

Plasmaresonanzemission, angeregt durch Licht in Silber

P. SCHREIBER und H. RAETHER

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

(Z. Naturforschg. **21 a**, 2116—2117 [1966]; eingeg. am 1. Dezember 1966)

Bestrahlt man eine dünne Silberschicht (200—800 Å) mit weißem Licht, welches die Plasmafrequenz von Silber (\cong ungefähr 3300 Å) enthält, so beobachtet man allseitig eine Lichtemission mit der Plasmafrequenz^{1, 2}. Voraussetzung ist die Einstrahlung unter einem Winkel α größer als 0° gegen die Foliennormale (s. Abb. 1)

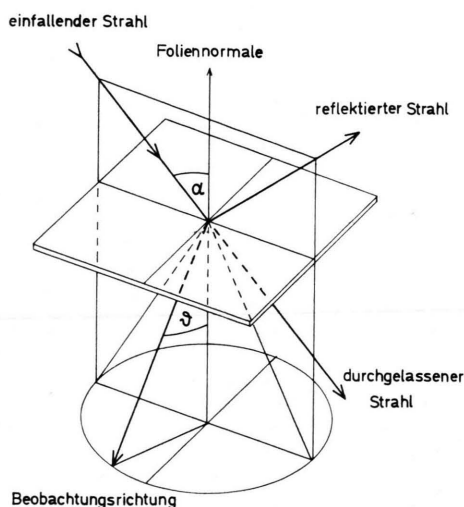


Abb. 1. Prinzip des Strahlenverlaufes.
 α = Einfallswinkel, ϑ = Beobachtungswinkel.

und von parallel zur Einfallsebene polarisiertem Licht, damit der elektrische Vektor des Lichtes eine Komponente in der Foliennormalen hat, so daß unter der Wirkung dieses elektrischen Feldes die Metallelektronen zu Plasmaschwingungen angeregt werden. Diese Strahlung ist in der Beobachtungsebene polarisiert, ihre Intensität ist eine Funktion des Winkels ϑ zwischen der Beobachtungsrichtung und der Foliennormalen und hat bei $\vartheta \approx 30^\circ$ ein Maximum, sie verschwindet in Richtung der Foliennormalen und senkrecht hierzu und ist symmetrisch zur Foliennormalen. Bei ca. 300 Å Dicke der Silberschicht erreicht die Strahlungsintensität ein Maximum³.

Um über die Natur dieser PREL [Plasmaresonanzemission, angeregt durch Licht im Gegensatz zur

Plasmaresonanzemission, angeregt durch Elektronen (PREE)] Genauerer zu erfahren, wurde durch Verbesserung der Versuchsanordnung (höhere Auflösung, Reduktion des Streuuntergrundes durch Beobachtung außerhalb der Einfallsebene^{2, 4}) die Meßgenauigkeit erhöht. Hieraus ergab sich die genaue Lage, Gestalt und Halbwertsbreite der Resonanzlinie.

Zunächst wurde eine Silberfolie von 400 Å Dicke mit schmalbandigem Licht einer Halbwertsbreite von 10 Å bestrahlt. In Schritten von 15 Å konnte man die Wellenlänge dieses Lichtes zwischen 3200 Å und 3320 Å ändern. Innerhalb einer Meßgenauigkeit von 2 Å entsprechend einer Energieänderung von 2,3 meV trat in der Streustrahlung weder eine Frequenzverschiebung noch eine Linienverbreiterung auf. Selbst mit der sehr scharfen Cadmium-Linie (3261 Å) ließ sich keine Verschiebung oder Verbreiterung feststellen. Es wird also durch Einstrahlung eines gegenüber der Halbwertsbreite der Plasmaresonanzlinie schmalen Lichtbandes die Plasmaresonanzlinie nicht in ihrer gesamten Breite angeregt, sondern nur entsprechend der eingestellten Bandbreite.

