

**RELAXATION DER OBERFLÄCHENPHOTOSPANNUNG
AUF REINEN SILIZIUMSPALTFLÄCHEN**

Von der Fakultät für Mathematik und Naturwissenschaften
der Universität Hannover

zur Erlangung der Würde eines

Doktors der Naturwissenschaften

– Dr. rer. nat. –

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Phys. Werner Kuhlmann

geboren am 15. 3. 49 in Kolenfeld

1979

Referent : Prof. Dr. M. Henzler

Korreferent: Prof. Dr. B. Brehm

Tag der mündl. Prüfung: 28.5.1979

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	
1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	
2.1 Die Halbleiteroberfläche im Gleichgewichtsfall	4
2.2 Entstehung der Oberflächenphotospannung	6
3. Experimenteller Aufbau	
3.1 Präparation der Kristalle	10
3.2 Messung der Oberflächenphotospannung	11
3.3 Elektrischer Meßkreis	13
3.4 Lichtquellen für die Anregung	16
3.5 Vakuumapparatur und Kristallhalter	19
3.6 Meßablauf	22
4. Numerische Auswertung	
4.1 Relaxation im nichtlinearen Fall	27
4.2 Auswertung der Meßkurven	29
5. Meßergebnisse	
5.1 Anregung von Oberflächenzuständen	
5.1.1 reine Spaltfläche, Oberflächenanregung, n-Silizium	31
5.1.2 reine Spaltfläche, Oberflächenanregung, p-Silizium	32
5.1.3 Anregung von Oberflächenzuständen nach Wasseradsorption	33
5.2 Grundgitteranregung	
5.2.1 reine Spaltfläche, n-Silizium	33
5.2.2 Spaltfläche nach Wasseradsorption, n-Si	35
5.2.3 reine Spaltfläche, p-Silizium	36
5.2.4 Adsorption von Sauerstoff, p-Silizium	37
5.2.5 Anregung mit $\lambda > 1.1 \mu\text{m}$, reine Spaltfläche und Wasseradsorption, p-Silizium	37

6.	Auswertung und Diskussion	
6.1	Oberflächenphotospannung bei Oberflächen- anregung im stationären Fall	64
6.2	Meßwerte im stationären Fall	78
6.3	Relaxation der Oberflächenphotospannung bei Oberflächenanregung	80
6.4	Wasseradsorption bei Oberflächenanregung	92
6.5	Konsequenzen aus den Meßergebnissen bei Oberflächenanregung	92
6.6	Grundsätzliche Überlegungen zur Grundgitter- anregung	97
6.7	n-Silizium, reine Spaltfläche	98
6.8	n-Silizium nach Wasseradsorption	100
6.9	p-Silizium, reine Spaltfläche	101
6.10	p-Silizium nach Sauerstoff- oder Wasser- adsorption	103
7.	Schluß	104
8.	Anhang	
	Literaturverzeichnis	106
	Schaltpläne	108
	Computerprogramme	110

Nomenklatur

E_F	Fermienergie
E_i	Fermienergie bei reiner Eigenleitung
e	Elektronenladung
$F(u, u_B)$	Raumladungsfunktion siehe 2.7
$F_{n/p}$	Ladungsfluß senkrecht zur Oberfläche
$G(u_S, u_B)$	Raumladungsfunktion siehe 2.10
G_{i-j}	Generationsrate von i nach j
h	Plancksches Wirkungsquantum
I	Photonenstrom
k	Boltzmannkonstante
L_D	Debyelänge
n	Elektronenkonzentration
N	Zustandsdichte
p	Löcherdichte
Q_{SS}	Ladung in Oberflächenzuständen (surface states)
Q_{SC}	Ladung in Raumladungszone (space charge)
$r_{V/C}$	Übergangswahrscheinlichkeit
T	absolute Temperatur
$U_{i \rightarrow j}$	Nettoübergangsrate von i nach j
u	$= (E_F - E_i) / kT$
v	$= u - u_B$
z	Koordinate senkrecht zur Oberfläche
γ	$\gamma_n = \exp((E_{Fn} - E_F) / kT)$ $\gamma_p = \exp((E_F - E_{Fp}) / kT)$
λ	Wellenlänge
μ	Beweglichkeit
ν	Frequenz
ρ	Ladungsdichte
σ	Leitfähigkeit
τ	Lebensdauer
ϕ	Austrittsarbeit
χ	Elektronenaffinität
ψ	elektrostatistisches Potential

Indizes

B	Bulk
S	Surface
i	intrinsic
C	Conduction band
V	Valence band
D	Donator
A	Akzeptor
t	Trap
SC	Space Charge
SS	Surface States

Abkürzungen

SPV	Surface photo voltage
ELS	Electron loss spectroscopy
UPS	Ultraviolet photo electron spectroscopy
XPS	X-ray photo electron spectroscopy
PC	Photo conductivity
IRS	Infrared reflexion spectroscopy
UHV	Ultra hoch vakuum

Zusammenfassung

Auf reinen Siliziumspaltflächen wurde im Ultrahochvakuum der zeitliche Verlauf der Oberflächenphotospannung (SPV) nach Abschalten der Beleuchtung aufgenommen, wobei Proben-temperatur und -dotierung, sowie Wellenlänge (Oberflächen-zustands- und Grundgitterabsorption) und Intensität der Anregung variiert wurden. Zusätzliche Information ergab die Adsorption von Wasserdampf oder Sauerstoff auf die reine Spaltfläche. Aus den Ergebnissen können weitgehende Schlüsse auf den Ladungsaustausch der Oberfläche und die Rekombination geschlossen werden. Es wird eine Formel für die SPV bei Oberflächenanregung abgeleitet, die neben den Kristalldaten des thermischen Gleichgewichtes als Variablen nur die Generationsraten in und aus den Zuständen beinhaltet. Am Zustandekommen des Signals ist nur jeweils ein Volumenband beteiligt, wobei dessen Ladungsübergang mit den Zuständen die Relaxation steuert.

Die Relaxationszeiten im Kleinsignalfall bei Oberflächenanregung betragen

$$\tau_n = 5.6 \cdot 10^{-16} \exp\left(\frac{0.61 \pm 0.05 \text{ eV}}{k T}\right) \quad \text{für n-Silizium}$$

$$\tau_p = 7.3 \cdot 10^{-16} \exp\left(\frac{0.45 \pm 0.04 \text{ eV}}{k T}\right) \quad \text{für p-Silizium}$$

Der Einfangquerschnitt für Photonen kann größenordnungs-mäßig mit

$$K_{Ph}^t = 1 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2 \quad \text{für den Übergang Zust.-Leit.bd}$$

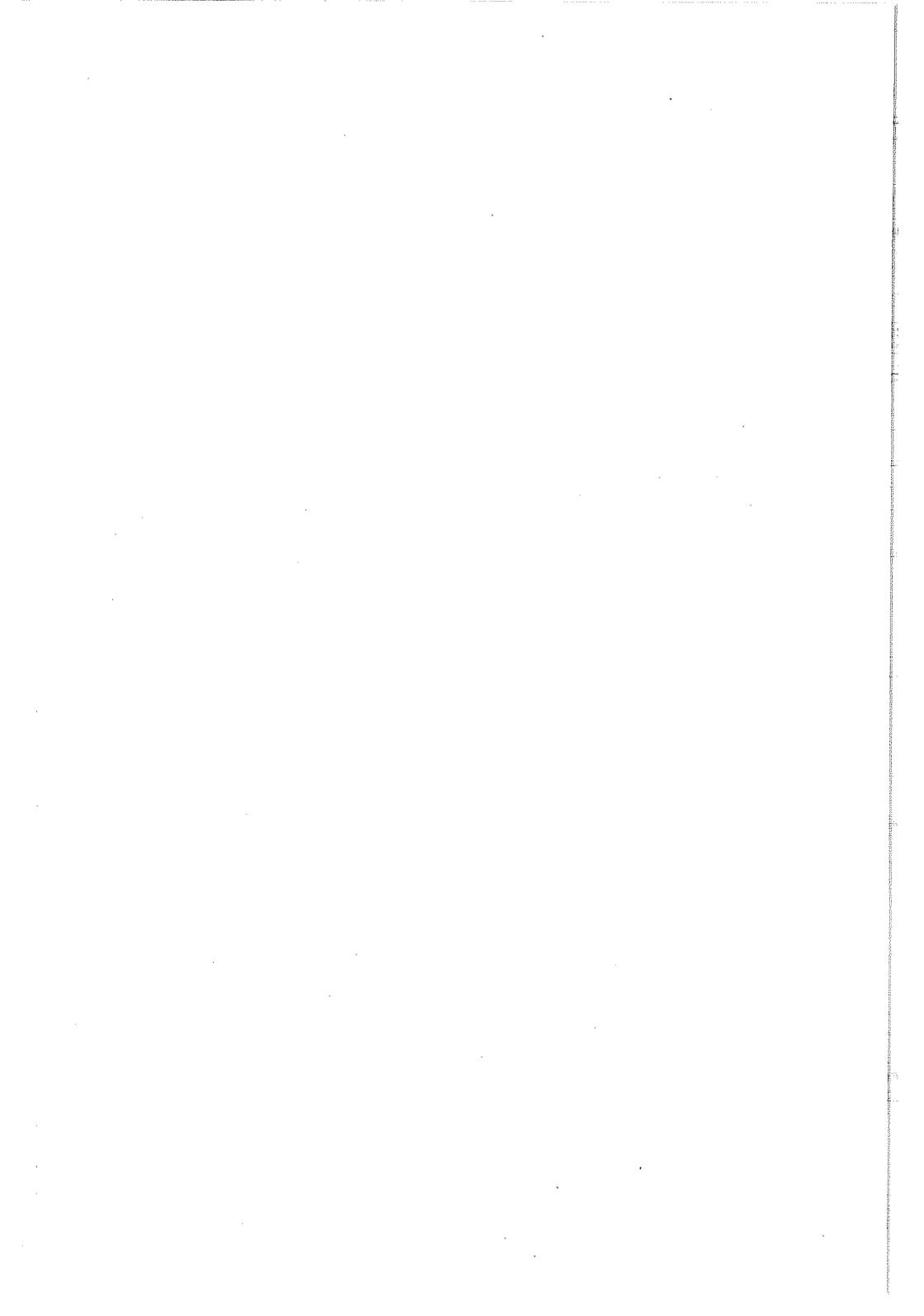
und $K_{Ph}^V = 1 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ für den Übergang Val.bd-Zustände

