

Meteorit	He 10 ⁻⁶ cm ³ /g	⁴ He ³ He	³ He 10 ⁻⁸ cm ³ /g	Ne 10 ⁻⁸ cm ³ /g	²⁰ Ne ²¹ Ne	²⁰ Ne ²² Ne	⁴ He ²⁰ Ne	Literatur
Breitscheid	179	2300	7,7	221	160	13,3	88	2
Pantar	1100	2900	38	425	155–350	12,1–12,7	280	1
Tabor	≤ 670	{ 2800 –4300 }	<15	133	≥60	10,8–13,2	540	
Kapoeta	1370	3200	43	2580	350	13,9	57	8
Staroye Pesyanoe	7300	>3300	<220	2470	114	11,4	330	7
Luft	—	770000	—	—	355	10,3	0,32	

Tab. 2.

lassen sich nur Grenzwerte angeben:
 $10,8 < {}^{20}\text{Ne}/{}^{22}\text{Ne} < 13,2$.

Relativ genau läßt sich jedoch das ${}^4\text{He}/{}^{20}\text{Ne}$ -Verhältnis des Urgases in Tabor angeben: ${}^4\text{He}/{}^{20}\text{Ne} = 540$. Wie man aus Tab. 2 ersieht, ist dieser Wert der höchste für das Verhältnis ${}^4\text{He} : {}^{20}\text{Ne}$, der bisher in urgashaltigen Meteoriten gefunden wurde. Er stimmt gut mit dem von SUESS und UREY⁶ für das Verhältnis der kosmischen Häufigkeiten dieser beiden Edelgase angegebenen Wert überein. Da aber auch bei dem Meteoriten Tabor Heliumverluste möglicherweise noch aufgetreten sind, kann dieser Wert für das ${}^4\text{He}/{}^{20}\text{Ne}$ -Verhältnis nur als unterer Grenzwert für die ursprüngliche Zusammensetzung der leichten Edelgase nach deren Einbau in den Meteoriten angesehen werden. Immerhin läßt sich aus

diesem Befund vielleicht schließen, daß alle anderen bisher gefundenen urgashaltigen Meteorite beträchtliche Verluste an Helium erlitten oder das Urgas erst zu einer Zeit erhalten haben, als eine Fraktionierung der leichten Edelgase bereits eingetreten war.

Für die bereitwillige Überlassung der Probe des Meteoriten Tabor möchten wir Herrn Prof. Dr. W. v. ENGELHARDT und Herrn Dr. WEISSKIRCHNER vom Mineralogischen Institut der Universität Tübingen herzlich danken. — Für Mithilfe bei der Ausführung der experimentellen Arbeiten danken wir Fräulein H. HARASIN, Fräulein M. MONERJAN und Herrn B. SPETTEL. — Der Deutschen Forschungsgemeinschaft haben wir für die leihweise Überlassung eines HF-Generators und dem Bundesministerium für Atomkernenergie für weitere Sachbeihilfe zu danken.

⁶ H. E. SUESS u. H. C. UREY, Handbuch der Physik **51**, S. 296, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1958.

⁷ E. K. GERLING u. L. K. LEWSKIJ, Dokl. Akad. Nauk, SSSR **110**, 750 [1956].

⁸ J. ZÄHRINGER u. W. GENTNER, Z. Naturforsch. **15 a**, 600 [1960].

Alterungserscheinungen an GaAs-Tunnelnioden

Von H.-J. HENKEL

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG, Erlangen

(Z. Naturforsch. **17 a**, 358–360 [1962]; eingegangen am 28. März 1962)

Bei Belastung in Flußrichtung zeigen GaAs-Tunnelnioden als charakteristische Alterungserscheinung eine irreversible Abnahme des Tunnelstromes. Dieser Effekt tritt ein, wenn die Belastung im Exzeß- oder Diodenstromgebiet erfolgt und eine bestimmte „kritische Belastung“ überschreitet. In Abb. 1 ist die Abnahme des Strommaximums zweier GaAs-Tunnelnioden in Abhängigkeit von der Belastungsdauer bei einer Belastung oberhalb dieser „kritischen Belastung“ dargestellt. Dieses Verhalten dürfte auf eine Abnahme der Tunnelwahrscheinlichkeit infolge einer Verringerung des Störstellengradienten im Übergangsgebiet zurückzuführen sein. Eine derartige Abnahme des Störstellengradienten kann durch Diffusion von Akzeptoren in das n-Gebiet bzw. von Donatoren in das p-Gebiet erfolgen.

