

Untersuchungen am Wechselstrom-Josephson-Effekt*

Von

P. Russer

Lehrkanzel für Physikalische Elektronik, T.H. Wien

Mit 8 Abbildungen

(Eingegangen am 18. Oktober 1970)

Zusammenfassung

Die Strom-Spannungscharakteristik von Josephsonkontakten im Mikrowellenfeld wurde untersucht. Die Messungen wurden in einem Koaxialresonator mit Spitzenkontakten aus Niob bei 4,2°K durchgeführt. Theoretische Untersuchungen wurden mit einem Analogmodell unternommen.

1. Einleitung

Ein Josephsonkontakt besteht aus zwei schwach gekoppelten Supraleitern, zwischen denen ein Gleichstrom bis zu einem Maximalwert I_{\max} fließen kann. Wird an den Josephsonkontakt eine Gleichspannung angelegt, so fließt ein Wechselstrom mit einer Amplitude I_{\max} und einer Frequenz, die proportional der angelegten Spannung ist [1], [2]. Der Wechselstrom-Josephson-Effekt wurde erstmalig von SHAPIRO [3] experimentell bestätigt. Josephsonkontakte können als Generatoren, Detektoren und Mischer bis etwa 1000 GHz verwendet werden [4]. Wegen ihrer leichten Herstellbarkeit sind Spitzenkontakte von besonderem Interesse [5], [6], [7]. STEWART untersuchte die Gleichspannungscharakteristik von Josephsonkontakten theoretisch und zeigte, daß das Verhalten von Spitzenkontakten richtig beschrieben wird, wenn man parallel zum idealen Josephsonkontakt einen ohmschen Widerstand annimmt und Ansteuerung durch eine Stromquelle voraussetzt [8].

In dieser Arbeit wird die Gleichspannungscharakteristik von Spitzenkontakten bei Mikrowelleneinstrahlung untersucht. Die Experimente mit Spitzenkontakten aus Niob werden im zweiten Abschnitt beschrieben. Im dritten Abschnitt werden theoretische Untersuchungen mit Hilfe eines Analogmodells behandelt.

* Diese Arbeit wurde von der Ludwig-Boltzmann-Gesellschaft, Wien, gefördert. --
Vorgetragen auf der Herbsttagung der Österr. Physikalischen Gesellschaft, 1970.

2. Die Messungen

Die Messungen wurden mit Spitzenkontakten aus Niob bei $4,2^{\circ}\text{K}$ durchgeführt. Die verwendete Meßschaltung ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Einem $10\text{ m}\Omega$ -Shuntwiderstand wird von einem erdfreien batteriegespeisten Sägezahn-generator ein Strom mit einer Frequenz von 120 Hz zugeführt. Der Strom durch den Josephsonkontakt wird an einem $10\text{ m}\Omega$ -Serienwiderstand gemessen, die Spannung direkt am

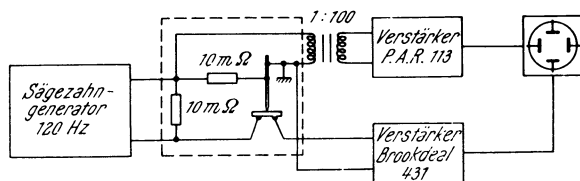


Abb. 1. Die Meßschaltung

Kontakt. Die $10\text{ m}\Omega$ -Widerstände befinden sich im Kryostaten direkt beim Kontakt und wurden bei $4,2^{\circ}\text{K}$ geeicht. Die Spannungen am Josephsonkontakt und am Serienwiderstand werden mit rauscharmen Verstärkern verstärkt und die Strom-Spannungscharakteristik am Oszillographen sichtbar gemacht. Besonderer Wert wurde auf sorgfältige Abschirmung aller Geräte und Leitungen gelegt.