angegeben werden. Für die Rekombination gelten bei bestimmten modellmäßigen Annahmen die Übergangswahrscheinlichkeiten

$$r_C = 2 \cdot 10^{-11} \exp\left(\frac{0.23 \text{ eV}}{kT}\right) \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \text{ ins Leitungsbd}$$

und $r_V = 1 \cdot 10^{-10} \exp\left(\frac{-0.08 \text{ eV}}{kT}\right) \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \text{ ins Valenzbd.}$

Auf der Grundlage dieser Daten und Modelle können alle Relaxationskurven numerisch nachvollzogen werden.



1. Einleitung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung von elektronischen Eigenschaften der reinen, im Ultrahochvakuum hergestellten Siliziumspaltflächen. Silizium gehört zu den am besten untersuchten Halbleitern, einmal, weil die Elementarhalbleiter Silizium und Germanium die ersten technisch beherrschten Halbleiter waren, zum anderen wird Silizium auch heute mengenmäßig am weitesten häufigsten verwendet. Die reine Spaltfläche hat besonderes wissenschaftliches Interesse, da sie überall genau reproduzierbar hergestellt werden kann und sich daher vorzüglich als Modellobjekt eignet.

Die ersten zuverlässigen Messungen an wirklich reinen Spaltflächen mit einer 2×1 Überstruktur wurden von Allen und Gobeil (1-3) durchgeführt. Ziel war die Bestimmung der Lage des Fermi-niveaus an der Oberfläche durch Vergleich der thermischen und der optischen Austrittsarbeit. Später wurde hierfür auch die Messung der Oberflächenleitfähigkeit angewendet (4-6). Als Ergebnis fand man, daß das Fermi-niveau nahezu unabhängig von Volumendotierung und Temperatur bei $u_{gkT} = (E_F - E_1) = -0.23$ eV liegt. Dies ist nur erklärbar durch eine sehr hohe Dichte von Oberflächenzuständen in der Nähe des Fermi-niveaus. Eine Präzisierung lieferten Feldeffektmessungen (5), die eine minimale Dichte von $10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ forderten.

Der logisch nächste Schritt war der Versuch, die energetische Lage und Verteilung dieser Oberflächenzustände zu bestimmen, wozu sich spektroskopische Methoden anbieten. Chiarotti (7) bestimmte den spektralen Oberflächenabsorptionskoeffizienten für Infrarotanregung durch innere Vielfachreflexion (IRS). Er erhielt ein charakteristisches Maximum mit einer Schwellenergie von 0.26 eV, welches als Übergang zwischen zwei Oberflächenzustandsbändern interpretiert wurde. Auf das gleiche Ergebnis kamen Froitzheim, Ibach und Mitarbeiter mit hochauflösender Elektronenverlustspektroskopie (ELS) (8,9). Müller und Mönch fanden durch direkte Anregung von

Oberflächenzuständen ein Photoleitungssignal (10), das durch Generation von Elektronen aus dem Valenzband in leere Oberflächenzustände entsteht und eine Schwellenergie von 0.55 eV aufweist. Mit Hilfe der spektralen Oberflächenphotospannung (SPV) (Änderung der Austrittsarbeit bei Beleuchtung) konnte Clabes sowohl den Übergang vom Valenzband in Oberflächenzustände (Schwellenergie 0.56 eV), wie auch von den Zuständen ins Leitungsband (Schwellenergie 0.78 eV) direkt nachweisen (11).

Damit ergibt sich das folgende Gesamtbild: es existieren auf der reinen Spaltfläche zwei Oberflächenzustandsbänder, wobei die Unterkante des oberen, leeren Bandes einen Abstand von 0.56 eV vom Valenzband besitzt, dann folgt eine 0.2 eV breite verbotene Zone, unter der sich das untere, besetzte Band anschließt. Dessen Oberkante hat einen energetischen Abstand von 0.78 eV zum Leitungsband. Dieses Ergebnis wird modifiziert, sobald die Oberfläche nicht mehr glatt ist, sondern atomare Stufen aufweist. Sowohl UPS-Spektren (12) wie SPV-Messungen (13) weisen darauf hin, daß eine zunehmende Stufendichte (in $11\bar{2}$ - Richtung) zur Verschiebung des Fermi-niveaus in Richtung Valenzband führt.

Von Seiten der Theorie wurden mit unterschiedlichen Ansätzen (14-18) Bandstrukturechnungen durchgeführt, die alle ein mit der verbotenen Zone überlappendes Oberflächenzustandsband ergaben. Bei Berücksichtigung des zuerst von Haneman (19) für die 2×1 Überstruktur vorgeschlagenen Modells von abwechselnd angehobenen bzw. abgesenkten Oberflächenatomen zeigte sich eine Aufspaltung in zwei Subbänder (15,17). Auch Rechnungen von Stufenzuständen (20,21) bestätigen die experimentellen Ergebnisse voll.

Alle bisher behandelten Parameter der Oberflächenzustände waren statische Größen. Daher erscheint es folgerichtig, im nächsten Schritt die dynamischen Größen der Oberfläche zu bestimmen. (Übergangsraten, Rekombinationsgeschwindigkeit etc) Diesem Ziel soll die vorliegende Arbeit dienen.

Die Anwendbarkeit von SPV-Transientenkurven zur Bestimmung von Oberflächenparametern wurde schon von Lagowski, Balestra und Gatos gezeigt (22,23). Diese Gruppe untersuchte Cd S, später auch Ga As Oberflächen (24), mit Zeitkonstanten im Sekunden und Minutenbereich. Heilig regte, bei Atmosphärendruck, geätzte Si-Kristalle mit Blitzentladung an (25), oszillographierte den zeitlichen SPV-Verlauf und untersuchte so das Großsignalverhalten der Oberfläche. Die vorliegende Arbeit untersucht p- und n-dotierte Siliziumkristalloberflächen im UHV. Angeregt wurden sowohl allein die Oberflächenzustände wie auch die Grundgitterabsorption bei Variation der Kristalltemperatur, der Intensität und Dauer der Lichtpulse, sowie der Oberflächenbeschaffenheit (durch gezielte Adsorption von Gasen).

2. Theoretische Grundlagen

Im folgenden Kapitel sollen die wichtigsten theoretischen Grundlagen der vorliegenden Arbeit kurz angerissen werden, eine ausführliche Darstellung findet sich z.B. bei Frankl (26).

