimale est générée dans la bobine. Puisqu'il est impossible de détecter $U_3 \approx 0$ pour obtenir un « I_{th} vrai», une autre approche est nécessaire pour obtenir un « I_{th} expérimental» et un coefficient de bobine expérimental correspondant k' .

A.6 Changement d'échelle des courbes $U_3 - I_0$ et critère d'inductance constante pour déterminer I_{th}

Par commodité, le courant de seuil (expérimental) I_{th} a souvent été déterminé par un critère de tension constante, par exemple $U_3 / \sqrt{2} = 50 \text{ } \mu\text{V}$. Toutefois, l'utilisation d'un critère de tension constante est problématique. Des analyses théoriques concernant la relation entre I_0 et U_3 ont montré qu'il existe un comportement de changement d'échelle manifeste $U_3 / I_{\text{th}} = \omega G(I_0 / I_{\text{th}})$, où G est une fonction de changement d'échelle déterminée uniquement par les spécifications de la bobine d'échantillon [2, 3]. Cette équation implique qu'il convient que les courbes de U_3 en fonction de I_0 avec diverses valeurs de I_{th} s'affaissent en une courbe si elles sont normalisées avec I_{th} . L'encart de la Figure A.2 a) montre clairement ce comportement de changement d'échelle. Puisque la résistance de troisième harmonique $U_3 / I_0 = \omega G(I_0 / I_{\text{th}}) / (I_0 / I_{\text{th}})$, U_3 / I_0 lui-même est déjà normalisé (Figure A.2 b)), et son échelle est changée avec le courant changé d'échelle I_0 / I_{th} (encart de la Figure A.2 b)). Puisque la tension de troisième harmonique U_3 est proportionnelle à I_{th} , la détermination de I_{th} par un critère de tension constante produit intrinsèquement une erreur systématique; c'est-à-dire que la J_c d'un échantillon avec $J_c d$ plus grand (plus petit) que l'échantillon normalisé est sous-estimée (surestimée) [9]. D'après le comportement de changement d'échelle observé dans la résistance de troisième harmonique U_3 / I_0 (Figure A.2 b)), on démontre qu'il convient que I_{th} soit déterminé par un critère de résistance constante, par exemple $U_3 / I_0 = 2 \text{ m}\Omega$. De plus, puisque les valeurs de U_3 sont proportionnelles à la fréquence de mesure, il convient d'utiliser un critère d'inductance constante tel que $U_3 / f I_0 = 2 \text{ } \mu\Omega \cdot \text{sec}$, si les mesures de U_3 sont effectuées à des fréquences multiples [9, 10]. On peut également noter que ce comportement de changement d'échelle constitue la base de la mesure de $J_c d$, procédure décrite en 6.2 à 6.4 en utilisant un échantillon normalisé (plaquette d'étalonnage).



a) Courbes de U_3 en fonction de I_0 et changement d'échelle

b) Courbes de U_3/I_0 en fonction de I_0 et changement d'échelle

IEC 023/13

Légende

Anglais	Français
3rd harmonic Voltage	Tension de 3ème harmonique
Scaled current	Courant changé d'échelle
Coil current	Courant de bobine
3rd harmonic Resistance	Résistance de 3ème harmonique
Scaled current	Courant changé d'échelle
Coil current	Courant de bobine

Figure A.2 – (a) U_3 et (b) U_3/I_0 tracées par rapport à un film mince en YBCO, mesurée dans les champs magnétiques en courant continu appliqués et changement d'échelle observé avec normalisation par I_{th} (encarts)

A.7 Effets d'un mouvement de flux réversible

Le modèle d'état critique est fréquemment utilisé pour décrire la plupart des propriétés électromagnétiques des supraconducteurs. Toutefois, dans le modèle d'état critique, on suppose que le mouvement du flux est entièrement irréversible. En conséquence, si le déplacement des lignes de flux est limité à l'intérieur du potentiel d'ancrage, le mouvement de flux comporte un mouvement réversible et les prédictions basées sur le modèle d'état critique ne sont pas satisfaites. Par exemple, la densité de perte d'énergie en courant alternatif dans des fils en Nb-Ti à plusieurs filaments avec des filaments très fins chute avec la diminution du diamètre des filaments et s'écarte de la prédiction par le modèle d'état critique [11]. On prédit également que les parties imaginaires de la susceptibilité en courant alternatif d'un supraconducteur sont plus petites que la prédiction par le modèle d'état critique [12]. Pour la présente mesure, il est indiqué que la densité de courant critique est surestimée pour un champ magnétique supérieur [13]. L'effet d'un mouvement de flux réversible est décrit dans cet article.

