

Diese Auffassung wurde durch einen weiteren Versuch geprüft, bei dem ein Kristall mit zwei verschiedenen Elektroden benutzt wurde. Je nach der Richtung des elektrischen Feldes wurde dann entweder die für Kohle-Elektroden oder die für Gold-Elektroden charakteristische Strom-Spannungs-Kennlinie gemessen, und zwar ist jeweils die Kathode maßgebend (Abb. 3). Dieses Ergebnis entspricht anderen Beobachtungen von KÄMPF und BUBE, aus denen ebenfalls ein entscheidender Einfluß der Kathode auf die Photoströme in  $\text{HgJ}_2$  folgte.

Alle älteren Literaturangaben können zwanglos in dieses Schema eingeordnet werden. Man hat nur anzunehmen, daß CHEPERS Kontakte in der Regel nachlieferten, KÄMPFS und BUBES dagegen sperren, worauf

beide selbst hinweisen. Die verschiedene Temperaturabhängigkeit des Exponenten  $n$  bei BUBES Graphitkontakten und unseren Goldkontakten ist in diesem Zusammenhang bedeutungslos. Sie könnte durch eine verschiedene Lage der FERMI-Kante in Graphit und Gold leicht erklärt werden. Eher mag es überraschen, daß die chemisch sehr ähnlichen Elektroden Aquadag, Graphit und Bogenlampenkohle Kontakte mit ganz verschiedenen Eigenschaften bilden. Aber auch diese Tatsache ist verständlich, denn diese Elektroden sind Halbleiter. Infolge verschiedener Dotierung, über die in allen drei Fällen nichts bekannt ist, kann darum die Lage der FERMI-Kante sehr verschieden gewesen sein, diese aber ist für die Kontakteigenschaften maßgebend.

## Ein Volumeneffekt beim Ätzen von Silicium-Einkristallen

VON HANSJOCHEN BENDA

Siemens-Schuckertwerke AG., Laboratorium Pretzfeld  
(Z. Naturforsch. **13 a**, 354—355 [1958]; eingeg. am 13. März 1958)

Beim Ätzen von hochohmigen Einkristallen von flacher Form, sogenannten „Brettern“, aus p-Silicium fanden wir einen unerwarteten Rückgang der Trägerlebensdauer. Die Lebensdauer kann bekanntlich durch Volumen- wie durch Oberflächeneigenschaften beeinflusst werden. Der Ätzzvorgang sollte nach unserer bisherigen Vorstellung nur auf die Oberfläche wirken. Unsere Ergebnisse zwingen uns aber dazu, auch eine Volumenwirkung anzunehmen.

Bei einem homogenen Brett, dessen Dicke  $d$  klein ist gegen Länge und Breite, gilt für die gemessene Effektivlebensdauer  $\tau_{\text{eff}}$  die Näherungsformel<sup>1</sup>

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{d/2s + d^2/\pi^2 D} \quad (1)$$

Hierbei bedeutet  $\tau$  die Volumenlebensdauer,  $s$  die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit und  $D$  die Diffusionskonstante der Minoritätsträger, hier der Elektronen.

Es gelang zunächst ohne Schwierigkeit, diesen Zusammenhang zu bestätigen, indem Bretter schrittweise von etwa 2 mm auf etwa 0,5 mm Dicke heruntergeläppt wurden. Dies lieferte eine Meßkurve  $\tau_{\text{eff}}(d)$  (gestrichelte Kurve in Abb. 1); durch geeignete Analyse kann man  $\tau$ ,  $D$  und  $s$  aus ihr ermitteln. Wir fanden  $D = 37 \pm 3 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ , was befriedigend mit Literaturangaben für hochohmiges p-Silicium übereinstimmt<sup>2</sup>. Unsere  $\tau$ -Werte wurden gestützt durch die gute Übereinstimmung mit den Messungen am stabförmigen Ausgangsmaterial (bei denen die Oberfläche geringeren Einfluß hat). So

blieb nur  $s$  als freier Parameter übrig. Wir erhielten  $s > 10^4 \text{ cm sec}^{-1}$ ; dies bedeutet unter unseren Bedingungen praktisch  $s = \infty$ . Der hohe Wert dürfte die Folge einer beschädigten Oberflächenschicht (Dicke  $\leq 10 \mu$ ) sein; ihre Existenz können wir in Gl. (1) vernachlässigen, weil unser Ätzeffekt viel gröbere Wirkungen bringt.

