

<b>Zeitschrift:</b>	Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association suisse des électriciens, de l'Association des entreprises électriques suisses
<b>Herausgeber:</b>	Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen
<b>Band:</b>	71 (1980)
<b>Heft:</b>	3
<b>Artikel:</b>	Eine Anwendung der Josephsoneffekte in der elektrischen Präzisionsmesstechnik
<b>Autor:</b>	Piller, O. / Bauder, L. / Weilenmann, U.
<b>DOI:</b>	<a href="https://doi.org/10.5169/seals-905220">https://doi.org/10.5169/seals-905220</a>

### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 25.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Eine Anwendung der Josephsoneffekte in der elektrischen Präzisionsmesstechnik

O. Piller, L. Bauder, U. Weilenmann

621.317

Die Josephsoneffekte haben in den letzten Jahren die elektrische Präzisionsmesstechnik stark beeinflusst. Ausgehend von einer kurzen theoretischen Einführung wird gezeigt, wie mit Hilfe des Josephson-Wechselstromeffektes eine neuartige Spannungsquelle gebaut werden kann. Ein diesbezügliches Experiment, ausgeführt im Eidgenössischen Amt für Messwesen, wird dabei beschrieben.

Ces dernières années, les effets Josephson ont grandement influencé la métrologie de précision. Après une brève introduction théorique, l'auteur montre comment une source de tension d'un nouveau genre peut être obtenue grâce à l'effet Josephson sur le courant alternatif, puis il décrit une expérience à ce sujet, entreprise par l'Office fédéral de métrologie.

## 1. Einleitung

Einer der Grundgedanken, der zum metrischen System und schlussendlich zum SI (Système International d'Unités) führte, war der Wunsch nach der Schaffung universeller Einheiten. Aus diesem Grunde ist es auch verständlich, dass durch die Erkenntnisse der naturwissenschaftlichen Forschung auch die Definitionen der Einheiten sich gewandelt haben. Ursprüngliche Definitionen wurden aufgegeben zugunsten von Definitionen, basierend auf Naturkonstanten, die im Bilde der klassischen Physik keine Änderung erfahren. So wurde zur Neudeinition des Meters die Wellenlänge einer atomaren Schwingung herangezogen. Die Sekundendefinition basiert heute auf einem Hyperfeinstrukturübergang im Cäsiumatom. Das Gyromagnetische Ratio des Protons wird verwendet, um das mit der Stromwaage realisierte Ampere zu «speichern». Der Tripelpunkt des Wassers bildet heute den Bezugspunkt für die Temperaturdefinition usw. [1; 2; 3; 4].

Die Entdeckung der Josephsoneffekte im Jahre 1962 eröffnete ganz neue Möglichkeiten, die Einheiten der Elektrik zu speichern und die Genauigkeiten in der elektrischen Messtechnik zu verbessern [5; 6; 7; 8; 9].

Nachfolgend sollen die Josephsoneffekte kurz erläutert und die neuen Messmöglichkeiten dargestellt werden.

## 2. Die Josephsoneffekte

Die Josephsoneffekte sind Quanteneffekte, die unter gewissen Bedingungen an supraleitenden Übergängen auftreten können. Der supraleitende Zustand der Materie wird durch zwei grundlegende Eigenschaften charakterisiert [10; 11; 12]:

- Das plötzliche Verschwinden des elektrischen Widerstandes bei Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt.
- Die Fähigkeit des Supraleiters, ein Magnetfeld aus seinem Innern auszutreiben.

Im normalen metallischen Leiter ist das sog. Elektronengas für die Stromleitung verantwortlich. Die Elektronen sind dem Pauli-Prinzip unterworfen, d.h. die einzelnen de-Broglie-Wellen sind unterschiedlich. Es besteht keine Phasenkohärenz.