Lorsque l'épaisseur du film supraconducteur est inférieure ou égale à la profondeur de pénétration en courant alternatif de Campbell obtenue par

$$\lambda_0' = \left(\frac{Ba_f}{2\pi\mu_0 J_c} \right)^{1/2},$$

le mouvement de flux réversible devient significatif, a_f étant l'espacement fluxoïde. L'effet du mouvement de flux réversible est donc observé pour des champs magnétiques élevés et/ou de hautes températures où J_c devient faible. Dans la présente mesure, le champ magnétique est limité à un niveau très bas en raison de la bobine de commande. On estime que λ_0' est égal à 140 nm pour $J_c = 10^{10}$ A/m², $B = 0,01$ T et est suffisamment plus petit que l'épaisseur type d'un film mince de 300 nm. Toutefois, λ_0' devient égal à 440 nm pour $J_c = 10^9$ A/m², ce qui signifie que l'épaisseur du film doit dépasser 880 nm. Il vaut mieux donc estimer λ_0' d'après J_c et confirmer que le mouvement de flux réversible n'est pas significatif dans la présente mesure, c'est-à-dire que $\lambda_0' < d$ est satisfaite. Cette estimation de λ_0' est également valable dans le cas où le champ magnétique en courant continu est appliqué perpendiculairement à la surface du film, tandis que les directions des champs magnétiques en courant alternatif et en courant continu diffèrent. Dans ce cas, on sait que λ_0' est estimé d'après le champ magnétique en courant continu [14].

A.8 Documents de référence de l'Annexe A

- [1] CLAASSEN, JH., REEVES, ME. and SOULEN, Jr. RJ. A contactless method for measurement of the critical current density and critical temperature of superconducting films. *Rev. Sci. Instrum.*, 1991, 62, p. 996.
- [2] POULIN, GD., PRESTON, JS. and STRACH, T. Interpretation of the harmonic response of superconducting films to inhomogeneous AC magnetic fields. *Phys. Rev. B*, 1993, 48, p. 1077.
- [3] MAWATARI, Y., YAMASAKI, H. and NAKAGAWA, Y. Critical current density and third-harmonic voltage in superconducting films. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, 81, p. 2424.
- [4] HOCHMUTH, H. and LORENZ, M. Inductive determination of the critical current density of superconducting thin films without lateral structuring. *Physica C*, 1994, 220, p. 209.
- [5] HOCHMUTH, H. and LORENZ, M. Side-selective and non-destructive determination of the critical current density of double-sided superconducting thin films. *Physica C*, 1996, 265, p. 335.
- [6] YAMASAKI, H., MAWATARI, Y. and NAKAGAWA, Y. Nondestructive determination of current-voltage characteristics of superconducting films by inductive critical current density measurements as a function of frequency. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, 82, p. 3275.
- [7] GRIMALDI, G., BAUER, M. and KINDER, H. Continuous reel-to-reel measurement of critical currents of coated conductors. *Appl. Phys. Lett.*, 2001, 79, p. 4390.
- [8] GRIMALDI, G., BAUER, M., KINDER, H., PRUSSEIT, W., GAMBARDELLA, Y. and PACE S. Magnetic imaging of YBCO coated conductors by Hall probes. *Physica C*, 2002, 372–376, p. 1009.

- [9] YAMASAKI, H., MAWATARI, Y. and NAKAGAWA, Y. Precise Determination of the Threshold Current for Third-Harmonic Voltage Generation in the AC Inductive Measurement of Critical Current Densities of Superconducting Thin Films. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2005, 15, p. 3636.
- [10] CLAASSEN, JH. Measurement of the Critical Current and Flux Creep Parameters in Thin Superconducting Films Using the Single Coil Technique. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 1997, 7, p. 1463.
- [11] SUMIYOSHI, F., MATSUYAMA, M., NODA, M., MATSUSHITA, T., FUNAKI, K., IWAKUMA, M. and YAMAFUJI, K. Anomalous Magnetic Behavior due to Reversible Fluxoid Motion in Superconducting Multifilamentary Wires with Very Fine Filaments. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1986, 25, p. L148
- [12] MATSUSHITA, T., OTABE, ES. and NI, B. Effect of reversible fluxoid motion on AC susceptibility of high temperature superconductors. *Physica C*, 1991, 182, p. 95
- [13] YOSHIDA, T., SHIBATA, M., KIUCHI, M., OTABE, ES., MATSUSHITA, T., FUTAMURA, M., KONISHI, H., MIYATA, S., IBI, A., YAMADA, Y. and SHIOHARA, Y. Evaluation of film thickness dependency of the reversible fluxoid motion in the third harmonic voltage method. *Physica C*, 2007, 463-465, p.692.
- [14] KIUCHI, M., YAMATO H. and MATSUSHITA, T. Longitudinal elastic correlation length of flux lines along the c-axis in superconducting Bi-2212 single crystal. *Physica C*, 1996, 269, p. 242.