Abb. 2 zeigt den verwendeten Resonator. Der Innenleiter, an dem die Niobspitze befestigt ist, kann während der Messung mit Hilfe eines Differentialtriebes verstellt werden. Dadurch läßt sich der Maximalstrom der Josephsonkontakte variieren. Ein Niobplättchen befindet sich in einer Halterung aus Teflon, die mit einer Messingfeder gegen eine Blende am unteren Ende des Resonators gedrückt wird. Das Niobplättchen wird gegen die Blende mit einer Teflonfolie isoliert. Die Mikrowellen können über einen X-Band-Stahlhohlleiter eingestrahlt werden. Der Koaxialresonator hat innen eine Länge von $4,5\text{ cm}$. Bei 10 GHz wird die $3\lambda/2$ -Resonanz ausgenützt.

Die Spitzen wurden aus $0,25\text{ mm}$ dickem Niobdraht hergestellt. Der Draht wurde mit einer Schere schräg abgezwickt, mit Azeton gewaschen, kurze Zeit in einer Lösung von 50% Essigsäure und 50% Flußsäure geätzt und hernach mit Wasser abgespült und noch einmal mit Azeton gewaschen. Das Herstellen dünner Spitzen durch langes Ätzen hat sich als ungünstig erwiesen, da diese Spitzen mechanisch nicht hinreichend widerstandsfähig waren. Die Niobplättchen wurden mit zwei Niobdrähten durch Punktschweißen kontaktiert und dann in derselben Weise geätzt und gewaschen. Vor der Verwendung wurden die Plättchen und Spitzen zur Oxydation drei Tage an der Luft liegen gelassen.

Bei der Messung wurden Mikrowellen über einen geeichten Abschwächer eingestrahlt und die Strom-Spannungscharakteristik am Oszillographen sichtbar gemacht.

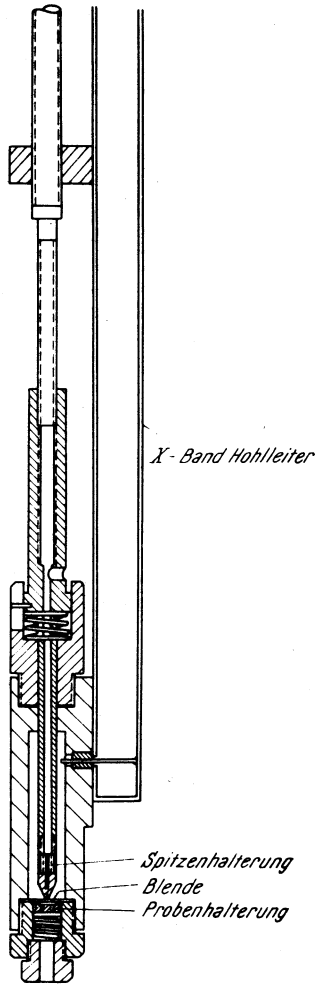


Abb. 2. Der Resonator

3. Der Einfluß von Mikrowellenstrahlung auf Josephson-Spitzenkontakte

Der ideale Josephsonkontakt wird durch die Gleichungen

$$i(t) = I_{\max} \sin \varphi(t), \quad (1)$$

$$\dot{\varphi}(t) = \frac{2eu(t)}{\hbar} \quad (2)$$

beschrieben. Bei endlichen Temperaturen existieren im Supraleiter neben der supraleitenden Phase noch Quasiteilchenanregungen [9]. Der

Quasiteilchenstrom, der über den Kontakt bei angelegter Spannung fließt, hat dissipativen Charakter. Bei Tunnelkontakten aus sehr reinem Material setzt dieser Quasiteilchenstrom wegen der Energielücke erst bei einigen hundert Mikrovolt ein [10]. Bei Spitzenkontakten tritt bei sehr kleinen Spannungen bereits ein Quasiteilchenstrom auf, der proportional der angelegten Spannung ist und durch einen linearen ohmschen Widerstand parallel zum Kontakt berücksichtigt werden kann. Zur Beobachtung des Quasiteilchenstromes kann man den Josephsonstrom durch ein schwaches Magnetfeld unterdrücken.