2.1 Die Halbleiteroberfläche im Gleichgewichtsfall

Die Halbleiteroberfläche ist geprägt vom plötzlichen Abbruch der Periodizität des Volumengitters. Dieser allein genügt schon, das Auftreten von Oberflächenzuständen zu erklären. Eine Ladung in diesen Zuständen ruft eine entgegengesetzte Raumladung hervor, damit ist die Ladungsträgerkonzentration nicht mehr ortsunabhängig. Mathematisch beschreibt man diese Situation mit einer Poisson-Gleichung

$$\nabla^2 \psi = - \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \rho \quad 2.1$$

welche das elektrostatische Potential ψ mit der Raumladungsdichte ρ verbindet. Die Potentialdifferenz läßt sich direkt aus der mit ihr verbundenen Bandverbiegung ablesen (z sei Koordinate senkrecht zur Oberfläche)

$$\psi(z) = \frac{E_F - E_i(z)}{e} + \text{const.}$$

Es hat sich als zweckmäßig herausgestellt, Energien bzw. Energiedifferenzen auf Einheiten von kT zu beziehen. So wird definiert

$$u = \frac{E_F - E_i}{kT} \quad E_i = \text{Fermi-niveau im Fall reiner Eigenleitung}$$

und somit gilt für die Poisson-Gleichung

$$\nabla^2 u = \frac{-e}{\epsilon \epsilon_0 kT} \rho(u) \quad 2.2$$

Die Ladungsdichte ρ ist dann einfach

$$\rho = e (p - n + N_D f_D^+ - N_A f_A^-) \quad 2.3$$

also die Summe aus Löcherdichte p minus Elektronendichte n und der Dichte der Donatoren N_D mal deren Ionisationswahrscheinlichkeit f_D^+ minus Anzahl der geladenen Akzeptoren.

Für den hier interessierenden Fall nicht zu niedriger Temperaturen und Nichtentartung können die Verhältnisse beträchtlich vereinfacht werden. Dann gilt die klassische Boltzmann-Statistik und die flachen Störstellen sind vollständig dissoziiert. Tiefe Störstellen sind in reinem Material nur in vernachlässigbarer Konzentration enthalten. Daher folgt

$$p = n_i e^{-u} \quad n = n_i e^u \quad f_D^+ = f_A^- = 1 \quad 2.4$$

Die Poissongleichung läßt sich jetzt mit der Randbedingung $(du/dz) \rightarrow 0$ für $u \rightarrow u_{\text{Bulk}}$ integrieren, und man erhält

$$L_D \left(\frac{du}{dz} \right) = F(u, u_B) \quad 2.5$$

mit
$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 kT}{2e^2 n_i}} \quad \text{"Debye-Länge"} \quad 2.6$$

$$\text{und } F(u, u_B) = \pm \sqrt{2} \sqrt{\cosh u - \cosh u_B + (u_B - u) \sinh u_B} \quad 2.7$$

Das Vorzeichen von $F(u, u_B)$ folgt aus

$$+ \text{ für } u < u_B \quad ; \quad - \text{ für } u > u_B.$$

Beide Funktionen, L_D und $F(u, u_B)$, sind für die Beschreibung der Oberfläche sehr nützlich. So beträgt zum Beispiel die Raumladung Q_{SC} der Oberfläche

$$Q_{SC} = \epsilon \epsilon_0 E = 2 e n_i L_D F(u_S, u_B) \quad 2.8$$

Die Ladung in den Zuständen Q_{SS} ist dieser Ladung entgegengesetzt gleich: $Q_{SS} + Q_{SC} = 0$ (Neutralität).

Je nach Verhältnis der Ladungsträgerdichte der Raumladung zur Majoritätsträgerdichte unterscheidet man:

Halbleitertyp	n	p
Anreicherungsschicht	$n_S > n_B$	$p_S > p_B$
Inversionsschicht	$p_S > n_S$	$n_S > p_S$
Verarmungsschicht	$p_S < n_S < n_B$	$n_S < p_S < p_B$

Die Abb. 2.1 zeigt als Beispiel das Energieschema eines p-dotierten Kristalls mit Anreicherungsschicht.

Die Gesamtanzahl der in den beiden Bändern aufgrund der Bandverbiegung befindlichen Überschussladungsträger läßt sich durch Integration über die gesamte Raumladungszone gewinnen.

$$\begin{aligned}
 N &= \int_0^{\infty} (n - n_B) dz \\
 &= n_i L_D \int \frac{e^u - e^{u_B}}{F(u, u_B)} du \quad (u_S \text{ bis } u_B) \quad 2.9
 \end{aligned}$$

$$= n_i L_D \int \frac{e^{-u} - e^{-u_B}}{F(u, u_B)} du \quad 2.10$$

Das Integral in 2.10 dient als Definition einer anderen nützlichen Funktion, nämlich $G(u_S, u_B)$ (27). Es gilt dann

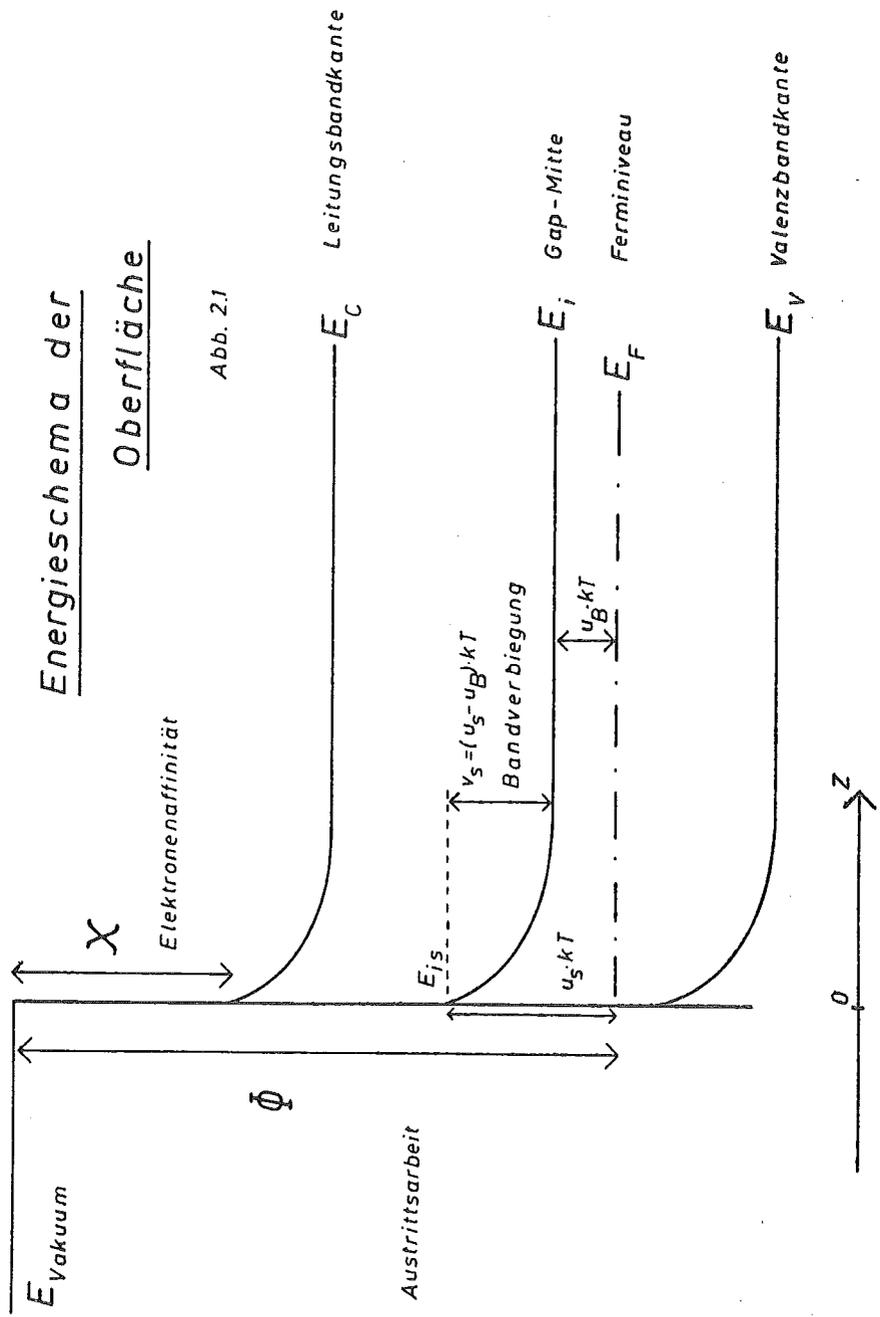
$$\Delta N = n_i L_D G(-u_S, -u_B) \quad 2.11$$

$$\Delta P = n_i L_D G(u_S, u_B) \quad 2.12$$

Die zuletzt behandelten Größen spielen bei der Berechnung der Oberflächenleitfähigkeit eine entscheidende Rolle.

2.2 Entstehung der Oberflächenphotospannung

Die Oberflächenphotospannung (SPV) ist definiert als die Änderung der Austrittsarbeit einer Halbleiteroberfläche



bei Bestrahlung mit Licht. Unter der plausiblen Annahme die Elektronenaffinität χ ändere sich nicht, ist diese Änderung allein auf eine Bandverbiegungsänderung aufgrund freigesetzter Ladungsträger zurückzuführen. Definitionsgemäß wird eine Verkleinerung der Austrittsarbeit als positive Photospannung bezeichnet, entsprechend eine Vergrößerung als negativ. Bei Anregung im Grundgitterbereich $h\nu > E_g$ kann man drei Effekte unterscheiden, die im folgenden kurz erläutert werden sollen.