Der amerikanische Physiker Cooper konnte zeigen, dass zwischen zwei Elektronen eine anziehende Wechselwirkung herrschen kann, hervorgerufen durch Austausch von virtuellen Phononen [13]. Dieser Austausch senkt die Energie der beiden Elektronen. Sind die Austauschkräfte grösser als die Coulomb-Kräfte, ist das Zweielektronengebilde (Cooper-Paar) stabil.

Die Physiker Cooper, Bardeen und Schrieffer (Nobelpreis 1972) konnten weiter zeigen, dass unterhalb einer für jeden Supraleiter typischen Sprungtemperatur das Cooper-Paar den energetisch günstigsten Zustand einnimmt, d.h. dass die innere

Energie des Metalls um so kleiner ist, je mehr Paare gebildet werden [13; 14; 15]. Beim absoluten Nullpunkt sind alle Leitungselektronen gepaart.

Oberhalb der Sprungtemperatur verhindern die thermischen Phononen die Bildung von Cooper-Paaren, d.h. die an sich schon schwache Wechselwirkung wird zerstört.

Die Cooper-Paare sind physikalisch gesehen neuartige Teilchen. Sie besitzen den Spin 0 und gehorchen der Bose-Einstein-Statistik. Die zugehörigen de-Broglie-Wellen sind nicht mehr dem Ausschliessungsprinzip nach Pauli unterworfen, und es kann gezeigt werden, dass alle diese Teilchen im Supraleiter einen einzigen makroskopischen Quantenzustand einnehmen, der auch durch eine einzige de-Broglie-Welle im Sinne der Wellenmechanik beschrieben werden kann, nämlich:

$$\Psi = \sqrt{\varrho} \cdot e^{i\phi} \quad (1)$$

wobei  $\varrho$  direkt die makroskopische Cooper-Paar-Dichte darstellt [11].

Die Tatsache, dass ein makroskopischer Quantenzustand vorherrscht, ist die entscheidende Ausgangslage zum Verständnis des Josephson-Übergangs [12]. Man betrachte die Anordnung nach Fig. 1. Zwei Supraleiter werden elektrisch schwach gekoppelt, z.B. durch eine sehr dünne Isolierschicht, durch eine schwache Strombrücke oder durch einen Punktkontakt. Durch diese schwache Kopplung können Cooper-Paare vom einen Supraleiter in den andern «tunneln». Quantenmechanisch

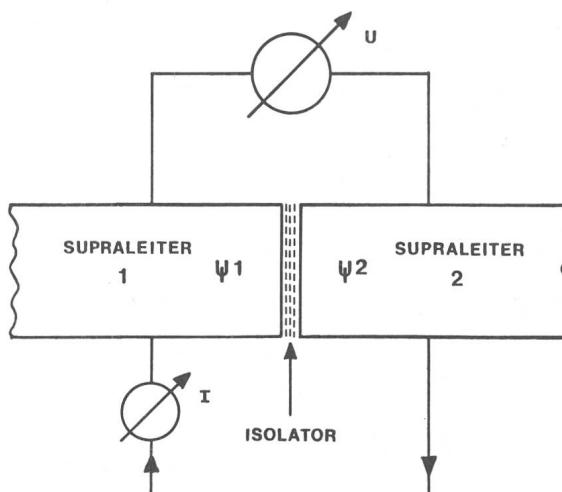


Fig. 1 Schematische Anordnung eines Josephsonübergangs  
Zwei Supraleiter werden über eine sehr dünne Isolierschicht (Junction) schwach gekoppelt

kann dies mit Hilfe der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung wie folgt dargestellt werden [11]:

$$i h \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} = h T \Psi_2; \quad i h \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} = h T \Psi_1 \quad (2)$$

wobei  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum dividiert durch  $2\pi$  und  $T$  den Kopplungsgrad zwischen den beiden Supraleitern darstellt. Bei Kopplung 0, z.B. dicker Isolierschicht, ist  $T = 0$ .