Liegt am idealen Josephsonkontakt eine Spannung

$$u(t) = U_0 + U_1 \cos \omega_1 t, \quad (3)$$

so fließt ein Strom

$$i(t) = I_{\max} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n \left(\frac{2eU_1}{\hbar\omega_1} \right) \sin (\omega_0 + n\omega_1)t + \varphi_0] \quad (4)$$

mit

$$\omega_0 = \frac{2eU_0}{\hbar}. \quad (5)$$

J_n sind die gewöhnlichen Besselfunktionen n ter Ordnung. Nimmt die Gleichspannung U_0 die Werte $(n\hbar\omega_1)/(2e)$ an, so besitzt der Strom eine Gleichstromkomponente, die nach Besselfunktionen von U_1 abhängt. Außerhalb dieser diskret liegenden Gleichspannungswerte tritt keine Gleichstromkomponente auf.

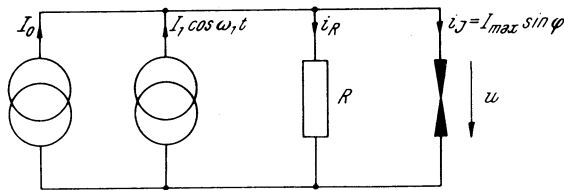


Abb. 3. Das untersuchte Netzwerk, bestehend aus einem idealen Josephsonkontakt, dem Verlustwiderstand des Spitzenkontaktes und den beiden Stromquellen

Neben der von außen eingeprägten Wechselspannung muß die vom Kontakt hervorgerufene ebenfalls berücksichtigt werden [11]. Der vom Kontakt erzeugte Wechselstrom ruft am Verlustwiderstand des Kontaktes eine Wechselspannung hervor, die eine Frequenzkomponente besitzt, die nach Gl. (5) der angelegten Gleichspannung entspricht. Dadurch hat der Josephsonstrom bei allen Spannungen auch ohne Mikrowelleneinstrahlung eine Gleichstromkomponente. Das Auftreten der vom Kontakt erzeugten Wechselspannung kann wegen der In-

duktivität der Spitze durch eine niederohmige Anspiesung nicht unterdrückt werden. Aus diesem Grund wird bei der theoretischen Untersuchung eine Ansteuerung des Kontaktes durch eine Gleichstromquelle angenommen.

Abb. 3 zeigt das untersuchte Ersatzschaltbild. Parallel zum idealen Josephsonkontakt liegt der Verlustwiderstand R . Eine Gleichstromquelle liefert einen Strom I_0 . Wegen der Niederohmigkeit des Kontaktes wird vom Mikrowellenfeld ein Strom eingepägt und das Mikrowellenfeld durch eine Stromquelle mit der Amplitude I_1 berücksichtigt. Für die Schaltung gilt die Gleichung

$$I_0 + I_1 \cos \omega_1 t = (I/R) u(t) + I_{\max} \sin \varphi(t). \quad (6)$$

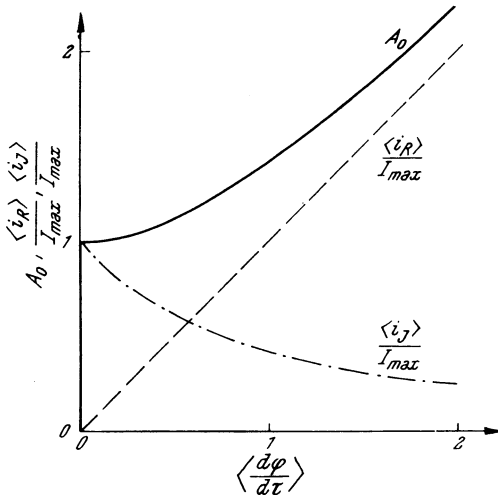


Abb. 4. Die Strom-Spannungscharakteristik des Spitzenkontaktes ohne Mikrowelleneinstrahlung. Der Strom setzt sich aus den Gleichstromkomponenten des Quasiteilchenstromes i_R und des Josephsonstromes i_J zusammen

