

Ladungsträgerfreie Energieübertragung zwischen zwei pn-Sperrsichten in einem Siliciumkristall

VON INGOLF RUGE UND RÜDiger CONRADT

Institut für Technische Elektronik der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforsch. 18 a, 1016—1017 [1963]; eingeg. am 6. August 1963)

Ein ladungsträgerfreier Energietransport ist in Silicium bisher nur bei einer pn-Sperrsicht beobachtet worden^{1, 2}. Dabei wurde festgestellt, daß eine in Sperrrichtung leitende Zone einer „weiten“ pn-Schicht, genauer gesagt ein leitendes Mikroplasma³, ein nicht benachbartes anderes Mikroplasma (MP) in derselben pn-Schicht über Entfernung bis zu $300\text{ }\mu$ in seinem elektrischen Verhalten beeinflußt. Entweder wird das andere Mikroplasma durch eine Erhöhung der Minoritätsträgerdichte in seiner Umgebung aus dem nichtleitenden Zustand in den leitenden Zustand versetzt, oder es wird im Fall, daß das MP in seinem instabilen Bereich arbeitet, die Durchbruchimpulshäufigkeit dieses MP wesentlich erhöht. Es wurde vorgeschlagen, daß während des leitenden Zustandes vom ersten MP durch den Strom dieses Entladungskanals Rekombinationsstrahlung⁴ entsteht, die in Haftstellen befindliche Ladungsträger in der Umgebung des anderen MP anregt. Die so befreiten Ladungsträger verursachen dann ein „triggern“ des anderen MP.

Die folgenden Versuche beschreiben eine ähnliche Wechselwirkung zwischen 2 verschiedenen pn-Sperrsichten innerhalb eines Siliciumkristalls. Abb. 1 zeigt

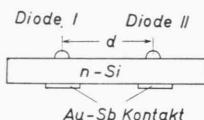


Abb. 1. Anordnung der zwei legierten pn-Sperrsichten auf dem scheibenförmigen Silicium-Einkristall. d ist jeweils bei den Meßkurven angegeben.

die für die Versuche gewählte Anordnung: einen Siliciumkristall mit zwei pn-Sperrsichten. In Abständen bis zu 14 mm sind jeweils auf solchen Kristallen zwei pn-Schichten durch das Legierungsverfahren (Alu-Legierung in n-Silicium, $1,5\text{ }\Omega\text{cm}$, $\text{EPD} < 5[\text{1}/\text{cm}^2]$) aufgebracht. Beide pn-Sperrsichten zeigen jede für sich eine sehr gute, scharf geknickte Sperrkennlinie. Unter der jeweiligen Sperrsicht befindet sich ein leierter Goldkontakt. Die Versuche wurden in einem lichtdichten Behälter bei 0°C durchgeführt.

Wird nun die erste pn-Schicht (Diode I) über einen $100\text{ k}\Omega$ -Widerstand in Sperrrichtung bis in den Beginn des Lawinendurchbruchs (instabiler Bereich) gleichspannungsmäßig vorgespannt, so entstehen durch das bistabile Verhalten des ersten (spannungsmäßig niedrigsten) MP dieser pn-Schicht Spannungsimpulse. Die Entstehung und der Zyklus der Spannungsimpulse ist an anderer Stelle beschrieben⁵. Die Durchbruchimpuls-

¹ R. H. HAITZ, Bull. Amer. Phys. Soc. 7, 536 [1962].
² I. RUGE U. G. KEIL, J. Appl. Phys., erscheint demnächst.
³ D. J. ROSE, Phys. Rev. 105, 413 [1957].

häufigkeit n_I hängt von der Ankunft von Minoritätsträgern in der Umgebung des Mikroplasmas (in Diode I) ab und ist bei konstanter Spannung, konstanter Temperatur und sonst unveränderten Schaltungsparametern konstant. Diese Durchbruchimpulshäufigkeit wird erhöht, wenn durch die zweite pn-Sperrsicht (Diode II) ein Sperrstrom J_{II} fließt, der größer als der Sperrsättigungsstrom ist. Abb. 2 zeigt das zugehörige Oszillosgramm. Im unteren Teil von Abb. 2 wird der Strom von Diode II geschrieben, welcher impulsartig über den