Nach Gl. (1) kann man ansetzen:

$$\Psi_1 = \sqrt{n_1} \cdot e^{i\varphi_1}; \quad \Psi_2 = \sqrt{n_2} \cdot e^{i\varphi_2} \quad (3)$$

wobei  $n_1$  und  $n_2$  die jeweilige Cooper-Paar-Dichte ist. Mit etwas mathematischem Aufwand erhält man dann folgende Beziehungen [11; 12]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1}{\partial t} &= 2 T (n_1 \cdot n_2)^{\frac{1}{2}} \cdot \sin \delta; & \frac{\partial n_2}{\partial t} &= -2 T (n_1 \cdot n_2)^{\frac{1}{2}} \cdot \sin \delta \\ \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} &= -T (n_2/n_1)^{\frac{1}{2}} \cdot \cos \delta; & \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} &= -T (n_1/n_2)^{\frac{1}{2}} \cdot \cos \delta \end{aligned} \quad (4)$$

$$\text{wobei } \delta = (\varphi_2 - \varphi_1) \quad (5)$$

Für identische Supraleiter 1 und 2 gilt  $n_1 \approx n_2$ ; daraus folgt

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_1 + n_2) = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial}{\partial t} (\varphi_2 - \varphi_1) = 0 \quad (6)$$

Aus Gl. (4) folgt dann für den Strom, der durch die Junction nach Fig. 1 fließt:

$$I = I_0 \cdot \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (7)$$

wobei  $I_0$  proportional zu  $T$  ist.

Ohne angelegte Spannung fließt also ein Gleichstrom durch die Isolierschicht, der Werte zwischen  $-I_0$  und  $+I_0$  annehmen kann, je nach Phasendifferenz  $\varphi_2 - \varphi_1$ . Dies ist der sog. *Josephson-Gleichstromeffekt*. Fig. 2 zeigt die Charakteristik.

Legt man an die Anordnung nach Fig. 1 eine Spannung, dann erhalten die Schrödinger-Gleichungen (2) folgendes Aussehen:

$$i h \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} = h T \Psi_2 - e U \Psi_1; \quad i h \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} = h T \Psi_1 + e U \Psi_2 \quad (8)$$

Dabei ist  $e$  die Elektronenladung und  $U$  die angelegte Spannung. Wiederum mit den Ansätzen (3) erhält man:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1}{\partial t} &= 2 T (n_1 n_2)^{\frac{1}{2}} \cdot \sin \delta; & \frac{\partial n_2}{\partial t} &= -2 T (n_1 n_2)^{\frac{1}{2}} \cdot \sin \delta \\ \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} &= \frac{e U}{h} - T (n_2/n_1)^{\frac{1}{2}} \cdot \cos \delta; & \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} &= -\frac{e U}{h} - T (n_1/n_2)^{\frac{1}{2}} \cdot \cos \delta \end{aligned} \quad (9)$$

Daraus folgt

$$\frac{\partial(\varphi_2 - \varphi_1)}{\partial t} = \frac{\partial \delta}{\partial t} = -\frac{2 e U}{h}$$

durch Integration

$$\delta(t) = \delta(0) - \frac{2 e U}{h} \cdot t$$

eingesetzt in Gl. (7):

$$I = I_0 \cdot \sin \left( \delta(0) - \frac{2 e U}{h} \cdot t \right) \quad (10)$$

Der Strom oszilliert also mit der Frequenz

$$\omega = \frac{2 e U}{h} \quad (11)$$

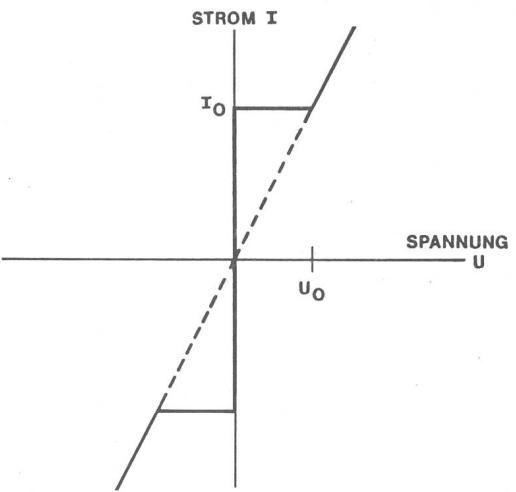


Fig. 2 Strom-Spannungscharakteristik eines Josephsonübergangs

Es fließt ein Gleichstrom ohne Spannungsabfall über der Isolierschicht

Dies ist der sog. *Josephson-Wechselstromeffekt*.

