

Ladungsträgerfreie Energieübertragung zwischen zwei pn-Sperrschichten in einem Siliciumkristall

VON INGOLF RUGE UND RÜDIGER CONRADT

Institut für Technische Elektronik der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforschg. **18 a**, 1016—1017 [1963]; eingeg. am 6. August 1963)

Ein ladungsträgerfreier Energietransport ist in Silicium bisher nur bei einer pn-Sperrschicht 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 Entfernungen bis zu 300 μ 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 Entladungskanal 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-Sperrschichten innerhalb eines Siliciumkristalls. Abb. 1 zeigt

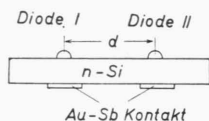


Abb. 1. Anordnung der zwei legierten pn-Sperrschichten auf dem scheibenförmigen Silicium-Einkristall. d ist jeweils bei den Meßkurven angegeben.

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

Wird nun die erste pn-Schicht (Diode I) über einen 100 k Ω -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 Durchbruchimpulse

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-Sperrschicht (Diode II) ein Sperrstrom J_{II} fließt, der größer als der Sperr-sättigungsstrom ist. Abb. 2 zeigt das zugehörige Oszillogramm. Im unteren Teil von Abb. 2 wird der Strom von Diode II geschrieben, welcher impulsartig über den

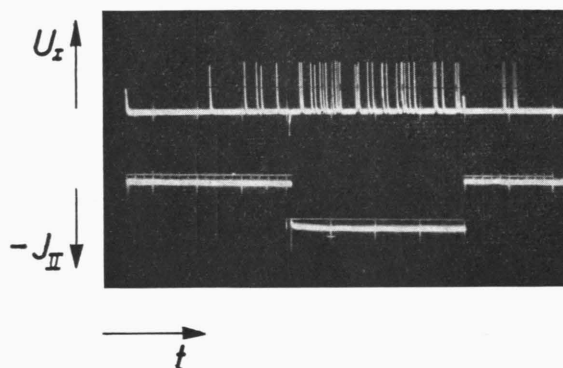


Abb. 2. Oszillographenaufnahme. Unterer Strahl: Impulsförmiger Sperrstrom von Diode II ($-J_{II}$); Dauer des Stromimpulses 4 msec; Höhe des Stromimpulses ca. 3 mA. Oberer Strahl: Durchbruchimpulse des ersten Mikroplasmas von Diode I; Amplitude der Impulse ca. 1,5 Volt; $d=1,7$ mm.

Sperrdurchbruchpunkt angesteuert 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.

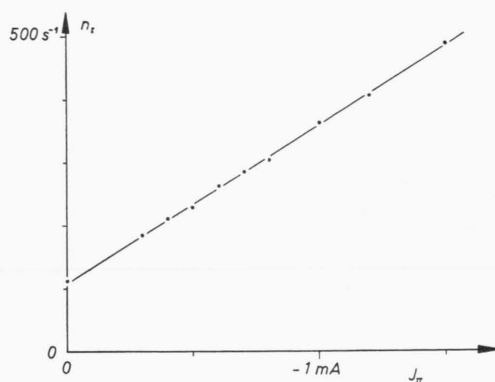


Abb. 3. Verlauf der Durchbruchimpulse n_I von Diode I über dem Sperrstrom J_{II} von Diode II. Abstand der beiden pn-Sperrschichten $d=1,7$ mm; die Durchbruchspannung für Diode I und II betrug ungefähr 130 Volt.

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].

⁴ A. G. CHYNOWETH u. K. G. MCKAY, J. Appl. Phys. **30**, 1811 [1959].

⁵ R. J. MCINTYRE, J. Appl. Phys. **32**, 983 [1961].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

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 Sperrichtung vorgespannt war, konnte sie keine Minoritätsträger in den Kristall emittieren, sondern nur Majoritätsträger, die jedoch auf den in Sperrichtung 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

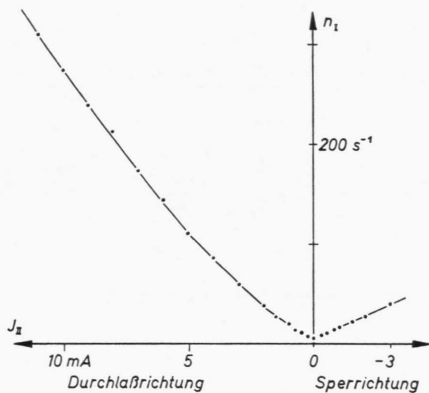


Abb. 4. Verlauf der Durchbruchimpulse n_I über Durchlaßstrom und Sperrstrom von Diode II. Abstand der beiden pn-Sperrschichten $d=9,5$ mm; U_{BI} und U_{BII} ca. 130 Volt.

(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 Sperrichtung leitenden Si-pn-Sperrschichten mit 10^{-4} pro Elektron⁸ gegenüber der von GaAs-pn-Sperrschichten mit fast 50%⁹ wesentlich geringer ist, konnte ein ladungsträgerfreier Energietransport zwischen zwei Si-pn-Sperrschichten bei Strömen von nur einigen mA bis zu 14 mA¹⁰ 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.

⁶ R. F. RUTZ, Proc. I. E. 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].

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).