Durch Einführen der normierten Größen

$$A_0 = \frac{I_0}{I_{\max}} \quad (7)$$

$$A_1 = \frac{I_1}{I_{\max}} \quad (8)$$

$$\Omega = \frac{2e}{\hbar} R I_{\max} \quad (9)$$

$$\xi = \frac{\omega_1}{\Omega} \quad (10)$$

$$\tau = \Omega t \quad (11)$$

erhält man die Gleichung

$$A_0 + A_1 \cos(\xi\tau) = \frac{d\varphi}{d\tau} + \sin\varphi. \quad (12)$$

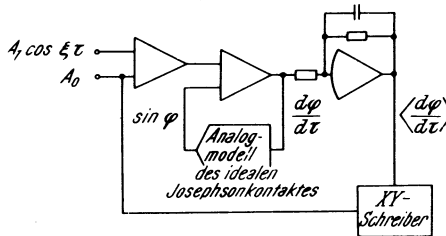


Abb. 5. Die Rechenschaltung zur Ermittlung der Strom-Spannungscharakteristik von Josephson-Spitzenkontakten bei Mikrowelleneinstrahlung

Ohne Mikrowelleneinstrahlung ($A_1 = 0$) kann diese Gleichung exakt gelöst werden [8], [12]. Der Zusammenhang zwischen dem normierten Strom A_0 und dem Mittelwert $\langle d\varphi/d\tau \rangle$ der normierten Spannung ist durch

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{d\varphi}{d\tau} \right\rangle &= 0 && \text{für } A_0 < 1, \\ \left\langle \frac{d\varphi}{d\tau} \right\rangle &= \sqrt{A_0^2 - 1} && \text{für } A_0 > 1 \end{aligned} \quad (13)$$

gegeben. Der Gleichstrom setzt sich aus einer Komponente, die direkt über den Verlustwiderstand R fließt, und dem Gleichstrom durch den idealen Josephsonkontakt zusammen (Abb. 4). Die Leistung, die dabei in den verlustfreien idealen Josephsonkontakt fließt, wird in Wechselstromleistung umgesetzt und ebenfalls an den Verlustwiderstand abgegeben.

Für den Fall der Mikrowelleneinstrahlung wurde die Gleichspannungscharakteristik mit Hilfe einer analogen Rechenschaltung untersucht. Zur Nachbildung des idealen Josephsonkontaktes wurde ein von LIH gebautes Analogmodell verwendet [13]. Die im Modell verwendete Rechenschaltung entspricht der von WERTHAMER und SHAPIRO [14], hat aber zusätzlich eine Amplitudenstabilisierung [15], wodurch der Rechenvorgang zeitlich nicht begrenzt ist.

In Abb. 5 ist die der Gl. (12) entsprechende, vollständige Rechen-schaltung abgebildet. Mit einem Tiefpaß wird der Mittelwert $\langle dq/d\tau \rangle$ gewonnen und in Abhängigkeit von A_0 von einem XY-Schreiber aufge-zeichnet. Die Gleichspannungscharakteristik ist bei Mikrowellen-einstrahlung von den Parametern A_1 und ξ abhängig. A_1 ist die nor-mierte Stromamplitude der eingestrahlenen Mikrowellen. Der Faktor ξ wird durch die Frequenz der eingestrahlenen Mikrowellen sowie durch den Maximalstrom und den Verlustwiderstand des Josephsonkontaktes bestimmt.