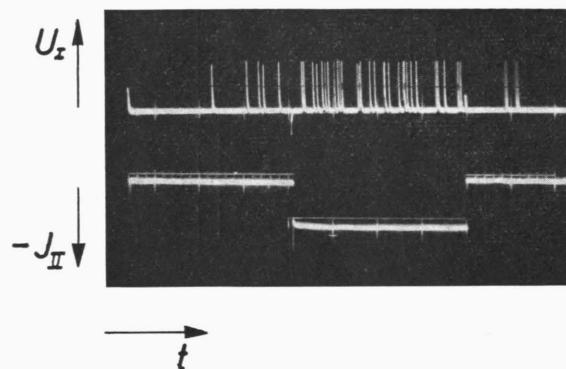


Abb. 2. Oszilloskopaufnahme. Unterer Strahl: Impulsförmiger Sperrstrom von Diode II ($-J_{II}$); Dauer des Stromimpulses 4 msec; Höhe des Stromimpulses ca. 3 mA. Oberer Strahl: Durchbruchimpulse des ersten Mikroplasmas von Diode I; Amplitude der Impulse ca. 1,5 Volt; $d = 1,7$ mm.

Sperrdurchbruchpunkt ausgesteuert wird. Der obere Teil des Bildes zeigt die Durchbruchimpulse vom ersten pn-Übergang. Eine Erhöhung dieser Impulshäufigkeit ist deutlich bemerkbar, wenn durch den 2. pn-Übergang ein Sperrstrom fließt. Eine exakte Messung der Impulshäufigkeit n_I in Abhängigkeit vom Sperrstrom J_{II} ist in Abb. 3 wiedergegeben.

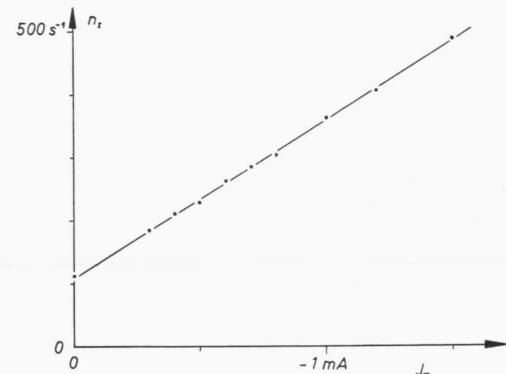


Abb. 3. Verlauf der Durchbruchimpulse n_I von Diode I über dem Sperrstrom J_{II} von Diode II. Abstand der beiden pn-Sperrsichten $d = 1,7$ mm; die Durchbruchspannung für Diode I und II betrug ungefähr 130 Volt.

⁴ A. G. CHYNOWETH U. K. G. MCKAY, J. Appl. Phys. 30, 1811 [1959].
⁵ R. J. MCINTYRE, J. Appl. Phys. 32, 983 [1961].



Um zu klären, inwieweit eine Temperaturerhöhung des gesamten Kristalls auf Grund des Sperrstromes von Diode II eine Minoritätsträgererhöhung und damit Zunahme der Impulshäufigkeit n_I zur Folge haben kann, wurde die Temperaturerhöhung bei der Legierungsstelle I bestimmt. Sie betrug maximal $2,7^\circ\text{C}$. Ein Versuch mit $J_{II}=0$ und einer Temperaturerhöhung des gesamten Kristalls von außen um 3°C ergab eine Steigerung von n_I um 5% der tatsächlich gemessenen Steigerung. Der Temperatureinfluß kann daher als vernachlässigbar klein angenommen werden.

Da die Diode II in Sperrrichtung vorgespannt war, konnte sie keine Minoritätsträger in den Kristall emittieren, sondern nur Majoritätsträger, die jedoch auf den in Sperrrichtung arbeitenden ersten pn-Übergang keinen Einfluß haben können.