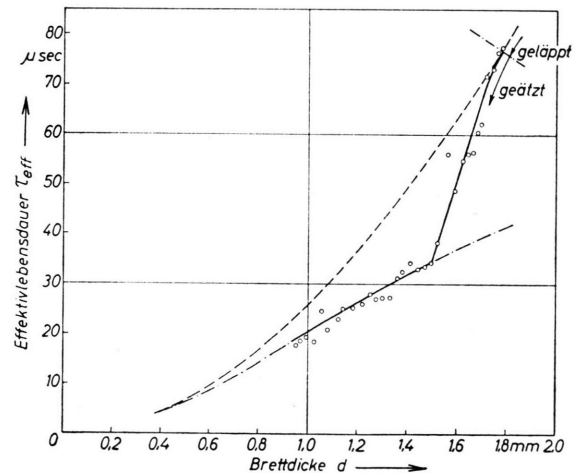


Abb. 1. Die Abhängigkeit der Effektivlebensdauer von der Brettdicke. — — — gemessen beim Läppen, Läppkurve des Zwillingbrettes ergibt  $\tau = 1000 \mu\text{sec}$ ,  $D = 38 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ ,  $s = \infty$ ; — — — gem. beim Ätzen; — · — · — berechnet für verringerte Lebensdauer  $\tau = 80 \mu\text{sec}$ ,  $D = 38 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ ,  $s = \infty$ .

In den Anwendungen spielt die Forderung eine Rolle, durch Ätzen der Oberfläche den Betrag von  $s$  herabzusetzen. Unsere Bretteranalyse schien ein geeignetes Verfahren zu sein, um dies kontrollierbar durchzuführen. Diese Erwartung hat sich jedoch nicht erfüllt. Es konnte

<sup>1</sup> W. HEYWANG u. M. ZERBST, Nachrichtentechnische Fachberichte **5**, 28 [1956].

<sup>2</sup> M. B. PRINCE, Phys. Rev. **93**, 1205 [1954]; F. J. MORIN u. J. P. MAITA, Phys. Rev. **96**, 33, 34 [1954]; G. W. LUDWIG u. R. L. WATERS, Phys. Rev. **101**, 1699 [1956]; M. ZERBST u. W. HEYWANG, Z. Naturforsch. **11 a**, 609 [1956].



nämlich nicht entschieden werden, ob die Oberfläche besser wird oder nicht. Es überlagert sich vielmehr eine starke Abnahme von  $\tau_{\text{eff}}$ , viel stärker, als es nur der Dickenabnahme entspräche (siehe ausgezogene Kurve, oberer Teil). Man kann zeigen, daß dieser steile Absturz durch Gl. (1) in keiner Weise wiedergegeben werden kann, wie immer man die Größen  $\tau$ ,  $s$  und  $D$  wählt. Also muß sich mindestens eine dieser Größen beim Ätzen ändern. Eine Zunahme von  $s$ , selbst wenn sie möglich wäre, könnte keine solchen Änderungen mehr bewirken. Änderung von  $\tau$  oder  $D$  bedeutet aber Beeinflussung des Volumens. Es ist ziemlich ausgeschlossen, daß sich  $D$  ändert, ohne daß längst vorher  $\tau$  beeinflusst würde. Wir dürfen deshalb als einfachste Erklärung die betrachten, daß im steilen Teil unserer Ätzkurve  $\tau$  mit  $d$  abnimmt. Dieses Verhalten ändert sich ohne äußeren Anlaß am Knickpunkt der Kurve. Es zeigt sich, daß von dort ab die Meßkurve einem Verlauf mit gleichem  $s$  und  $D$  wie beim Lappen, aber viel kleinerem  $\tau$  gut angepaßt ist (vgl. die strichpunktierte Kurve in Abb. 1 bzw. die Meßkurve unterhalb des Knickes).

Die hier gezeigte Kurve wurde bei Ätzung mit Flußsäure, konzentrierter Salpetersäure und Eisessig im

Verhältnis 3 : 2 : 6 erhalten. Ein gleich schneller Abfall von  $\tau_{\text{eff}}$  mit  $d$  ergab sich mit Flußsäure + Kaliumpermanganat<sup>3</sup>. Viel schneller nahm dagegen  $\tau_{\text{eff}}$  mit  $d$  ab, wenn mit heißer Natronlauge geätzt wurde.  $\tau_{\text{eff}}$  erreichte hierbei auch viel tiefere Werte; eine teilweise Regeneration durch thermische Behandlung war möglich (bei 560 °C).

Alle hier aufgezählten Ergebnisse vertragen sich mit der Deutung, daß beim Ätzen Wasserstoff in das Silicium diffundiert<sup>4</sup>.