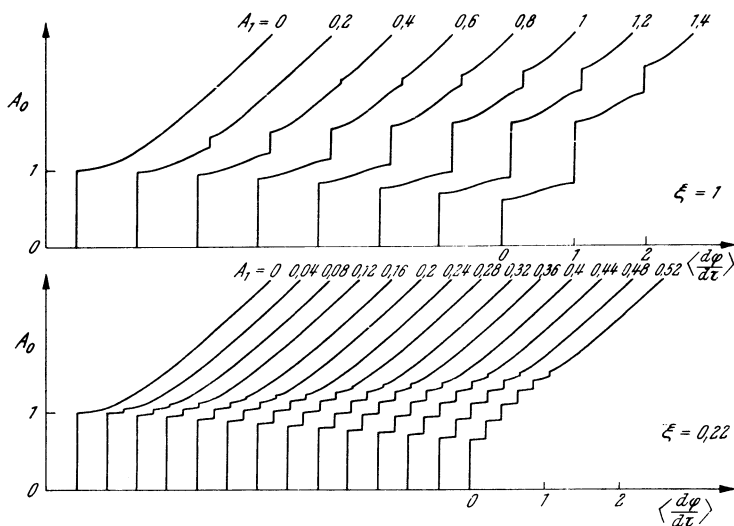


Abb. 6. Die mit dem Analogmodell gewonnenen Strom-Spannungscharakteristiken

In Abb. 6 sind zwei Kurvenscharen für $\xi = 0,22$ und $\xi = 1$ dargestellt. Im Strom treten bei konstantem $\langle dq/d\tau \rangle$ im Abstand ξ Stufen auf. Bei schwacher Mikrowelleneinstrahlung wird der Gleichstrom am unteren Ende der Stufe verringert, am oberen Ende erhöht.

Abb. 7 zeigt den Verlauf der Stufenhöhe in Abhängigkeit von A_1 für $\langle dq/d\tau \rangle = 0$, ξ , 2ξ .

Bei ansteigendem ξ wird die vom Kontakt erzeugte Strahlung immer mehr vom Verlustwiderstand bedämpft. Am Kontakt dominiert dann die von außen eingestrahlte Frequenz. Für $\xi = \infty$ ist nach Gl. (4) eine Abhängigkeit der Stromstufen von der Mikrowelleneinstrahlung nach Besselfunktionen zu erwarten. Bei den untersuchten Spitzenkontakten war ξ wesentlich kleiner als 1.

Abb. 8 zeigt den Vergleich von theoretischen und experimentellen Ergebnissen für einen Kontakt mit $\xi = 0,22$. Aus der Strom-Spannungs-

charakteristik des Kontaktes wurde $R = 0,26 \Omega$ und $I_{\max} = 360 \mu A$ bestimmt und daraus ξ berechnet.

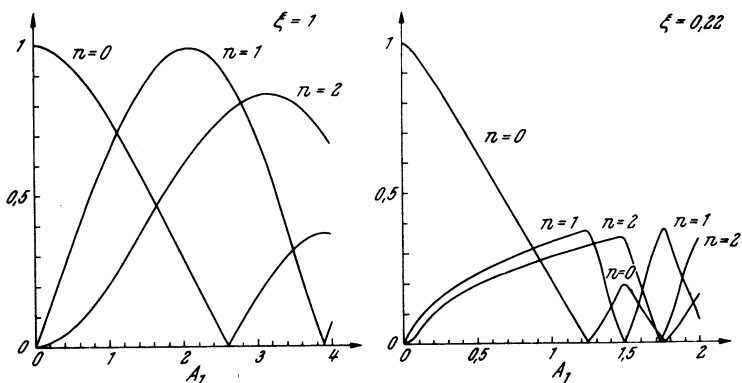


Abb. 7. Höhe der Stufen bei $\langle d\varphi/d\tau \rangle = n\xi$ in Abhängigkeit von A_1 für $n = 0, 1, 2$ und $\xi = 1, \xi = 0,22$