Man betrachte nun nochmals Fig. 2. Bis zu einem kritischen Strom  $I_0$  ist über der Junction kein Spannungsabfall. Übersteigt der Strom den kritischen Wert, dann wird der Übergang ohmisch, d.h. es entsteht ein Spannungsabfall. Gleichzeitig überlagert sich eine Wechselstromkomponente, deren Frequenz streng proportional der an der Junction angelegten bzw. erzeugten Spannung ist. Bei  $1 \mu\text{V}$  Spannung werden  $483,6 \text{ MHz}$  erzeugt.

Diese hochfrequente Strahlung ist experimentell schwierig nachzuweisen. Einmal handelt es sich um eine sehr geringe HF-Leistung, zum andern ist es schwierig, diese aus dem winzigen Josephsonübergang auszukoppeln. Die erste experimentelle Bestätigung des Josephson-Wechselstromes erfolgte deshalb auch auf indirekte Weise [14]. Bringt man nämlich einen solchen Josephson-Übergang in ein starkes hochfrequentes Wechselfeld, so gibt dieses seine Eigenfrequenz auf und schwingt mit der Frequenz, oder einem ganzzahligen Vielfachen des aufgeprägten Signals. Zwischen der Frequenz und der Spannung am Josephson-Übergang besteht eine lineare Beziehung. Da die Frequenz der Junction nur ganzzahlige Vielfache der Frequenz des aufgeprägten Signals annehmen kann, wird die Strom-Spannungscharakteristik nach Fig. 2 modifiziert. Es entstehen Stufen konstanter Spannung mit

$$\Delta U = \frac{h \cdot \omega_0}{2 e} \quad (12)$$

und  $U = n \cdot \frac{h \cdot \omega_0}{2 e}$

mit  $\omega_0 = 2\pi \cdot \gamma_0$ ,  $\gamma_0$  der Grundfrequenz,  $\Delta U$  der Stufenspannung,  $U$  der totalen Spannung und  $n = 0, 1, 2 \dots$

In einem Experiment, ausgeführt im Eidg. Amt für Messwesen (OFMET), konnte dieser Sachverhalt nachvollzogen werden. Fig. 3 zeigt schematisch die experimentelle Anordnung. Die Josephson-Junction wurde aus einem Niob-Punktkontakt gebildet [14]. Fig. 4 zeigt die Junction im HF-Resonator. In Fig. 5 ist das Messergebnis aufgetragen. Man sieht, wie die Strom-Spannungscharakteristik durch das HF-Feld modifiziert wird und wie sich die äquidistanten Stufen ausbilden.