Ein weiterer Versuch gab über die relative Intensität I/I_0 der PREL in Abhängigkeit von der Wellenlänge Auskunft (I_0 ist die Intensität des eingestrahnten Lichtes). Trägt man I/I_0 bei Einstrahlung mit Licht von 15 Å Halbwertsbreite bei variierender Wellenlänge auf (s. Meßpunkte in Abb. 2), so erhält man das Profil der

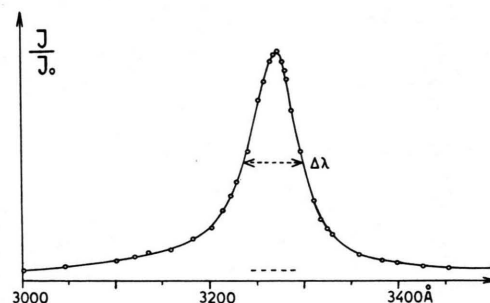


Abb. 2. Die Meßpunkte geben die relative Intensität I/I_0 der PREL (I_0 ist die Intensität des einfallenden Lichtes) in Abhängigkeit von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes (Halbwertsbreite = 15 Å) an. $\alpha = 23^\circ$, $\vartheta = 40^\circ$, $T = 20^\circ \text{C}$.

Plasmaresonanzlinie. Das Maximum liegt bei der Wellenlänge $\lambda_p = 3270 \pm 4 \text{ Å}$, was einer Energie von $3,792 \pm 0,005 \text{ eV}$ entspricht. Die Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ beträgt $62 \pm 3 \text{ Å}$ entsprechend $0,072 \pm 0,004 \text{ eV}$ ⁵. An derselben Folie wurde anschließend der Versuch mit weißem Licht wiederholt. Es ergaben sich dieselben Werte für λ_p und $\Delta\lambda$.

¹ J. BRAMBRING u. H. RAETHER, Phys. Rev. Letters **15**, 882 [1965].

² J. BRAMBRING u. H. RAETHER, Z. Phys., im Erscheinen.

³ Eine Bestätigung dieser Ergebnisse findet man bei ⁴.

⁴ W. STEINMANN, J. HOFMANN u. K. STETTMAIER, Phys. Letters **23**, 234 [1966].

⁵ Hiermit in Übereinstimmung ist die Halbwertsbreite des Volumenverlustes von Ag ($\hbar\omega = 3,78 \pm 0,02 \text{ eV}$, J. DANIELS, Z. Naturforschg. **21 a**, 662 [1966]), die zwischen 60 und 90 meV liegt (nach Messungen von J. DANIELS mit dem HARTLSCHEN Monochromator hoher Auflösung).



Das obige Verhalten entspricht dem eines Resonators. Die Umlenkung des ankommenden Photons in die verschiedenen Richtungen findet durch Impulsabgabe an das Gitter statt. Daß die Strahlung in diesen Richtungen (von den Reflexions- und Durchstrahlrichtungen abgesehen) nicht durch Interferenz ausge-

löscht wird, wie es bei einer glatten Oberfläche zu erwarten ist, bedarf noch der genaueren Klärung⁶.

⁶ Nach einer persönlichen Mitteilung von Prof. R. A. FERRELL und Prof. E. A. STERN ist es notwendig, die Rauigkeit der Oberfläche in Betracht zu ziehen.

Graphit als Schmelztiegel für Halbleiter-Silicium

A. MÜHLBAUER und H. H. KOCHER

Institut für Elektrowärme der Technischen Hochschule
Hannover

(Z. Naturforschg. **21 a**, 2117—2119 [1966]; eingeg. am 3. Dezember 1966)

Stabförmige Siliciumeinkristalle größeren Durchmessers werden häufig im CZOCHRALSKI-Verfahren aus dem Tiegel gewonnen. Als Tiegelwerkstoff wird hierbei im allgemeinen besonders reines Quarzglas verwendet, das jedoch bei den zur Anwendung kommenden hohen Temperaturen mit der Schmelze reagiert und diese derart mit Sauerstoff verunreinigt, daß die Herstellung hochreinen Siliciums in solchen Tiegeln nicht möglich ist. Es ist daher von Interesse festzustellen, ob andere in Frage kommende Materialien zu besseren Ergebnissen führen. Neben Schmelztiegeln aus Berylliumoxid, Siliciumcarbid und Siliciumnitrid, über deren Verhalten beim Schmelzen von Silicium an anderer Stelle berichtet wird¹, wurden von uns auch Tiegel aus verschiedenartigen Graphiten untersucht. Es standen Tiegel aus Elektrographit, die mit einer pyrolytisch aufgetragenen Hartkohleschicht versehen waren² (im folgenden Hartkohletiegel genannt), solche aus sogen. Glaskohle^{2,3} und einige aus reinem Pyrographit³ zur Verfügung (Abb. 1 *).