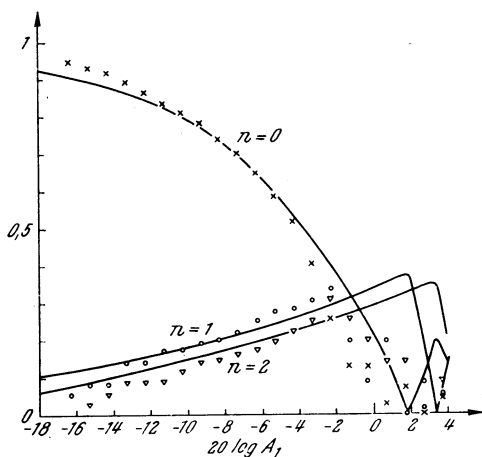


Abb. 8. Vergleich der experimentell bestimmten Abhängigkeit der Stufenhöhe von der eingestrahlt Mikrowellenleistung mit den theoretischen Werten

Die Mikrowellenleistung wurde horizontal logarithmisch aufgetragen und die Kurven durch Verschieben zur Deckung gebracht. Für $A_1 < 1$ wurde eine zufriedenstellende Übereinstimmung von theoretischen und praktischen Ergebnissen erzielt. Bei starker Mikrowelleneinstrahlung blieben die experimentellen Werte für die Höhe der Stufen unter den theoretischen. Der Grund dafür liegt möglicherweise in einer Verringerung des Maximalstromes durch das Magnetfeld der Mikrowellenströme.

Literatur

1. B. D. JOSEPHSON, Possible New Effects in Superconductive Tunneling. *Phys. Letters* **1**, 251 (1962).
2. B. D. JOSEPHSON, Coupled Superconductors. *Rev. Mod. Phys.* **36**, 216 (1964).
3. S. SHAPIRO, Josephson Currents in Superconducting Tunneling: The Effect of Microwaves and Other Observations. *Phys. Rev. Letters* **11**, 80 (1963).
4. D. N. LANGENBERG, D. J. SCALAPINO, and B. N. TAYLOR, Josephson Type Superconducting Tunnel Junctions as Generators of Microwave and Submillimeter Wave Radiation. *Proc. IEEE* **54**, 560 (1966).
5. J. E. ZIMMERMANN, J. A. COWEN, and A. H. SILVER, Coherent Radiation from Voltage-Biased Weakly Connected Superconductors. *Appl. Phys. Letters* **9**, 353–355 (1966).
6. C. C. GRIMES, P. L. RICHARDS, and S. SHAPIRO, Far Infrared Response of Point-Contact Josephson Junctions. *Phys. Rev. Letters* **17**, 431 (1966).
7. C. C. GRIMES and S. SHAPIRO, Millimeter-Wave Mixing with Josephson Junctions. *Phys. Rev.* **169**, 397 (1968).
8. W. C. STEWART, Current-Voltage Characteristics of Josephson Junctions. *Appl. Phys. Lett.* **12**, 277 (1968).
9. J. BARDEEN, L. COOPER, and J. SCHRIEFFER, Theory of Superconductivity. *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
10. I. GIAEVER, Electron Tunneling between two Superconductors. *Phys. Rev. Letters* **5**, 464 (1960).
11. N. R. WERTHAMER, Nonlinear Self-Coupling of Josephson Radiation in Superconducting Tunnel Junctions. *Phys. Rev.* **147**, 255 (1966).
12. P. G. DE GENNES, Superconductivity of Metals and Alloys, p. 120. Benjamin, 1966.
13. G. LIHL, Analogmodell des Josephson-Kontaktes. Diplomarbeit, ausgeführt an der Lehrkanzel für Physikalische Elektronik, Technische Hochschule Wien, Juni 1970.
14. N. R. WERTHAMER and S. SHAPIRO, Analog-Computer Studies of Josephson Radiation Effects. *Phys. Rev.* **164**, 523 (1967).
15. W. AMMON, Schaltungen der Analogrechenstechnik, S. 88. Oldenbourg, 1966.