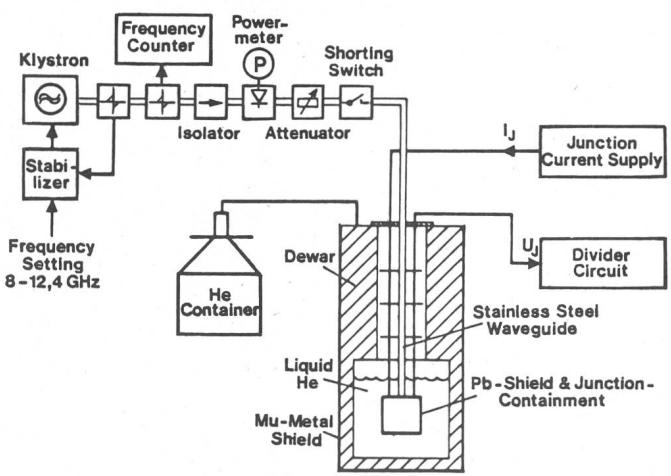


Fig. 3 Experimentelle Anordnung zum Nachweis des Josephson-Wechselstromeffektes

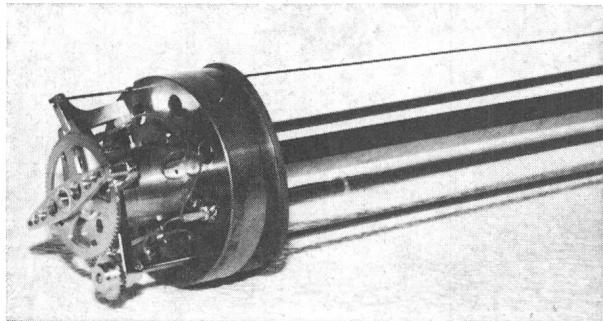


Fig. 4 Anordnung des Niob-Punktkontakte im HF-Resonator

Man erkennt den Kniehebel, der über einen Drahtzug auf den Niobstift wirkt. Mit Hilfe des Drahtzuges kann die Spitze des Niobstiftes auf das Niobgegenstück gepresst werden. Weiter erkennt man den  $\chi$ -Band-Hohlleiter und das von aussen bedienbare Zahnradgetriebe zum Abgleich des  $\lambda/4$ -Schiebers.

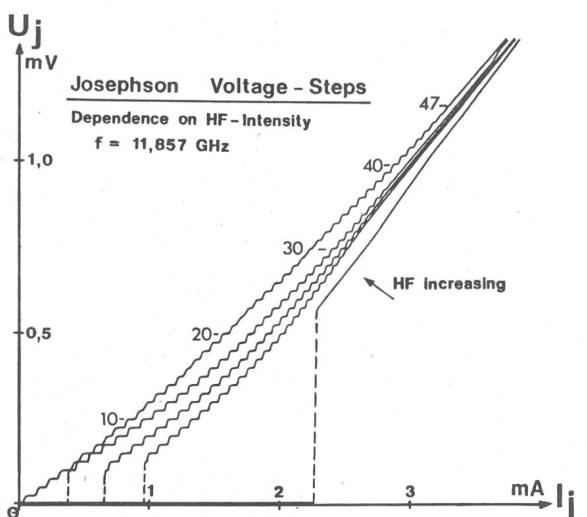


Fig. 5 Strom-Spannungscharakteristik des Josephsonübergangs im HF-Feld

Man erkennt deutlich das Ausbilden von äquidistanten Stufen beim Anlegen der HF-Leistung

### 3. Die Anwendung des Josephson-Wechselstromeffektes zum Bau eines absoluten Voltstandards

Das in Fig. 3 dargestellte Experiment erlaubt die Realisierung einer elektrischen Spannungsquelle, die vom Messtechnischen her betrachtet praktisch ideal ist. Aus der Beziehung (12) ist ersichtlich, dass die an der Junction auftretende Spannung über eine Frequenzmessung bestimmt werden kann. Die Proportionalitätskonstante ist nach den heutigen Kenntnissen der Physik als Naturkonstante anzusehen [16]. Leider liegen die Spannungswerte, die pro Junction erzeugt werden können, in der Größenordnung von einigen mV. Will man das Josephson-Experiment zur Speicherung des 1-Volt-Wertes heranziehen, so muss man die Josephson-Spannung mit genügender Genauigkeit mit der Normalelementen-Spannung vergleichen können [3]. Fig. 6 zeigt schematisch die Vergleichsschaltung, wie sie im OFMET aufgebaut wurde.