Diffusionsanteil (Demberspannung) (28)

Das auftreffende Licht setzt Ladungsträgerpaare frei, die entsprechend dem im Kristall herrschenden Konzentrationsgradienten ins Innere diffundieren. Da die Beweglichkeit μ von Elektronen und Löchern aber im allgemeinen verschieden ist, wird sich als Folge der unterschiedlichen Diffusionsgeschwindigkeit ein elektrisches Feld aufbauen, also eine Bandverbiegung entstehen. Da im Silizium μ_n stets größer als μ_p ist, werden die Bänder immer nach unten gebogen, was einer positiven Photospannung entspricht. (siehe Abb.2.1, bei konstanter Elektronenaffinität bedeutet eine Bandabwölbung eine Verringerung der Austrittsarbeit)

Bandverbiegungsanteil

Existiert schon ohne Beleuchtung in der Oberflächenschicht ein elektrisches Feld und damit eine Bandverbiegung, so werden die durch Photonen freigesetzten Ladungsträger entsprechend diesem Feld auseinanderlaufen. Dies bewirkt immer eine Verringerung der Raumladung. Die hier auftretende SPV kann sowohl positiv wie negativ sein und erlaubt eine Aussage über die Richtung der Bandverbiegung. Ist zum Beispiel die SPV positiv, so wurde die Austrittsarbeit kleiner, und damit muß sich das Fermi-niveau nach oben verschoben haben, also wurde hier eine nach oben gerichtete Bandverbiegung kleiner.

Oberflächenrekombinationsanteil

Dieser dritte Anteil resultiert direkt aus der Existenz von Oberflächenzuständen. Rekombinieren die getrennten Ladungsträger nämlich nicht direkt, sondern über Oberflächenzustände, so können diese aufgeladen werden, falls die Übergangsrates vom Leitungsband in die Zustände verschieden ist von derjenigen aus diesen Zentren ins Valenzband. Diese Ladung wird durch eine entgegengesetzte Raumladung neutralisiert, zwischen beiden entsteht dann ein Feld.

Oberflächenanregung

Bei Photonen mit Energien kleiner als der Bandabstand müssen Niveaus innerhalb dieser Energielücke bei der Signalerzeugung beteiligt sein. Interessant sind im Rahmen dieser Arbeit die Oberflächenzustände. Eine positive Photospannung entsteht, wenn Elektronen aus besetzten Zuständen ins Leitungsband angehoben werden, entsprechend tritt bei Generation vom Valenzband in die Zustände ein negatives Signal auf. Dies beruht rein auf der Umladung der Zustände. Die freigesetzten Ladungsträger können bei ihrer Diffusion ins Volumen auch einen der Demberspannung entsprechenden zusätzlichen Effekt hervorrufen.

3. Experimenteller Aufbau

3.1 Präparation der Kristalle

Als Ausgangsmaterial standen zonengezogene Siliziumstäbe der Firma Wacker Electronic, Burghausen, zur Verfügung. Diese wurden in $4 \times 4 \times 12 \text{ mm}^3$ große Quader gesägt und mit je zwei Einschnitten versehen, so daß sich ein H-förmiger Querschnitt ergab (siehe Abb.3.2). Die kristallographische Orientierung mußte mit Hilfe von Laue-Aufnahmen genau so gewählt werden, daß diese Einschnitte eine Spaltung in der (111)-Ebene und $[\bar{2}11]$ Richtung vorgaben, damit die entstehenden Spaltflächen möglichst glatt wurden. (Durchschnittliche Rauigkeit gegen die (111)-Ebene $\sim 1-2^\circ$). Nach Reinigen mit organischen Lösungsmitteln wurden die Kristalle in einer Flußsäure-Salpetersäure-Eisessig-Mischung (1:1:1) kurz geätzt, um eine grobe Reinigung zu erzielen und um Sprünge und Haarrisse auszuätzen. Zur Erleichterung des Spaltvorganges war es zweckmäßig, die obere Spaltkerbe dann erneut mit einer Diamantscheibe anzuritzen. Die Kontaktierung der Kristalle erfolgte durch Thermokompression (29). Auf den durch direkten Stromdurchfluß auf zirka 600 K geheizten Kristall wurde ein dünnes Golddrähtchen schwach aufgedrückt. Es bildet sich ein Silizium-Gold Eutektikum, welches den Golddraht fest mit dem Silizium verbindet. Zusätzlich wurde an einer zweiten Kontaktstelle nach Aufbringen eines Goldtröpfchens ein Thermoelement (Cu-Konstantan) in die flüssige Gold-Silizium-Phase gedrückt und so an den Kristall gelötet.

Zur Verbesserung des Übergangswiderstandes wurde beim p-dotierten Silizium an den Kontaktstellen vorher Aluminium aufgedampft und bei 850 K in Wasserstoffatmosphäre einlegiert. Aluminium bildet Akzeptoren, die in das Siliziumgitter eingebaut werden und das Auftreten einer Verarmungsschicht verhindern. Die so erhaltenen Kontakte sind niederohmig ohne Sperrcharakteristik.

Die bei den Messungen verwendeten Dotierungen betragen p-360 Ωcm sowie n-750 Ωcm (Herstellerangaben).

3.2 Messung der Oberflächenphotospannung

Zur Messung der SPV eignet sich jedes Verfahren, welches es gestattet, Änderungen der Austrittsarbeit zu messen.

Elektronenstrahlmethode

Die Elektronenstrahlmethode (30) verwendet einen fokussierten Elektronenstrahl, der auf die Probenoberfläche trifft. Der Strom-Spannungsverlauf der Anordnung Glühkathode - Kristall (als Anode) wird nun durch die Austrittsarbeiten beider Elektroden bestimmt. Hält man den Strom elektronisch konstant, so bedeutet eine Änderung der Austrittsarbeit des Kristalls, z.B. durch Beleuchten, eine spannungsmäßige Verschiebung der Kennlinie um eben den Betrag der SPV. Diese Spannungsänderung am Kristall, die zum Konstanthalten des Stromes notwendig ist, kann direkt gemessen werden.

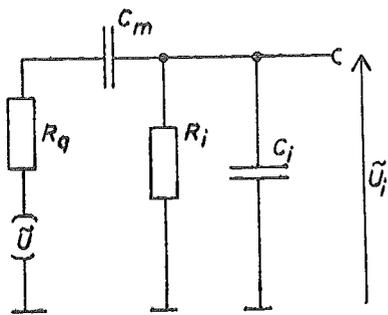
Wegen der Glühkathode ist diese Methode nur im Vakuum anwendbar, aber auch hier kann ein heißer Draht unerwünschte Reaktionen mit dem Restgas auslösen, z.B. Bildung sehr reaktiver Ionen. Weiter ist die Lichtentwicklung der Kathode störend. Falls der Probenkristall langsame Oberflächenzustände besitzt, kann der Elektronenstrahl zu unkontrollierten Aufladungen und damit zu Bandverbiegungsänderungen führen. Bei hohen Modulationsfrequenzen des Lichtes (bis 2 MHz) treten Probleme mit der elektronischen Regelschaltung auf. Dieses war der entscheidende Grund für die Wahl eines anderen Verfahrens, nämlich der Kondensatoranordnung.

Kondensatoranordnung mit modulierter Beleuchtung (31)

Hierbei wird der Probe in einem kleinen, konstanten Abstand eine Gegenelektrode gegenübergestellt. Eine modulierte Be-

leuchtung führt nun zu einer Variation der Potentialdifferenz und damit zu einem Verschiebungsstrom. Dieser läßt sich mit einem Elektrometerverstärker messen, wobei die Spannung der SPV proportional ist. Diese Methode ist vom Aufbau her sehr einfach und unabhängig vom Vakuum. Gegenüber der Elektronenstrahlmethode liegt der Rauschpegel deutlich niedriger.

Ein Nachteil ist die Frequenzabhängigkeit des Signals aufgrund der kapazitiven Ankopplung. Ein einfaches Ersatz-



schaltbild zur Verdeutlichung zeigt nebenstehende Abbildung. Die Urspannung \bar{U} liegt über ihren Quellwiderstand R_q und der Kapazität C_m , gebildet aus Kristall und Gegenelektrode, am Eingang des Verstärkers. Dieser besitzt den Eingangswiderstand R_i und die Eingangskapazität C_i .