Withdrawing

IECNORM.COM: Click to view the full PDF of IEC 61788-17:2013

Annexe B (informative)

Systèmes de mesure facultatifs

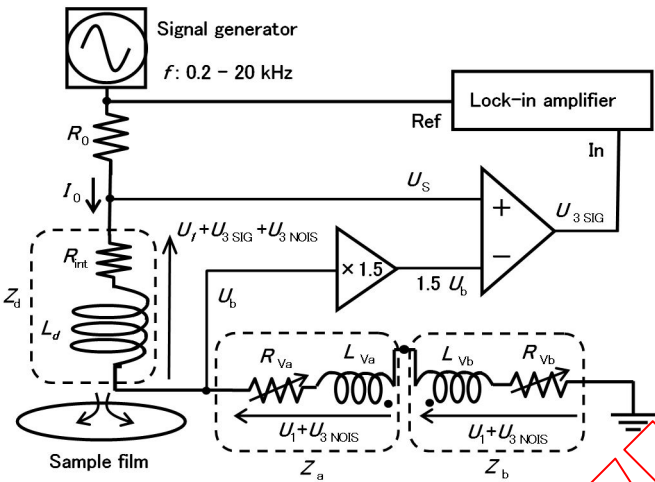
B.1 Vue d'ensemble

Comme mentionné en 5.1, un système approprié pour diminuer les tensions de bruit des harmoniques générés par le générateur de signal et l'amplificateur de puissance est nécessaire pour des mesures précises de U_3 . Dans le procédé normalisé proposé en 5.1 (Figure 1), une bobine supplémentaire d'annulation ayant les mêmes spécifications que la bobine d'échantillon, qui est placée sur un grand film supraconducteur $J_c d$ est utilisée pour compenser les tensions de bruit des harmoniques. Bien que cette utilisation de la bobine d'annulation avec un grand film $J_c d$ soit la méthode la plus recommandée pour compenser les tensions de bruit des harmoniques, l'utilisation d'une bobine d'annulation *sans* film supraconducteur est également efficace pour diminuer le bruit pour U_3 [1]⁴. Puisque le bruit pour U_3 provenant de la source d'alimentation est proportionnel à l'impédance de la bobine d'échantillon, cette méthode est efficace si la réactance inductive de la bobine est inférieure à la résistance. Dans une bobine type par exemple, la bobine n° 1 du Tableau 1 (6.5), la résistance à 77,3 K est similaire à la réactance à $3f = 3$ kHz et la réduction de son auto-inductance provoquée par le courant de blindage supraconducteur est d'environ 1/3; dans ce cas, il convient de réduire le bruit de U_3 à moins de 20 %. Si les tensions de bruit des harmoniques dépendent moins de la fréquence, l'effet du bruit pour U_3 est significatif aux fréquences inférieures, car il convient de déterminer le courant de seuil I_{th} avec un critère d'inductance constante, $2\pi L_c = U_3/fI_0 = \text{const.}$ (6.2.3 et 6.4). En conséquence, l'annulation du bruit sans grand film supraconducteur $J_c d$ peut être utilisée comme une méthode plus simple. Certains exemples d'annulation de bruit des harmoniques sont présentés en B.2.

Une autre technique permettant de compenser les tensions de bruit des harmoniques consiste à utiliser des résistances variables et des bobines d'inductance variable pouvant émuler l'auto-inductance et la résistance de la bobine d'échantillon, comme représenté à la Figure B.1 [2, 3]. Une paire de bobines L_{Va} et L_{Vb} sont disposées à proximité avec le même axe et leurs inductances sont réglées de manière à être égales à L_d . Les inductances et les résistances R_{Va} et R_{Vb} sont raccordées à la bobine d'échantillon en série et les deux impédances Z_a et Z_b du circuit d'annulation sont réglées à l'impédance Z_d de la bobine d'échantillon.