Mittels eines hochpräzisen Spannungsteilers (Divider) werden die beiden Spannungen verglichen. Das Nanovoltmeter, das sich im Normalelementenkreis befindet, regelt den Strom durch den Teiler so, dass die Differenzspannung  $\Delta U_1$  null wird. Nach geeigneter Wahl der Arbeitsstufe der Junction ( $n$  nach Gl. (12)) wird die Hochfrequenz so eingestellt, dass  $\Delta U_2$  null wird. Die Genauigkeit dieses Spannungsvergleichs wird zur Hauptsache durch den Spannungsteiler bestimmt. Angenommen, man möchte eine realistische Vergleichsgenauigkeit von besser als  $1 \cdot 10^{-7}$  erreichen; dann benötigt man einen Spannungsteiler, dessen Teilverhältnis auf ca.  $1 \cdot 10^{-8}$  exakt ist. So präzise Teiler sind im Handel nicht erhältlich; sie müssen mit hohem Aufwand selbst gebaut werden. Der im OFMET entwickelte Teiler nach Fig. 7 beruht auf dem Hamon-Prinzip [17].

Total 48 Manganindraht-Widerstände mit einem Nominal von  $20 \Omega$  sind kreisförmig in einem massiven Aluminiumblock angeordnet. Die Widerstände sind abgleichbar und werden alle innerhalb  $\pm 1 \mu\Omega$  auf den gleichen Widerstandswert gebracht. Mittels Kupferschienen können je nach Wunsch des Teilverhältnisses eine Anzahl davon vierpolmäßig parallel geschaltet werden. Die Serienschaltung ist fest verdrahtet. Folgende Teilverhältnisse können gewählt werden (Fig. 6):

$$1 : k^2 \text{ für } k = 1 \dots 24$$

Das maximal mögliche Teilverhältnis beträgt in diesem Fall 1 : 576.

Das in Fig. 6 skizzierte Experiment erlaubt, das klassische Westonelement [3] als Primärelement in der Spannungsmessung abzulösen.

Seit dem 1. Januar 1976 realisiert das BIPM (Bureau International des Poids et Mesures) den 1-Volt-Wert über den Josephson-Wechselstromeffekt. Entsprechend der Empfehlung E 75-2 des CCE (Comité Consultatif d'Electricité) hat das CIPM (Comité International des Poids et Mesures) in seiner 64. Sitzung, im Jahre 1975, folgende wahrscheinlichste Josephsonfrequenz festgelegt:

$$1 \text{ V}_{76-\text{BI}} \text{ entspricht } 483\,594,0 \text{ GHz}$$

Bereits mehrere Staatsinstitute realisieren nun ihr Volt über das Experiment nach Fig. 6. Realistische Fehlerabschätzungen [18] ergeben eine Unsicherheit in der Realisierung von kleiner als  $1 \cdot 10^{-7}$ . Diese Unsicherheit röhrt zur Hauptsache vom Spannungsteiler und von der limitierten Empfindlichkeit der Galvanometer her. Es ist somit heute möglich, die nationalen

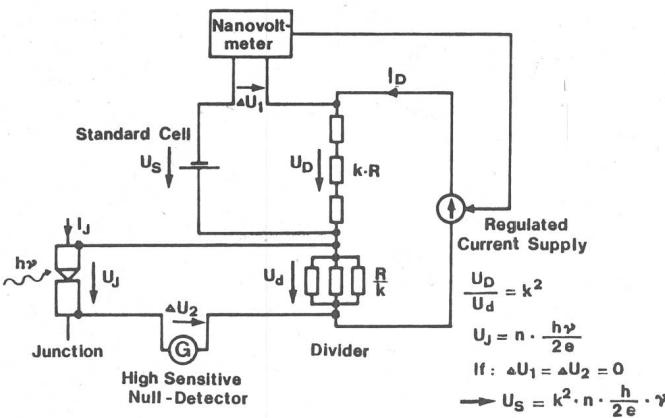


Fig. 6 Schematische Anordnung der Schaltung zum Vergleich der Josephsonspannung mit der Normalelementenspannung

Voltwerte über das Josephson-Experiment mit einer Unsicherheit von besser als  $1 \cdot 10^{-7}$  an den 1 V<sub>76-BI</sub>-Wert anzugeleichen, ohne dass dabei Normalelemente transportiert werden müssen [3]. Dabei ist aber immer zu beachten, dass das Volt eine abgeleitete Einheit ist und dass, wegen der Ampererealisierung, das Volt<sub>76-BI</sub> mit ca.  $3 \cdot 10^{-6}$  Unsicherheit gegenüber dem Volt SI behaftet ist [3].