Die gemessene Spannung beträgt dann

$$\bar{U}_i = \frac{\bar{U}}{\sqrt{\left(\frac{R_q}{R_i} + \frac{C_i}{C_m} + 1\right)^2 + \left(\frac{1}{\omega C_m R_i} - \omega R_q C_i\right)^2}}$$

Damit diese Spannung möglichst identisch mit der eigentlichen SPV ist, muß also R_i und C_m groß, C_i dagegen klein sein. Die Kombination $C_m R_i$ bildet einen Hochpass, der tiefe Frequenzen abschneidet, während R_q und C_i einen Tiefpass bilden und eine obere Grenzfrequenz festlegen. Die Kapazität C_m ist rein geometrisch bedingt durch Abstand und Fläche der Kombination Kristall-Gegenelektrode. Die

Forderung einer großen Fläche bedeutet eine Mittelung über einen großen Kristallbereich, also den Verlust von Ortsauflösung. Der minimale Abstand ist bestimmt durch die Rauigkeit der Spaltfläche und die mechanische Justierbarkeit sowie Erschütterungsempfindlichkeit des Systems. Bei Untersuchungen an technischen Oberflächen wird dieses letzte Problem durch Zwischenfügen einer ultradünnen isolierenden Folie gelöst.

Problematisch ist vor allem die Angabe absoluter Signalthöhen, da diese extrem abstandsempfindlich ist und die eigentliche Urspannung nur als Grenzwert für den Abstand Null auftritt. Für die Untersuchung von Kristallen mit einer großen Oberflächenstruktur wie sie z.B. bei Spaltung in $[110]$ -Richtung und leichter Fehlorientierung auftritt, ist die Kondensatormethode daher nicht zweckmäßig.

3.3 Elektrischer Meßkreis

Die Gegenelektrode bestand bei den vorliegenden Messungen aus einem 10 mm langen Glasstab von etwa 2 mm Durchmesser. Dieser wurde an der Vorder- und Seitenfläche mit Zinnoxid beschichtet und damit leitfähig gemacht, ohne die optische Durchlässigkeit wesentlich zu beeinflussen.

Hierfür eignet sich ein Aufdampfverfahren, wobei Zinntetrachlorid in Gegenwart von Wasserdampf auf den ca. 700 K heißen Stab gedampft wird. (32)

Auf die Rückseite des Stabes wird das Lichtsignal fokussiert, der Stab dient dann als kurzer Lichtleiter und gleichzeitig als elektrische Elektrode zur Abnahme des Meßsignals. Eine Blendeneinfassung des Stabes verhindert den Einfall von Streulicht.

Das elektrische Signal wird einem Impedanzwandler zugeführt. Um der Forderung nach einem möglichst großen Ein-

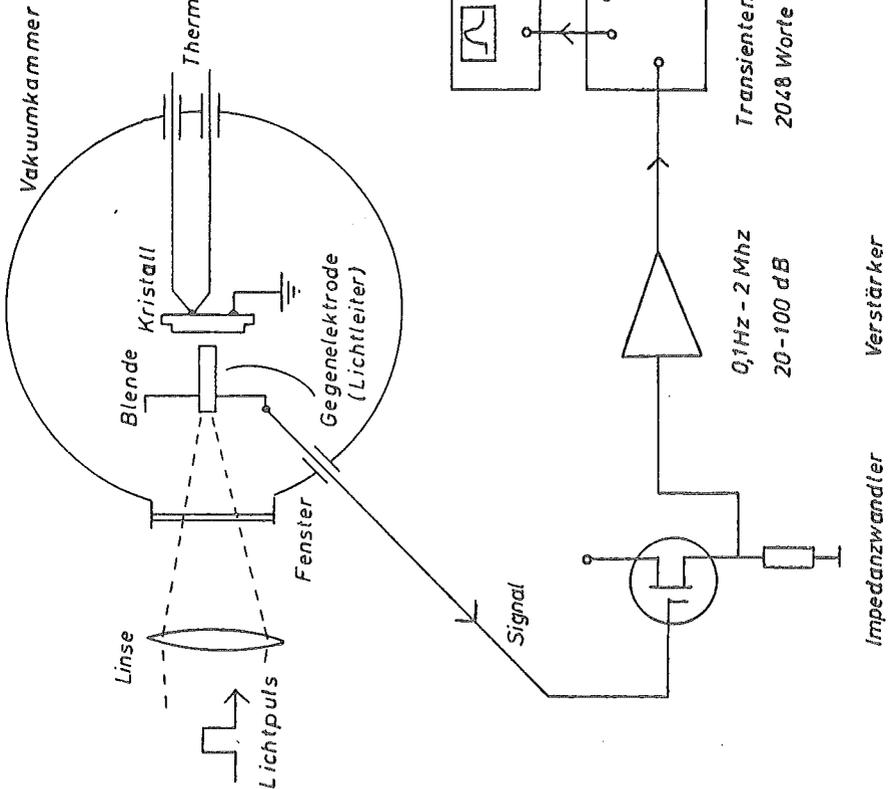
gangswiderstand gerecht zu werden, findet hier ein MOS-Feldeffekt-Transistor Anwendung. Dieser erlaubt einen sehr hohen Gate-Ableitwiderstand ($5 \cdot 10^{10} \Omega$ - identisch mit Eingangswiderstand). Im Source und Drain-Zweig befindet sich je ein Stromkonstanter, so daß die Gate-Eingangsspannung unverändert, aber niederohmig weitergegeben wird. Um die Eingangskapazität herabzusetzen, wird das Signal in einer zweistufigen Stromverstärkerstufe phasenrichtig mit Spannungsverstärkung $\lesssim 1$ auf eine gesonderte Abschirmung gegeben, die sich zwischen Signalleitung und Erde befindet (Triax-Anordnung). Ist diese Abschirmung der Signalleitung lückenlos, so ist die Eingangskapazität praktisch Null. In der Praxis ist dieses natürlich nicht erreichbar, auch stand keine Triax-Vakuumdurchführung zur Verfügung. Immerhin gelingt es aber, die Eingangskapazität auf wenige Picofarad zu beschränken (Schaltung siehe Anhang). Die Meßkapazität beträgt angenähert C_m (pF) = $0.1/d$ (mm) (d ist der Abstand zwischen Kristall und Gegenelektrode). Der Frequenzbereich, der mit dieser Anordnung genutzt werden kann, liegt zwischen 10 Hz und 500 KHz (minus 3 dB), es können also Zeitkonstanten zwischen 0.1 sec und 2 μ sec gemessen werden.

Die Spannungsverstärkung geschieht dann mit einem kommerziellen Wechselspannungsverstärker, Typ Brookdeal 9454, welcher eine stufenlos regelbare Verstärkung von 20-100 dB mit einem Frequenzumfang von 0.1 Hz - 2 MHz gestattet.

Dieses so aufbereitete Signal gelangt in einen Transientenrecorder Biomation 805 und wird dort digitalisiert und gespeichert. Hierfür steht ein 2048-Wort-Speicher mit 8 Bit Auflösung (256) zur Verfügung. Die Kurve ist also quasi in eine 2048 x 256 Matrix eingeschrieben. Die maximale zeitliche Punktfolge beträgt 0.2 μ sec, ein Signalabfall von 1 μ sec kann noch mit 5 Punkten dargestellt

Messanordnung und Signalverarbeitung

Abb. 3.1



werden. Zu langsameren Zeiten besteht keine Beschränkung. Der jeweilige Speicherinhalt des Recorders wird kontinuierlich auf einer Oszillographenröhre dargestellt, unterliegt also ständig einer Sichtkontrolle.

Die Weiterverarbeitung, Speicherung und Auswertung der Daten sowie die Steuerung des Meßvorganges wurde von einem Klein-Computer der Firma Digital Equipment, Typ PDP 11/10 übernommen. Über je 16 digitale Ein/Ausgänge (a 16 Bit) wurde der aktuelle Speicherinhalt des Transientenrecorders in den Kernspeicher übernommen, sowie die Funktionen des Recorders gesteuert. Die Meßkurven wurden dann akkumuliert, gemittelt und auf einem Plattenspeicher zur späteren Auswertung abgelegt. Wahlweise konnte die gemittelte Transientenkurve sofort auf einem X-Y-Plotter gezeichnet werden (genauer Meßablauf in Abschnitt 3.6).

Die mit dem am Probenkristall angebrachten Thermoelement gemessene Thermospannung wurde von einem Digitalmultimeter dargestellt, ebenfalls in den Rechner übernommen, in einen Temperaturwert umgerechnet und auf dem Bedienungsterminal ausgedruckt.

3.4 Lichtquellen für Anregung

A) Ga-As Diode für Grundgitterabsorption

Für die Anregung mit Grundgitterabsorption wurde eine Infrarot-emittierende Diode verwendet (SSL 35, General Electric). Das Maximum der Emission liegt bei 940 nm mit einer Halbwertsbreite von 40 nm. Der Abstrahlwinkel beträgt 10° , so daß eine einfache 1:1 Abbildung der strahlenden Fläche auf die Rückseite des Lichtleiters verwendet werden konnte. Anstiegs- und Abfallzeit des Lichtpulses sind kleiner als 500 nsec, also schneller als die Nachweiselektronik. Die maximale Ausgangsleistung der Diode liegt bei 370 mWatt (30 A Stromstoß, 1 Microsekunde), dies wurde aber nie aus-

genutzt. Die bei den Messungen verwendete Ausgangsleistung lag bei 100 mWatt (4 A Strompuls) oder etwa $4.5 \cdot 10^{17}$ Quanten/sec. Bezogen auf die Fläche des Lichtleiters bedeutet dies eine maximale Beleuchtungsintensität (ohne Berücksichtigung von Abbildungsverlusten) von $1 \cdot 10^{19}$ Quanten/cm² sec.