Der Knick in der Ätzkurve wäre dann der Punkt, an dem das Diffusionsgleichgewicht zwischen „hinein“ und „heraus“ hergestellt ist, so daß sich nichts mehr ändert. Der verstärkte Effekt bei Ätzung mit Natronlauge würde sich zwanglos aus der dabei viel heftigeren Entwicklung atomaren Wasserstoffs erklären.

Neben den bereits genannten Herren danke ich gern einigen meiner Kollegen, insbesondere Herrn Dr. Hoffmann, Dr. Reuschel und Dr. Schink für die klärenden Diskussionen. Die experimentelle Arbeit besorgte überwiegend Herr Porst.

Weitere Einzelheiten untersucht z. Zt. Herr Zerbst (S & H-Werkstoffhauptlaboratorium, Karlsruhe).

<sup>3</sup> Allerdings wurden mit dieser Ätzlösung nur Kurven oberhalb des Knickpunktes gemessen.

<sup>4</sup> Diese Möglichkeit wurde einerseits von Herrn Dr. Becht, andererseits von Herrn Prof. Dr. Schottky ausgesprochen.

## Über Drahtexplosionen mit unterbrochenem Draht \*, \*\*

Von W. M. Conn \*\*\*

(Z. Naturforschg. 13 a, 355—356 [1958]; eingeg. am 19. Februar 1958)

Versuche mit dünnen Drähten ergeben, daß bei Verwendung von Kondensatoren von 2  $\mu\text{F}$  und Spannungen von 20 kV bzw. 72  $\mu\text{F}$  und 5 kV eine Unterbrechung des zwischen zwei Elektroden befindlichen Drahtes keinen Einfluß auf die üblichen Stadien der Drahtexplosion — Drahterhitzung, Instabilwerden der Flüssigkeitssäule, Bildung von Unduloiden, Dunkelpause und eigentliche Explosion — zu besitzen scheint. Mit Hilfe eines magnetooptischen Verschlusses<sup>1</sup> wurde bei einer Aufnahmedauer von etwa 1  $\mu\text{sec}$  festgestellt, daß die Lücke im Draht bereits in einem frühen Stadium der Explosion durch einen Lichtbogen überbrückt wird.

Bei Verwendung eines *inhomogenen Feldes*, bei dem z. B. ein horizontaler, frei endender Stahldraht einem vertikal angeordneten Kupferblech in 1 bis 2 mm Entfernung gegenübersteht, ergeben sich ebenfalls die

üblichen Stufen der Drahtexplosion (photographisch und oszillographisch festgestellt). Bei der neuentwickelten „Fenstermethode“ für Drahtexplosionen<sup>2,3</sup> wird ein 1 bis 10 mm starkes Fenster aus durchsichtigem Kunststoff direkt neben dem Draht angeordnet. Damit lassen sich Vorgänge beobachten, die sich innerhalb der den Draht umgebenden Wolke von Metaldampf abspielen. Abb. 1 zeigt z. B. die Bildung eines gleichförmigen Dampfzylinders entlang dem Draht, durch den die wahrscheinlich durch primäre und sekundäre Unduloide bedingten Streifungen und „Jets“ hindurchtreten. Rechts vom Fenster erscheint die Außenansicht des Dampfzylinders. (Die Dampf Wolke an der Einspannstelle des Drahtes wird durch das zur Befestigung des Drahtes dienende Lötmetall verursacht.)

Material vom Draht wird, selbst bei horizontalem Draht und senkrechtem Kupferblech, in unregelmäßiger Verteilung auf das Kupferblech übertragen. Eine Deutung dieses Effektes ist möglich unter Beachtung der beim elektrischen Lichtbogen auftretenden mechanischen Kräfte<sup>4</sup>.

Bei den Versuchen findet man oft senkrecht auf das Kupferblech aufgeschweißte, kurze Stücke des *ursprüng-*

\* Untersuchungen teilweise unterstützt durch AFCRC Kontrakt Nr. AF 19(604) — 1561 mit Temple Universität, Philadelphia, Pa., USA.

\*\* Auszugsweise vorgetragen im Kolloquium des Max-Planck-Institutes für Silikatforschung, Würzburg, am 21. 1. 1958.

\*\*\* 6312 Indiana Ave. Kansas City 30, Missouri, USA. Zur Zeit Max-Planck-Institut für Silikatforschung, Würzburg.

<sup>1</sup> H. E. Edgerton u. K. J. GERMESHAUSEN, J. Soc. Mot. Pict. Televis. Engrs. 61, 286 [1953].

<sup>2</sup> W. M. Conn, Bull. Amer. Phys. Soc. 2, 376 [1957].

<sup>3</sup> W. M. Conn, Naturwiss. 45, 6 [1958].

<sup>4</sup> W. M. Conn, Technische Physik der Lichtbogenschweißung, im Druck.