#### 4. Entwicklungstendenzen

Der im Josephson-Experiment verwendete Punktkontakt ist recht einfach in der Herstellung, aber sehr erschütterungsempfindlich, und man hat grosse Schwierigkeiten mit der Reproduktion. Aus diesem Grunde werden heute immer mehr Dünnfilm-Kontakte verwendet, deren Fertigung mit Aufdampf- und photolithographischen Technologien geschieht [18; 22]. Ebenfalls werden die klassischen Galvanometer nach Fig. 6 durch hochempfindliche supraleitende Magnetometer (SQUID) ersetzt, deren Wirkungsweise auch auf den Josephson-Effekten beruht [21]. Weiter versucht man den Einfluss der Thermospannungen zu reduzieren, indem man den Spannungssteiler ebenfalls auf Tieftemperatur-Niveau bringt [19; 20]. Das Ziel dieser Entwicklungsarbeiten, ausgeführt in verschiedenen Instituten, ist eine kleine tragbare Spannungsquelle, deren relative Abweichung zum Volt<sub>BI</sub> kleiner als  $1 \cdot 10^{-7}$  ist.

Das Hauptproblem bei all diesen Arbeiten ist der Spannungsvergleich. Man kann sich deshalb die Frage stellen, ob nicht durch Serieschaltung einer grossen Anzahl Josephsonkontakte direkt 1 Volt erzeugt werden könnte. Die grosse Schwierigkeit liegt in der reproduzierbaren Herstellung der Übergänge und in der Einkopplung der Hochfrequenz. Durch Anwendung der Streifenleitertechnik [22] und mit den Erfahrungen, die man bei der Herstellung von Josephsonkontakten in der Digitaltechnik gesammelt hat [9], sollte es prinzipiell aber möglich sein, in absehbarer Zeit den 1-Volt-Wert direkt zu erreichen.

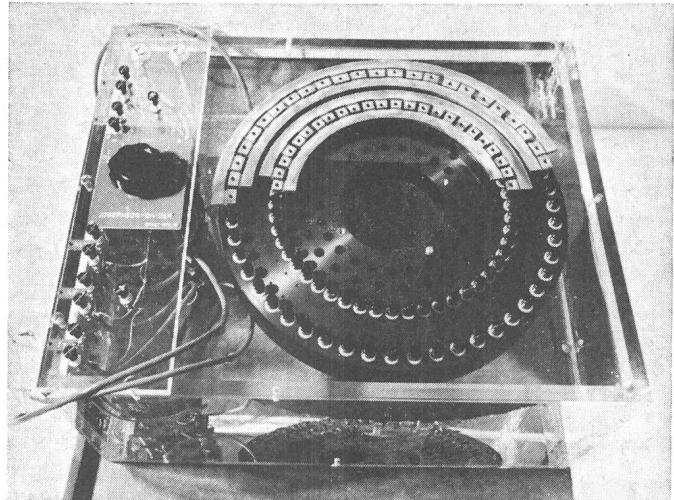


Fig. 7 Aufbau des OFMET-Spannungsteilers

Im Bild ersichtlich sind die Kurzschlusschienen zum vierpolmässigen Parallelenschalten einer Anzahl Widerstände. Der Teiler befindet sich in einem Ölbad, in dem auch die Umpolschaltung untergebracht ist