Die Ansteuerung der Diode erfolgte mit einem dreistufigen Transistor-Stromverstärker (Schaltung im Anhang) sowie einem Pulsgenerator. Im Rahmen der maximalen Verlustleistung der Diode konnte das Puls-Pause Verhältnis sowie die Wiederholfrequenz unabhängig voneinander eingestellt werden.

B) Halogenlampe für Oberflächenanregung

Als Lichtquelle für Quantenenergien unterhalb der Bandabstandsenergie des Siliziums wurde eine 150 Watt Halogenlampe benutzt, da diese einen hohen infraroten Lichtanteil besitzt. Zur Ausfilterung des höherenergetischen Anteils wurde ein Siliziumfilter benutzt. Um wirklich nur Oberflächenanregung zu betreiben, muß dieses geheizt werden. Hierdurch verringert sich der Bandabstand (33), d.h. der durchgelassene Lichtanteil liegt weiter im Infraroten. Durch montieren einer 1 mm dicken Si-Scheibe direkt vor die Halogenbirne erreichte das Filter eine Temperatur von 600 K, der Bandabstand entspricht dann einer Wellenlänge von 1.28 μ m (gegenüber 1.11 μ m bei 300 K). Damit ist der Grundgitteranteil für die Probe genügend geschwächt, um keine Rolle mehr zu spielen.

Dieses Licht wurde mechanisch durch den Ausschnitt einer schnelldrehenden Metallscheibe periodisch unterbrochen. Bei einem festen Puls-Pause Verhältnis von 1:24 lagen die kürzesten Pulsdauern bei 200 μ sec (Abklingzeit 16 μ sec, 12000 Umdr./min), bei langsam laufender Scheibe bis 1.6 msec (Abklingzeit 130 μ sec, 1500 Umdr./min). Noch niedri-

gere Umdrehungsgeschwindigkeiten wurden nicht benutzt, statt dessen wurde die Linearbewegung eines Lautsprechers dazu verwendet, eine Blende in den Strahlengang zu schieben bzw. diesen freizugeben.

Bei Ansteuerung mit dem Rechteck eines Impulsgenerators hat diese Methode den Vorteil, ein variables Puls-Pause Verhältnis und eine beliebig niedrige Wiederholfrequenz wählen zu können.

Bei Lebensdauern im 100 msec Bereich, die teilweise während der Messungen auftraten, ist eine mehrere Sekunden dauernde Pause zwischen zwei Lichtpulsen nötig. Für diesen Zeitbereich hat sich der Lautsprecherchopper als sinnvollste Methode erwiesen. Nachteilig ist die relativ lange Abklingzeit des Lichtpulses von fast einer Millisekunde.

Die Intensität der Strahlung wurde mit Hilfe eines Pb-S Widerstandes (61 SV Valvo) geeicht, der hierzu hinter dem Lichtleiter innerhalb der Apparatur anstelle des Probenkristalls montiert wurde. Es ergab sich ein Wert von 0.1 mWatt, wovon ca. 1/3 in den anregenden Wellenlängenbereich bis 1.6 μm fallen. Umgerechnet auf die beleuchtete Fläche und bei einer angenommenen Wellenlänge von 1.3 μm bedeutet dies eine Photonenflußdichte von $2 \cdot 10^{16}$ Quanten/sec cm^2 .

Um eine kontrollierte Variation der Anregungsintensität durchzuführen, wurde bei beiden Lichtquellen ein Satz Graugläser (Schott Mainz) verwendet. Diese besitzen in 16 Stufen einen Abschwächungsfaktor bis 10^{-5} (für ein Glas). Da die Transmission wellenlängenabhängig ist, muß jeweils eine Korrektur für die verwendete Strahlung vorgenommen werden. Hierzu wurde der Transmissionskoeffizient mit einem Vakuumthermoelement bei 940 nm und bei 1400 nm gemessen.

Als zusätzlicher experimenteller Parameter wurde eine Kombination Halogenlampe - Doppelprismenmonochromator dazu benutzt, mit Hilfe eines halbdurchlässigen Spiegels zusätzlich monochromatisches Gleichlicht in den Strahlengang zu spiegeln. Es tritt dann also keine 100%-ige Modulation der Lichtintensität mehr auf, sondern nur eine Modulation auf einem konstanten Grundniveau (mit im allgemeinen anderer Wellenlänge).

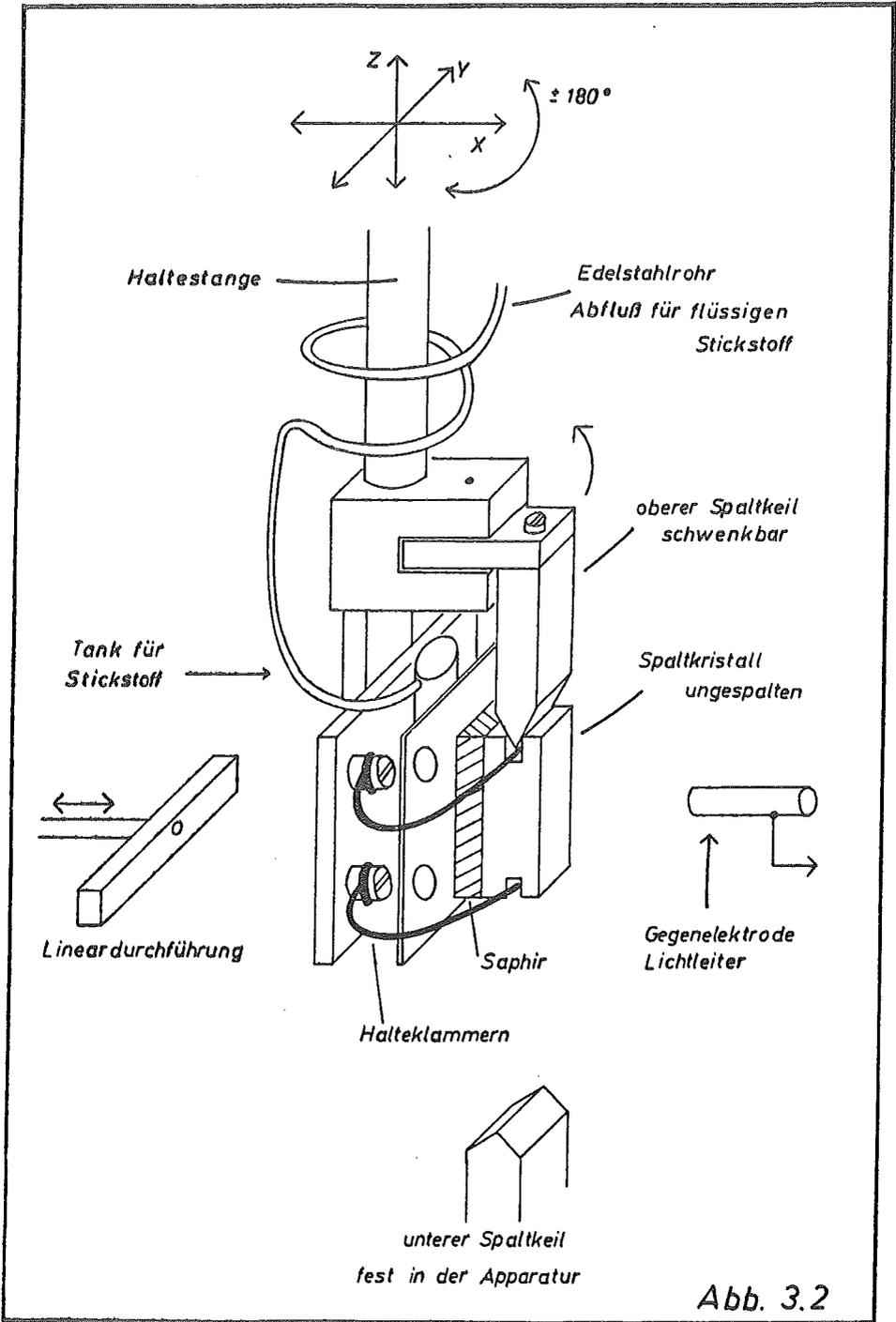
Ansonsten war die gesamte Apparatur sowie der Strahlengang der Anregung vollständig abgedunkelt.