La troisième mesure de la réduction de bruit consiste à utiliser deux bobines, une bobine de commande et une autre bobine de détection enroulée autour de la précédente, comme représenté à la Figure B.2. Le champ magnétique en courant alternatif est généré avec la bobine de commande et la tension de troisième harmonique dans la bobine de détection est mesurée. Puisque le courant ne circule pas dans la bobine de détection, la contribution de la résistance au bruit pour U_3 est éliminée. Cette méthode est efficace pour une petite bobine de commande dont la résistance dépasse la réactance inductive. Son principal avantage est un circuit plus simple par rapport aux méthodes utilisant une bobine d'annulation.

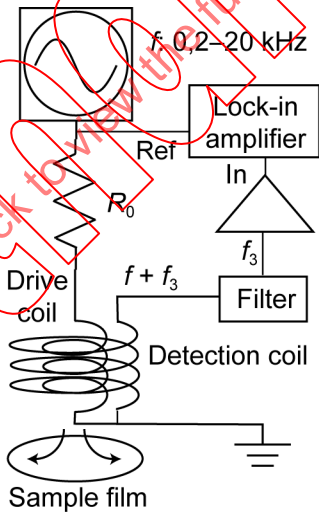
⁴ Les chiffres entre crochets se réfèrent aux documents de référence de B.3 de la présente annexe.



Légende

Anglais	Français
Signal generator	Générateur de signal
Lock-in amplifier	Amplificateur à verrouillage
Sample film	Film d'échantillon

Figure B.1 – Dessin schématique du circuit d'annulation à RL variable



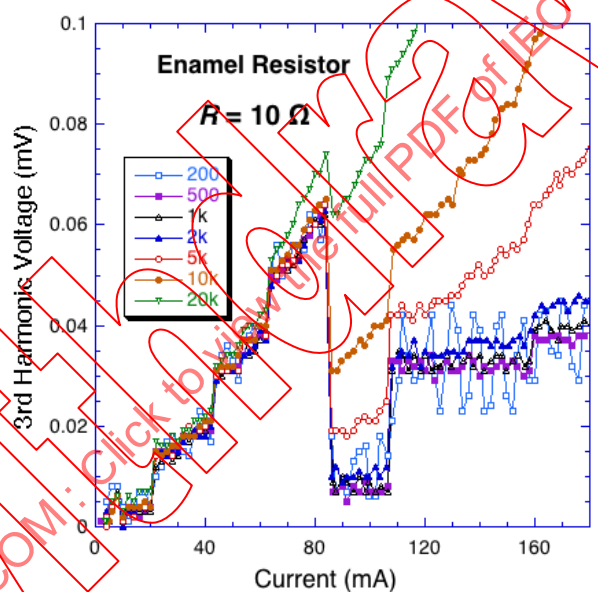
Légende

Anglais	Français
Lock-in amplifier	Amplificateur à verrouillage
In	Entrée
Filter	Filtre
Drive coil	Bobine de commande
Detection coil	Bobine de détection
Sample film	Film d'échantillon

Figure B.2 – Schéma d'un circuit électrique utilisant la méthode à 2 bobines

B.2 Bruits des harmoniques provenant de la source d'alimentation et réduction de ceux-ci

La Figure B.3 montre un exemple de tensions de bruit des harmoniques (f : 0,2 kHz à 20 kHz) générées par un générateur de signal et un amplificateur de puissance (NF:1930A et NF:HSA4011), lorsqu'on fait passer un courant alternatif à travers une résistance émaillée de $10\ \Omega$. On voit que le bruit ne dépend pas de la fréquence lorsque le courant est inférieur à 80 mA, ce qui signifie que ce bruit influe davantage sur la mesure aux fréquences inférieures, car la tension de troisième harmonique est proportionnelle à la fréquence. La Figure B.4 montre l'effet de la réduction de bruit dans la mesure de U_3 , le circuit de la Figure 1 comportant une bobine d'annulation avec un film supraconducteur. Le signal "A" a été mesuré sans utiliser de bobine d'annulation en court-circuitant B à la masse. L'amplitude de "A" augmente initialement en raison du bruit, qui est égal au signal "B", diminue légèrement puis augmente rapidement en raison de la tension de troisième harmonique provenant de la réponse non linéaire du supraconducteur. La légère diminution de U_3 est due à la différence de phase entre le signal du courant du supraconducteur et le bruit [4]. On voit que le bruit est efficacement annulé par la mesure du signal "A – 2B" sur la Figure 1.