Die „kritische Belastung“ ist um so geringer, je größer die Dotierung und je steiler der Störstellengradient

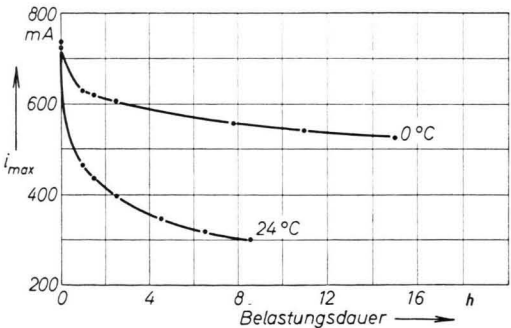


Abb. 1. Änderung des Strommaximums i_{max} von zwei GaAs-Tunnelnioden bei Belastung (1,2 V).

im p-n-Übergang der Tunnelnioden ist. Durch geeignete Maßnahmen — genügend schwache Dotierung oder Verringerung des Störstellengradienten im Übergangsgebiet — lassen sich ausreichend alterungsbeständige Tunnelnioden herstellen. Dabei wird allerdings die obere Grenzfrequenz etwas geringer.

Die hier untersuchten Tunnelnioden wurden durch Einlegieren von Zinn als Donator in Zink-dotiertes, p-leitendes GaAs hergestellt. In GaAs ist der Diffusions-



koeffizient des Zinks wesentlich größer als der des Zinns. Aus diesem Grunde sollte die Alterung durch eine Diffusion von Zink hervorgerufen werden.

Eine andere Möglichkeit ist die Diffusion einer zufällig vorhandenen, nicht identifizierten Verunreinigung. Als naheliegende Verunreinigung muß man in GaAs mit Kupfer rechnen. Zur Untersuchung des Einflusses von Kupfer wurden Tunnelnioden zusätzlich mit Kupfer dotiert. Diese Tunnelnioden zeigten vor einer Gleichstrombelastung keinen Unterschied zu den üblichen Tunnelnioden. Bei gleicher Zn-Dotierung des Ausgangsmaterials stimmten sowohl Stromverhältnis als auch Stromdichte im Maximum überein.

Nach kurzer Belastung zeigten die zusätzlich mit Cu-dotierten Tunnelnioden neben der üblichen Abnahme des Maximums eine starke Zunahme des Exzeßstromes.

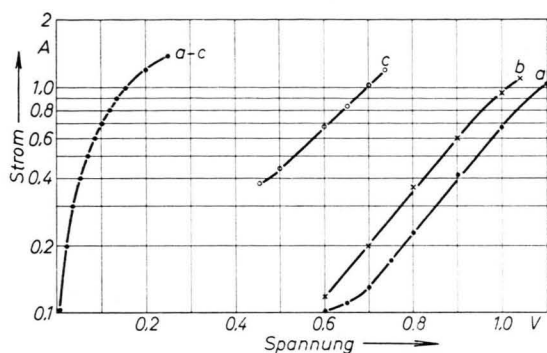


Abb. 2. Änderung des Exzeß-Stromes bei Belastung Kupfer-verseuchter GaAs-Tunnelnioden, a) vor der Belastung, b) nach 2-stündiger und c) nach 3-stündiger Belastung bei 1,0 V.

Eine halblogarithmische Darstellung des Exzeßstromes gegen die Spannung (Abb. 2) ergibt eine Gerade. Durch Belastung verschiebt sich diese Gerade zu größeren Strömen, die Steigung bleibt jedoch konstant. Eine ähnliche Kennlinienänderung von Tunnelnioden wird auch durch Bestrahlung mit Neutronen¹ oder Elektronen² hervorgerufen. Nach CHYNOWETH u. a.³ wird diese Verschiebung durch Bildung von Störtermen im verbotenen Band verursacht. Die Ähnlichkeit der Kennlinienänderung durch Bestrahlung von Tunnelnioden einerseits und durch Strombelastung Cu-verseuchter GaAs-Tunnelnioden andererseits führt zu der naheliegenden Annahme, daß durch Belastung der Cu-verseuchten Tunnelnioden ebenfalls neue Störterme im verbotenen Band erzeugt werden. Ein auffälliger Einfluß der zusätzlichen Cu-Dotierung auf die Abnahme des Maximums konnte jedoch nicht beobachtet werden.

Die Untersuchungen an Cu-verseuchten Tunnelnioden zeigen besonders deutlich, daß die eingangs erwähnte „kritische Belastung“ für die Abnahme des Maximums ein Spannungsschwellwert und kein Stromschwellwert ist. Infolge der Kennlinienverschiebung, die bei diesen

Tunnelnioden während der Belastung eintritt, nimmt die Spannung an der Tunnelnioden laufend ab, wenn diese mit konstantem Strom belastet wird. Wenn die Spannung unter einen Schwellwert (1,15 V bei 0 °C für eine aus p-GaAs mit einer Akzeptorenkonzentration von $4 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ hergestellte Tunnelnioden) gesunken ist, so ändert sich das Maximum nicht mehr, der Exzeßstrom nimmt jedoch weiter zu. Wird eine derartige Tunnelnioden jedoch mit konstanter Spannung belastet, so nimmt das Maximum laufend ab.