3.5 Vakuumapparatur, Kristallhalter

Um die Sauberkeit der Spaltflächen über einen längeren Zeitraum zu gewährleisten, müssen alle Messungen im Ultrahochvakuum durchgeführt werden. Hierzu diente eine Edelstahlapparatur der Firma Riber mit einer 125 l/sec Ionengetterpumpe sowie einem 1000 l/sec Titansublimator. Nach Ausheizen der Anlage konnte ein konstanter Druck von ca. $7 \cdot 10^{-11}$ mbar erreicht werden. Da die Meßzeit nie über 90 min ausgedehnt wurde, darf von einer sehr sauberen (<1% Monoschicht) Kristalloberfläche ausgegangen werden.

Für definierten Gaseinlaß stand ein saphirgedichtetes Leckventil (Varian) zur Verfügung. Beim Einlaß höherer Drücke ($p > 10^{-4}$ mbar) geschah das Abpumpen zusätzlich mit einer Turbomolekularpumpe, da eine Ionengetterpumpe in diesem Bereich nicht mehr einsetzbar ist.

Der Kristall selbst hängt an einer Drehdurchführung, die ihrerseits an einem Manipulator befestigt ist, der durch Mikrometerschrauben kontrollierte Verschiebungen in allen drei Raumrichtungen erlaubt. Ein Federbalg dient zur Aufnahme der Translationen. Der gesamte Kristallhalter ist in Abb.3.2 etwas schematisiert dargestellt.



Kristallhalter

Abb. 3.2

Der durch zwei isolierte Klammern (von denen gleichzeitig der elektrische Kontakt abgeht) gehaltene Kristall liegt auf einer 2 mm dicken polierten Saphirplatte auf. Diese hat den Zweck, den Kristall bei geringer Kapazität gegen die Apparatur zu isolieren, gleichzeitig aber einen auch bei tiefen Temperaturen guten Wärmekontakt zu geben (bei allen Versuchen dieser Arbeit war der Kristall geerdet, d.h. diese Anordnung eigentlich unnötig; bei der Konstruktion des Halters wurde aber die Möglichkeit, den Kristall elektrisch "hoch" zu legen, berücksichtigt).

Hinter einer Auflageplatte befindet sich dann ein kleiner Tank für flüssigen Stickstoff. Dieser ist Teil einer Kühleinrichtung der Probe. Durch ein spiralförmig aufgedrehtes (zum Auffangen der Drehbewegung) Edelstahlröhrchen wird Stickstoff aus einem Dewar-Vorratsgefäß außerhalb der Apparatur in den Tank geführt und von hier durch ein ebensolches Röhrchen mit einer Drehschieberpumpe wieder abgesaugt. Mit Hilfe eines Nadelventils und einer Druckanzeige kann die Durchflußmenge kontrolliert reguliert werden.

Hinter dem Tank befindet sich eine weitere Halteplatte, an der elektrisch isoliert eine Wolframwendel angebracht ist. Mit dieser ist eine indirekte Heizung der Probe möglich.

Im Rahmen der Experimente ist eine Temperaturvariation von ca. 140 K bis 350 K durchgeführt worden (prinzipiell ist ein Bereich von 77 K bis \sim 500 K überstreichbar).

Zum Spalten wird der gesamte Halter bewegt und der Kristall gegen einen fest in der Anlage montierten Keil gefahren. In der oberen Spaltkerbe des Kristalls ist von Anfang an ein zweiter Spaltkeil montiert. Eine Führung (nicht im Bild) sorgt für die richtige Justierung. Die vordere Spalthälfte fällt beim Spalten in die Apparatur und wird nicht weiter verwendet. Der obere Keil kann um 90° weggeschwenkt werden,

so daß die hintere Kristallhälfte nur noch von den Klammern (Molybdän) gehalten wird.

Zur eigentlichen Messung wird diese möglichst planparallel und dicht an die Gegenelektrode gefahren, ohne diese allerdings berühren zu dürfen. Störend treten hierbei besonders Erschütterungen, vor allem Schwingungen in der Abstandsachse Kristall - Lichtleiter, in Erscheinung, da diese eine Amplitudenmodulation des Signals bewirken. Eine Verbesserung wurde einmal durch Lagerung der gesamten Apparatur auf "Schwingmetall" - Gummifüßen erreicht, zum anderen wurde hinter dem Kristallhalter in Höhe der Gegenelektrode eine Lineardurchführung mit Feingewinde angebracht (in Abb. 3.2 angedeutet). Mit dem Manipulator wurde der Kristall nur bis etwa 5 mm vor die Gegenelektrode gefahren und dann mit der Lineardurchführung unter Spannung möglichst nahe an den Lichtleiter gedrückt. Mit dieser Anordnung können Abstandsschwingungen weitgehend unterdrückt werden.

3.6 Meßablauf

Der Ablauf einer einzelnen Messung wird vom Prozeßrechner gesteuert (Programm Kelvin.For im Anhang), wobei die Kommunikation über ein Ein/Ausgabeterminal erfolgt. Zur besseren Übersicht gibt Abb. 3.3 ein Flußdiagramm wieder.

Nach dem Starten des Programms wird die Meßzykluszahl eingegeben, also die Anzahl von Transientenkurven, über die gemittelt wird. Als erste Meßgröße übernimmt der Computer dann die an einem Digitalmultimeter angezeigte Thermospannung des am Kristall angebrachten Cu-Konstantan Elementes. Danach wird durch Setzen eines Bits im digitalen Ausgang der Transientenrecorder armiert (Bereitschalten für neue Aufnahme) und der Rechner wartet, bis dieser eine neue Kurve gespeichert hat (Abfrage, ob ein Bit im digitalen Eingang vom Recorder gesetzt wurde).

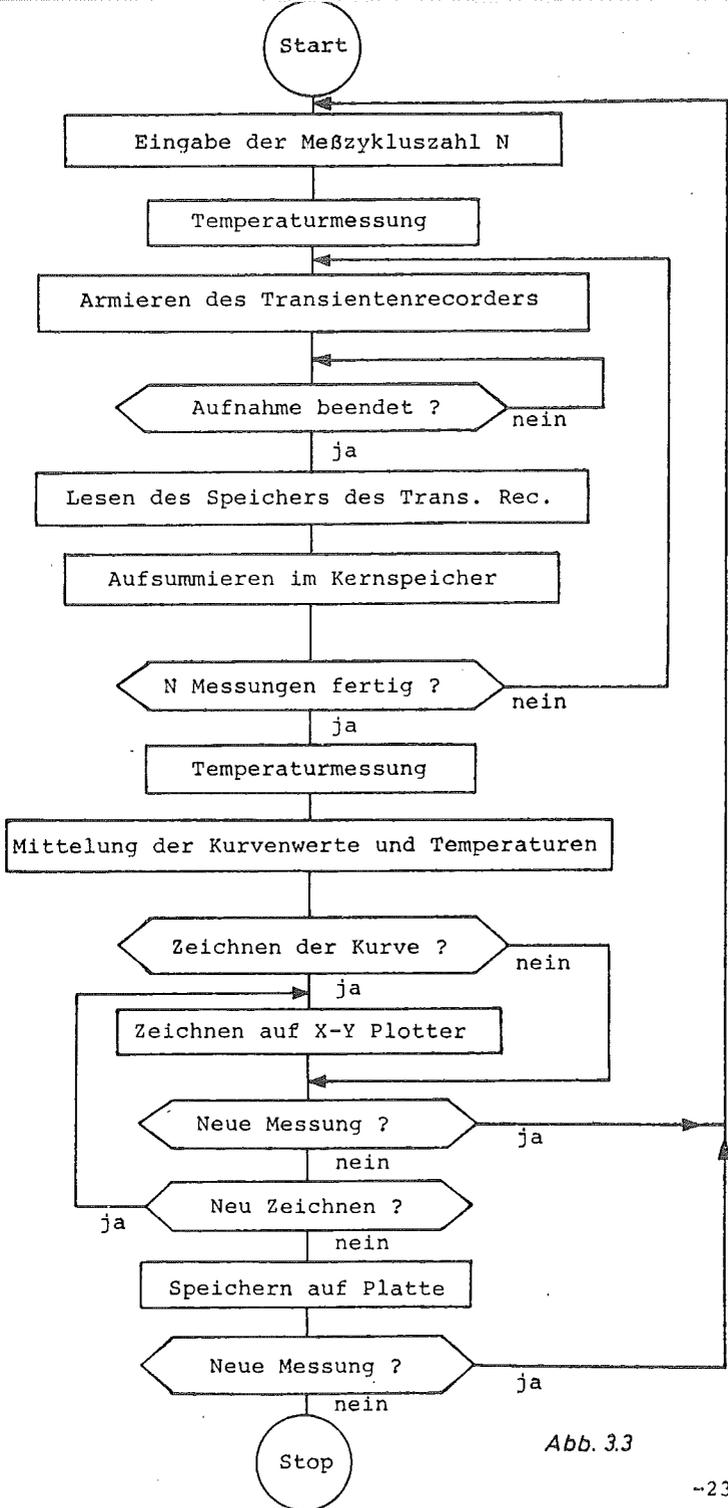


Abb. 3.3

Die Lichtpulsfolge läuft hiervon völlig unabhängig. Eine Triggerung der LED durch den Rechner erwies sich als ungünstig, da dann die Aufnahme phasenbezogen zur Taktfrequenz des Rechners geschieht. Durch die galvanische Kopplung Rechner-Meßsystem (statt Optokopplern) traten die Taktpulse dann im Meßsignal auf und können durch Mittelung bei fester Phase nicht beseitigt werden. Allerdings muß der Transientenrecorder selbst vom Pulsgenerator bzw. durch eine Lichtschranke an der Chopperscheibe extern getriggert werden (und nicht durch das Signal selbst, da eine ungenaue Triggerung zur Verschmierung der Flanken führt).