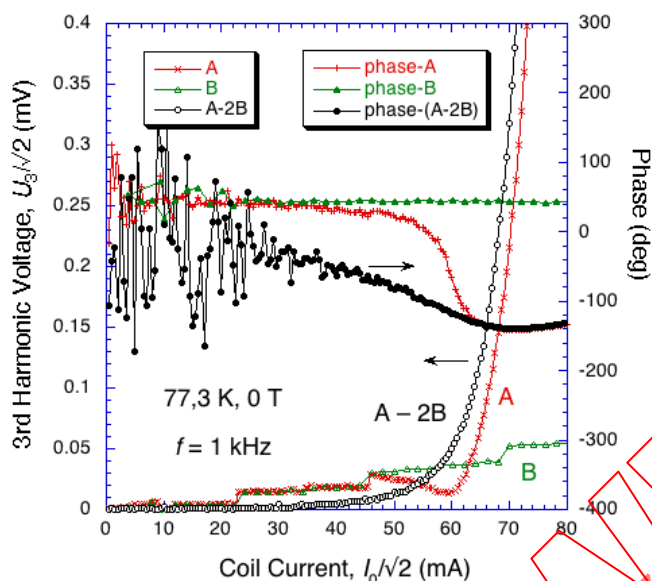


IEC 026/13

Légende

Anglais	Français
3rd harmonic Voltage	Tension de 3ème harmonique
Enamel resistor	Résistance externe
Current	Courant

Figure B.3 – Bruits des harmoniques provenant de la source d'alimentation



Légende

Anglais	Français
3rd harmonic Voltage	Tension de 3ème harmonique
Coil current	Courant de bobine
Phase	Phase
phase A	phase A
phase B	phase B
phase (A-2B)	phase (A-2B)

Figure B.4 – Réduction du bruit en utilisant une bobine d'annulation avec un film supraconducteur

Les tensions de bruit des harmoniques ont été mesurées pour la bobine n° 1 dans le Tableau 1 sans aucun système de réduction de bruit, un film supraconducteur à $J_c d$ élevée ayant été placé au-dessous de la bobine pour imiter la mesure sans générer aucun signal U_3 à partir du courant du supraconducteur. Puisque le courant de seuil I_{th} est déterminé par un critère d'inductance constante, tel que $U_3/fI_0 = 2 \mu\Omega \cdot \text{sec}$, ils sont tracés sous forme normalisée, U_3/I_0 (Figure B.5). Il s'ensuit que l'utilisation d'un critère aussi faible que $2\pi L_c = U_3/fI_0 = 2 \mu\Omega \cdot \text{sec}$ n'est pas réalisable en raison d'un bruit systématique significatif. Des tensions de bruit aussi grandes sont réduites efficacement en utilisant une bobine d'annulation avec un film supraconducteur, permettant l'utilisation d'un petit critère tel que $U_3/fI_0 = 2 \mu\Omega \cdot \text{sec}$ (Figure B.6). Le bruit systématique était inférieur à $0,05 \mu\Omega \cdot \text{sec}$ même lorsque $I_0/\sqrt{2} = 160 \text{ mA}$, ce qui correspond à $J_c d = 18,6 \text{ kA/m}$. Comme mentionné en B.1, on peut également utiliser pour la réduction du bruit une bobine d'annulation sans film supraconducteur. La Figure B.7 représente les tensions de bruit sous forme normalisée pour la bobine n° 1. Le niveau de bruit systématique était d'environ $0,1 \mu\Omega \cdot \text{sec}$ à 10 kHz ou moins, ce qui représente environ 5 % du critère recommandé de $2 \mu\Omega \cdot \text{sec}$. Les tensions de bruit types de la mesure avec le système à 2 bobines (Figure B.2) ont également été mesurées, comme représenté à la Figure B.8. Les données ont été prises avec une bobine de commande interne ($D_1 = 1,0 \text{ mm}$, $D_2 = 2,8 \text{ mm}$, $h = 1,0 \text{ mm}$, 200 spires) et une bobine de prise externe ($D_1 = 3,0 \text{ mm}$, $D_2 = 6,0 \text{ mm}$, $h = 1,0 \text{ mm}$, 295 spires). Le niveau de bruit systématique était d'environ $0,05 \mu\Omega \cdot \text{sec}$ à 10 kHz ou moins, ce qui représente environ 5 % d'un critère approprié de $1 \mu\Omega \cdot \text{sec}$.