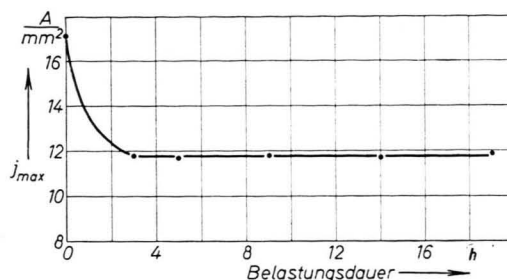


Abb. 3. Änderung des Strommaximums j_{max} einer Kupfer-verseuchten GaAs-Tunnelnioden bei Belastung mit konstantem Strom.

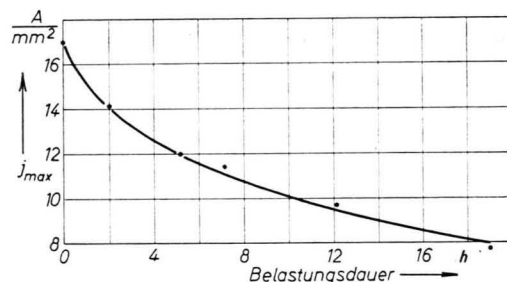


Abb. 4. Änderung des Strommaximums j_{max} einer Kupfer-verseuchten GaAs-Tunnelnioden bei Belastung mit konstanter Spannung.

In Abb. 3 und 4 ist die Abnahme des Maximums in Abhängigkeit von der Belastungszeit dargestellt. Beide Tunnelnioden hatten vor der Belastung eine gleiche Stromdichte im Maximum (17 A/mm^2) und wurden zunächst bei konstanter Temperatur (0 °C) bei einer Spannung von 1,18 V belastet, die der Abb. 3 entsprechende Tunnelnioden mit konstantem Strom, die andere mit konstanter Spannung. Durch die erfolgte Erhöhung des Exzeßstromes war bei der mit konstantem Strom belasteten Tunnelnioden die Spannung bereits nach 3 Stunden unter den Schwellwert gesunken. Eine weitere Abnahme des Maximums konnte bei fortdauernder Belastung nicht mehr festgestellt werden. Bei der zweiten, mit konstanter Spannung belasteten Tunnelnioden (Abb. 4) nahm das Maximum stetig ab.

Folgerungen aus den Experimenten

Eine zusätzliche Kupferdotierung hat keine auffällige Wirkung auf eine Abnahme des Strommaximums. An-

¹ J. W. EASLEY u. R. R. BLAIN, J. Appl. Phys. **31**, 1772 [1960].

² T. A. LONGO, Bull. Amer. Phys. Soc. **5**, 160 [1960].

³ A. G. CHYNOWETH, W. L. FELDMANN u. R. A. LOGAN, Phys. Rev. **121**, 684 [1961].

dere Verunreinigungen in einer Konzentration, die groß genug ist, um den Tunnelstrom merkbar beeinflussen zu können, konnten jedoch nicht festgestellt werden. Es bleibt demnach nur übrig, die Abnahme des Tunnelstrommaximums auf eine Konzentrationsänderung der hauptsächlich vorhandenen Akzeptoren oder Donatoren — Zink bzw. Zinn — zurückzuführen.

Eine derartige Änderung der Störstellenverteilung kann entweder durch Verlagerung der Akzeptor- bzw. Donatoratome von Gitterplätzen auf Zwischengitterplätze oder durch eine Diffusion, hervorgerufen durch den Einfluß des Konzentrationsgradienten, erfolgen. Beide Mechanismen können auch gekoppelt sein.

Bei einer Verlagerung von Zinkatomen von Gitter- auf Zwischengitterplätze ist anzunehmen, daß diese zu Donatoren werden. Dadurch könnte die Abnahme des Tunnelstromes zu erklären sein. Man muß jedoch berücksichtigen, daß sich die Bildung von neuen Termen im verbotenen Band — sofern sie nicht dicht an den Bandrändern liegen — durch eine Erhöhung des Exzeßstromes bemerkbar machen würde. Dieser Effekt läßt sich aber an weitgehend Kupfer-freien Tunnelioden nicht mit Sicherheit feststellen.