Silicium und Kohlenstoff

Die große Affinität beider Elemente zueinander läßt zunächst vermuten, daß eine Verwendung von Kohletiegeln für das Schmelzen von Silicium von vornherein ausgeschlossen ist. In der Tat wird auch normaler Graphit der Dichte 1,5 bis 1,6 g/cm³ vom schmelzflüssigen Silicium sehr schnell völlig durchdrungen und in Siliciumcarbid umgewandelt. Durch Verwendung von Graphiten höherer Dichte ist dies jedoch vermeidbar, wenn gleich bei Temperaturen höher als 1950 °C auch solche Graphite nicht dicht gegen Silicium sind⁴. SCACE und SLACK⁵ haben sich mit diesen Verhältnissen eingehend befaßt, und das von ihnen aufgestellte Phasendiagramm des Systems Silicium—Kohlenstoff (Abb. 2) erlaubt die Erklärung vieler Erscheinungen, die bei der Untersuchung von Graphittiegeln auftreten. Da nun

andererseits bekannt ist, daß Siliciumeinkristalle durch Kohlenstoffgehalte bis zu 80 µg C/g Si nicht gestört werden⁶, wäre ein Schmelztiegel aus Graphit, der sich innen mit einer dünnen Schicht feinkristallinen Siliciumcarbides überzieht, als geeignet denkbar, wenn die höhere Kohlenstoffkonzentration an der heißen Tiegelfwand von der Erstarrungsfront des Kristalls ferngehalten werden kann. Sollten sich in der Schmelze an kühleren Stellen spontan Carbidkeime bilden, die aber von der Grenzfläche zwischen Schmelze und Kristall genügend weit entfernt sind, so würden diese Kristalle auf den Tiegelboden sinken und dabei je nach Umgebungstemperatur weiteren Kohlenstoff an sich binden oder wieder abgeben⁷. So und nur so ist ein Kristallziehvorgang im Kohletiegel denkbar, der naturgemäß in einem größeren Tiegel leichter einzuleiten ist als in einem kleinen.

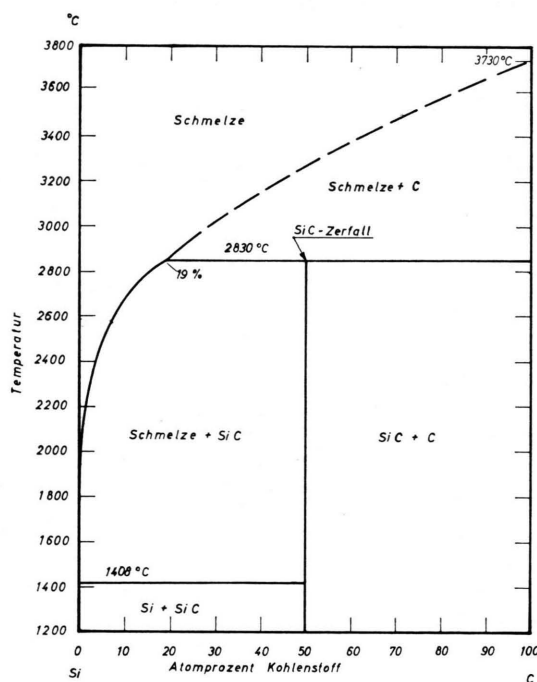


Abb. 2. Phasendiagramm des Systems Silicium—Kohlenstoff für Drücke über 108 Atmosphären (nach SCACE und SLACK⁵).

¹ H. H. KOCHER u. A. MÜHLBAUER, Int. Z. Elektrowärme **25**, H. 2 [1967].

² Fabrikat der Schunk & Ebe GmbH, Gießen.

³ Fabrikat der Deutschen Carbone AG, Frankfurt a. M.

* Abb. 1 und 3—8 auf Tafel S. 2120 a, b.

⁴ R. C. ELLIS, JR., Silicon Carbide a High Temperature Semiconductor, Pergamon Press, Oxford 1960.

⁵ R. I. SCACE u. G. A. SLACK, J. Chem. Phys. **30**, 1551 [1959].

⁶ N. SCHINK, Solid-State Electron. **8**, 767 [1965].

⁷ W. C. DASH, J. Appl. Phys. **29**, 736 [1958].