#### Literatur

- [1] O. Piller: Das internationale Einheitensystem SI. NZZ Beilage Forschung und Technik -(1977)150 vom 29. Juni, S. 47.
- [2] O. Piller und L. Bauder: Die elektrischen Einheiten Ampère, Volt und Ohm Definition, Realisierung und Weitergabe. Bull. SEV/VSE 66(1975)8, S. 413 bis 420.
- [3] O. Piller: Die elektrischen Einheiten und ihre Realisierungsgenauigkeiten. Bull. SEV/VSE 69(1978)10, S. 504...507.
- [4] O. Piller: Das internationale Einheitensystem SI. Schweizerische Blätter für beruflichen Unterricht 103(1978)1, S. 6...14.
- [5] B. D. Josephson: Possible new effects in superconductive tunneling. Physics Letters 1(1962)7, p. 251...253.
- [6] B. W. Petley: Towards a quantum voltage standard. Contemporary Physics 12(1971)5, p. 453...470.
- [7] J. C. Gallop and B. W. Petley: Recent NPL work on the AC Josephson effect as a voltage standard. IEEE Trans. IM-21(1972)4, p. 310...314.
- [8] B. F. Field, T. F. Finnegan and J. Toots: Volt maintenance at NBS via  $2e/h$ : A new definition of the NBS volt. Metrologia 9(1973)4, p. 155...166.
- [9] P. Wolf: Josephson-Kontakte in der Digitaltechnik. Bull. SEV/VSE 68(1977)2, S. 66...70.
- [10] W. Buckel: Supraleitung. Grundlagen und Anwendungen. Weinheim, Verlag Physik, 1972.
- [11] C. Kittel: Introduction to solid state physics. Fourth edition. New York, John Wiley, 1971.
- [12] R. P. Feynman, R. B. Leighton and M. Sands: The Feynman lectures on physics. Vol. III: Quantum mechanics. Fourth edition. London, Addison-Wesley, 1970.
- [13] J. Bardeen: Electron-phonon interactions and superconductivity. Physics Today 26(1973)7, p. 41...46.
- [14] J. R. Schrieffer: Macroscopic quantum phenomena from pairing in superconductors. Physics Today 26(1973)7, S. 23...28.
- [15] L. N. Cooper: Microscopic quantum interference in the theory of superconductivity. Physics Today 26(1973)7, S. 31...39.
- [16] W. H. Parker a.o.: Determination of  $e/h$ , using macroscopic quantum phase coherence in superconductors. Physical Review 177(1969)2, S. 639...664.
- [17] B. V. Hamon: A  $1-100 \Omega$  build-up resistor for the calibration of standard resistors. Journal of Scientific Instruments 31(1954)12, p. 450...453.
- [18] K. Krasnov, V. Masourou et Z. Frantsou: Détermination de  $2e/h$  au moyen de l'effet Josephson alternatif à l'Institut de Métrologie D.I. Mendelev. Procès-verbaux des séances du Comité Consultatif d'Électricité, 14<sup>e</sup> session, Paris 1975. Annexe E 12.
- [19] V. Kose et F. Melchert: Réalisation de l'unité de force électromotrice au moyen de l'effet Josephson. Procès-verbaux des séances du Comité Consultatif d'Électricité, 14<sup>e</sup> session, Paris 1975. Annexe E 8.
- [20] V. Kose und B. Fuhrmann: Genaue und langzeitstabile elektrische Gleichstrom- und Gleichspannungsquelle. PTB-Mitt. 87(1977)3, S. 208...216.
- [21] R. H. Dee, A. M. Guénault and G. R. Pickett: Low-level measurements of DC voltages using a SQUID. Journal of Physics, E: Scientific Instruments 9(1976)10, p. 807...809.
- [22] H. Geschwindt und W. Krank: Streifenleitungen. Einführung in die Theorie und Technik bei Streifenleitungen. Füssen, Winter, 1960.

#### Adresse der Autoren

Dr. O. Piller, L. Bauder und U. Weilenmann, Eidgenössisches Amt für Messwesen OFMET, 3084 Wabern.