Wahrscheinlich ist deshalb die Abnahme des Tunnelstromes auf eine Diffusion des Zinks zum n-Gebiet zurückzuführen. Da bei unbelasteter Diode keine derartige Diffusion feststellbar ist und diese offensichtlich erst nach Abbau des Raumladungsfeldes einsetzt, scheint der Diffusionsvorgang durch dieses Raumladungsfeld verhindert zu werden. Eine Diffusionshinderung durch ein elektrisches Feld setzt allerdings einen ionogenen Zustand der diffundierenden Teilchen voraus. Aus der Polung des diffusionshindernden Feldes muß man schließen, daß die in das n-Gebiet diffundierenden Ionen positiv geladen sind. Auch die beobachtete anomal hohe Diffusionsgeschwindigkeit läßt sich vermutlich durch eine interstitielle Diffusion positiver Zinkionen erklären.

Ob die Zinkatome durch einen Stoßprozeß auf Zwischengitterplätze befördert werden oder nach einer Annahme von LONGINI⁴ von vornherein in stark dotiertem p-GaAs teilweise auf Zwischengitterplätzen vorhanden sind, kann nach den bisher vorliegenden Experimenten nicht entschieden werden.

⁴ R. L. LONGINI, private Mitteilung.

Einführung von Formfaktoren bei elastischer und inelastischer Elektron-Kern-Streuung

VON RUDOLF RODENBERG

Institut für Theoretische Physik der Universität Tübingen
(Z. Naturforsch. 17 a, 360—361 [1962]; eingegangen am 22. Februar 1962)

Beschreibt man die Wechselwirkung zwischen Kern und Elektronen (bestehend aus dem elektromagnetischen Feld, das in der COULOMB-Eichung durch ein Vektorpotential $\mathcal{A}(\mathbf{r})$ mit $\text{div } \mathcal{A}(\mathbf{r}) = 0$ beschrieben wird), zwischen Kern und Feld und Elektronen und Feld, sowie die direkte COULOMBSche Wechselwirkung, unter Vernachlässigung der anomalen magnetischen Momente von Protonen und Neutronen, durch folgenden Wechselwirkungsoperator

$$H = e_e (\vec{\alpha}_e \cdot \mathcal{A}(\mathbf{r}_e)) + \sum_{n=1}^A \left\{ e_n (\vec{\alpha}_n \cdot \mathcal{A}(\mathbf{r}_n)) + \frac{e_n e_e}{|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_e|} \right\} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } e_n &= e & \text{für Protonen} \\ e_n &= 0 & \text{für Neutronen} \\ e_n &= -e & \text{für Elektronen} \end{aligned} \quad (2)$$

und

$$\mathcal{A}(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sum_{j=1}^2 \int d^3\mathbf{f} \{ q_j(\mathbf{f}) e_j e^{i\mathbf{f}\cdot\mathbf{r}} + q_j^*(\mathbf{f}) e_j e^{-i\mathbf{f}\cdot\mathbf{r}} \},$$

so erhält man in erster nichtverschwindender Näherung des S-Matrixformalismus folgenden retardierten Wechselwirkungsoperator, der bereits von HULME¹ für das Matrixelement, das die Übergangswahrscheinlichkeit für Konversion bestimmt, angegeben wurde, zu

$$K = \sum_{n=1}^A e_n e_e (1 - \vec{\alpha}_n \cdot \vec{\alpha}_e) \frac{\exp\{iW|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_e|\}}{|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_e|}. \quad (3)$$

Dabei wurde benutzt, daß außer den Elektronen auch die A-Nukleonen der DIRAC-Gleichung genügen. Das Ma-

trixelement $u_{21}(W)$, das die Übergangswahrscheinlichkeit für den (e, \mathcal{N}) -Prozeß bestimmt, erhält man mit (3) zu

$$u_{21}(W) = \sum_{n=1}^A e_n e_e \int \psi_1^{K*} \psi_2^{e*} (1 - \vec{\alpha}_n \cdot \vec{\alpha}_e) \frac{\exp\{iW|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_e|\}}{|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_e|} \psi_1^K \psi_1^e d\tau_e d\tau_K. \quad (4)$$

$u_{21}(W)$ hat dieselbe Gestalt wie das Matrixelement für die Streuung zweier freier Elektronen in der halbklassischen Theorie von MØLLER² mit retardierten Potentialen, nur mit dem einen Unterschied gegenüber (4), daß im Fall von zwei freien Elektronen noch der Anfangs- oder der Endzustand antisymmetrisiert werden muß.

Entwickelt man K in (3) nach Kugelfunktionen und setzt diese Entwicklung in (4) ein, so erhält man die in (I.13)³ angegebenen Matrixelemente für den (e, \mathcal{N}) -Prozeß.

¹ H. R. HULME, Proc. Roy. Soc., Lond. A 154, 487 [1936].