Auch bei dem Betrieb von Diode II in Durchlaßrichtung konnte über eine Entfernung von 9,5 mm eine Erhöhung der Impulshäufigkeit n_I gemessen werden

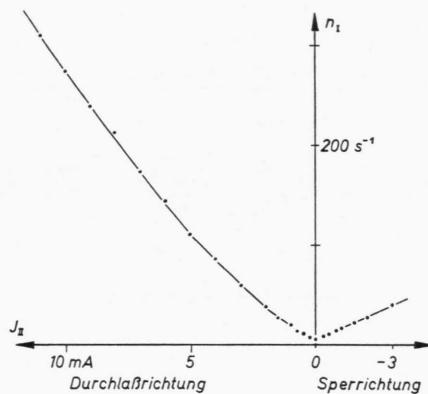


Abb. 4. Verlauf der Durchbruchimpulse n_I über Durchlaßstrom und Sperrstrom von Diode II. Abstand der beiden pn-Sperrsichten $d=9,5$ mm; U_{BI} und U_{BII} ca. 130 Volt.
Sperrrichtung

⁶ R. F. RUTZ, Proc. I. E. E. **51**, 470 [1963].

⁷ J. R. HAYNES u. W. C. WESTPHAL, Phys. Rev. **101**, 1676 [1956].

⁸ A. G. CHYNOWETH, private Mitteilung.

⁹ R. J. KEYES u. T. M. QUIST, Proc. I. R. E. **50**, 1822 [1962].

(Abb. 4). Es ist dabei zu beachten, daß im Durchlaßbetrieb von Diode II Minoritätsträger in den Kristall emittiert werden, die zu Diode I diffundieren oder driften und damit n_I erhöhen könnten. Eine überschlägige Kalkulation zeigt, daß eine Erhöhung von n_I durch diese Träger erst innerhalb einiger msec stattfinden würde. Wie experimentell festgestellt werden konnte, trat die beobachtete gegenseitige Beeinflussung auch im Durchlaßfall schon nach einer Zeit von weniger als $10\ \mu\text{sec}$ in voller Höhe auf. Bei allen vermessenen Versuchskristallen wurde die in Abb. 4 wiedergegebene Form der beiden Kurven beobachtet: lineare Abhängigkeit n_I von J_{II} bei Sperrbetrieb der Diode 2 und superlineare Abhängigkeit bei Durchlaßbetrieb. Mit Rücksicht auf thermische Zerstörung der relativ kleinen Legierungsstelle von Diode II wurde der Sperrstrom J_{II} nicht beliebig hoch gewählt.

Der Energieübertragungsmechanismus scheint hier derselbe zu sein wie beim „optischen Transistor“, der bisher nur aus GaAs hergestellt wurde⁶. Der ultrarote Anteil der Rekombinationsstrahlung⁷ bzw. der Mikroplasmastrahlung des stromführenden zweiten pn-Überganges erzeugt freie Ladungsträger in der Umgebung des ersten pn-Überganges. Obwohl die Ausbeute an Rekombinationsstrahlung von in Sperrrichtung leitenden Si-pn-Sperrsichten mit 10^{-4} pro Elektron⁸ gegenüber der von GaAs-pn-Sperrsichten mit fast 50%⁹ wesentlich geringer ist, konnte ein ladungsträgerfreier Energietransport zwischen zwei Si-pn-Sperrsichten bei Strömen von nur einigen mA bis zu 14 mm¹⁰ festgestellt werden. Allerdings ist vermutlich die Absorption des UR-Anteils der Rekombinationsstrahlung in der Umgebung von Mikroplasmen auf Grund der dort vorherrschenden erhöhten Haftstellendichte¹¹ besonders stark.

Für die Aufgabenstellung und fördernde Hinweise danken wir Herrn Prof. M. KNOLL, für wertvolle Anregungen G. KEIL und H. SIGMUND und für die Herstellung der legierten Dioden K. KRUMM.

¹⁰ Dieser Wert stellt sicher keine Grenze dar, er ist im vorliegenden Fall durch die Abmessungen der Si-Scheibchen gegeben.

¹¹ W. SHOCKLEY, Proc. Int. Conf. on Semiconductor Physics, Prague, Czechoslovakia (September 1960).