Anschließend wird über eine 8-Bit Parallelleitung der gesamte 2048 Werte umfassende Speicherinhalt des Recorders in den Rechner übernommen und im Kernspeicher aufsummiert. Dannach wird die nächste Kurve aufgenommen und abgefragt, bis die vorgegebene Anzahl erreicht ist. Eine zweite Temperaturmessung soll die Temperaturänderung während der Messung kontrollieren. Nach der Mittelung wird die Temperatur sowie deren Änderung ausgedruckt. Die Transientenkurve kann zur Kontrolle auf einem X-Y-Plotter ausgegeben werden. Dabei wird ein beliebiger Kurvenausschnitt auf ein 20 x 20 cm großes Feld normiert. Dies kann beliebig wiederholt werden (Ausschnittvergrößerung), es kann eine neue Kurve aufgenommen werden, oder die Kurve wird unter einer Recordnummer auf der Magnetplatte zur späteren Auswertung abgelegt.

Während das Hauptprogramm in Fortran geschrieben wurde, besteht die Schleife vom Armieren des Recorders bis zur Abfrage "Alle Messungen fertig?" aus einem Unterprogramm in Maschinensprache. Hierdurch konnte eine wesentliche Verkürzung der Meßzeit erreicht werden. Die Übertragung eines Speicherinhaltes vom Recorder zum Rechner benötigt

ca. 22 msec, bei durchschnittlich 100 gemittelten Kurven also 2.2 sec. Die Aufnahmezeit bei schnellster Einstellung beträgt 410 μ sec pro Kurve, also 41 msec insgesamt und fällt damit kaum ins Gewicht. Hinzu kommen noch Rechenzeit (Summieren von 2048 Werten), Abfragen von Steuerbits und Wartezeiten (auf Triggern). Insgesamt werden für die Aufnahme und Verarbeitung von 100 Kurven weniger als 5 sec benötigt. Erst bei sehr langsamer Aufnahme steigert sich diese Zeit dann.

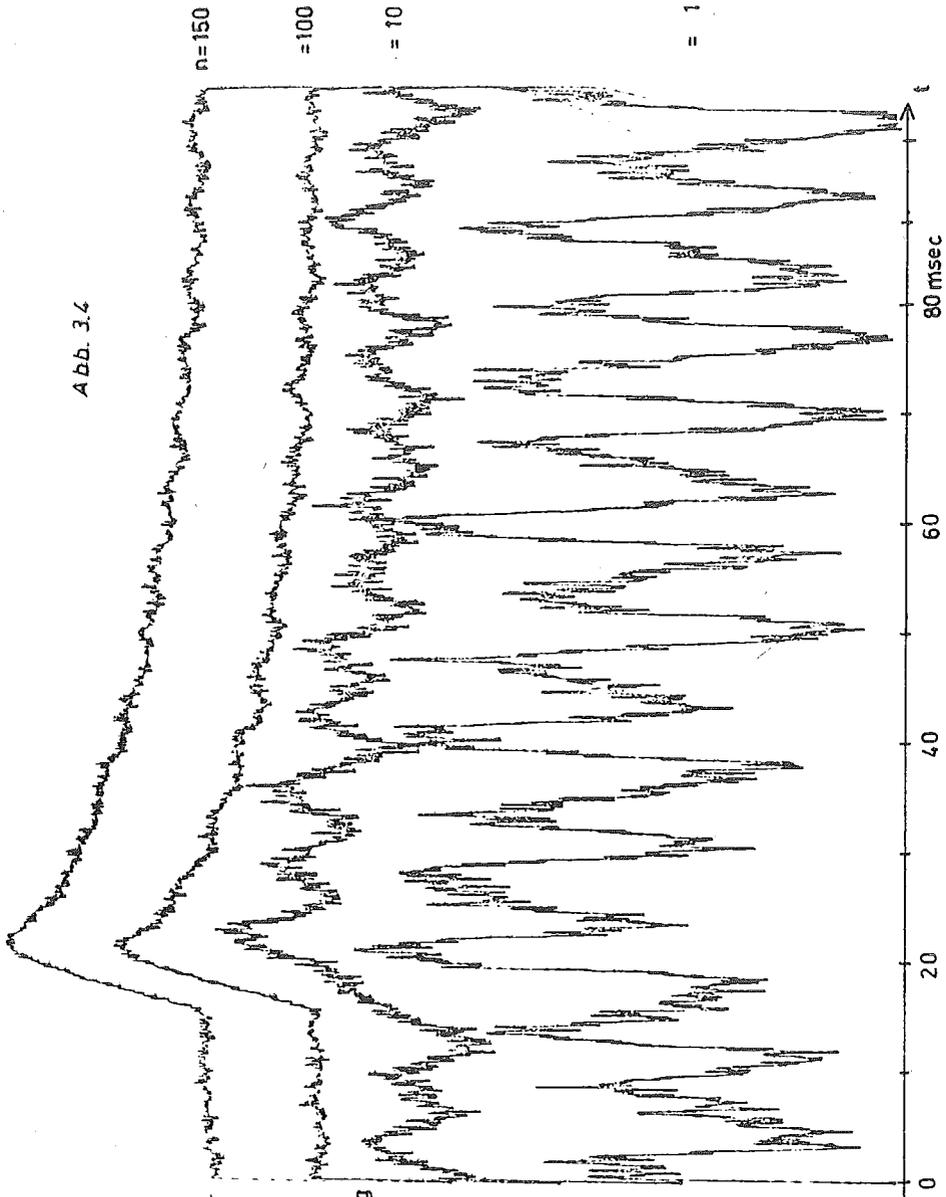
Wie sich die Mittelung auf eine stark verrauschte Kurve auswirkt, zeigt Abb. 3.4, wo eine Einzelkurve und die Mittelung über 10, 100 und 150 Kurven gegenübergestellt wurden.

SPV
200 μ V

100

0

Abb. 3.4



Rauschunterdrückung
durch Mittelung
über n Kurven

4. Numerische Auswertung

4.1 Relaxation im nichtlinearen Fall

Im linearen Fall relaxieren alle Parameter einer Anregung exponentiell und können durch eine einfache konstante Größe beschrieben werden, durch die Lebensdauer τ . Dies ist aber für höhere Anregungen keineswegs der Fall, vielmehr ist die Lebensdauer hier eine Funktion der Anregungsintensität und der Zeit nach Abschalten der Anregung; $\tau = f(I, t)$. Aus der Differentialgleichung der Relaxation

$$\frac{d \Delta n}{dt} = - \frac{\Delta n}{\tau}$$

ergibt sich die Definition der momentanen Lebensdauer

$$\tau = - \frac{\Delta n}{\dot{\Delta n}} \quad , \quad 4.1$$

wobei Δn hier für einen beliebigen Anregungsparameter steht. Die experimentelle Ermittlung dieser Lebensdauer erfolgt durch Bildung der Tangente an einem bestimmten Punkt der Abklingkurve, der Quotient aus Ordinatenwert und Steigung ergibt τ . Geometrisch folgt diese Zeit als Differenz zwischen gewähltem Zeitpunkt und dem Schnittpunkt der Tangente mit der Abszisse (siehe Abb. 4.1). Trägt man die so gewonnene Zeitkonstante wiederum als Funktion der Zeit auf, so lassen sich wichtige Schlüsse auf den Mechanismus des Abklingvorganges ziehen. Für einen einfachen exponentiellen Abfall ergibt sich eine waagrechte Gerade, für einen hyperbolischen Abfall ($\Delta n = \Delta n_0 (1+at)^{-b}$) eine Gerade der Steigung $1/b$ mit dem Ordinatenabschnitt $1/a \cdot b$.

Die so definierte Lebensdauer τ darf allerdings nicht mit der Lebensdauer z.B. eines einzelnen angeregten Ladungsträgers verwechselt werden. Beide Größen sind korreliert, aber im allgemeinen nicht identisch. Eine ausführliche

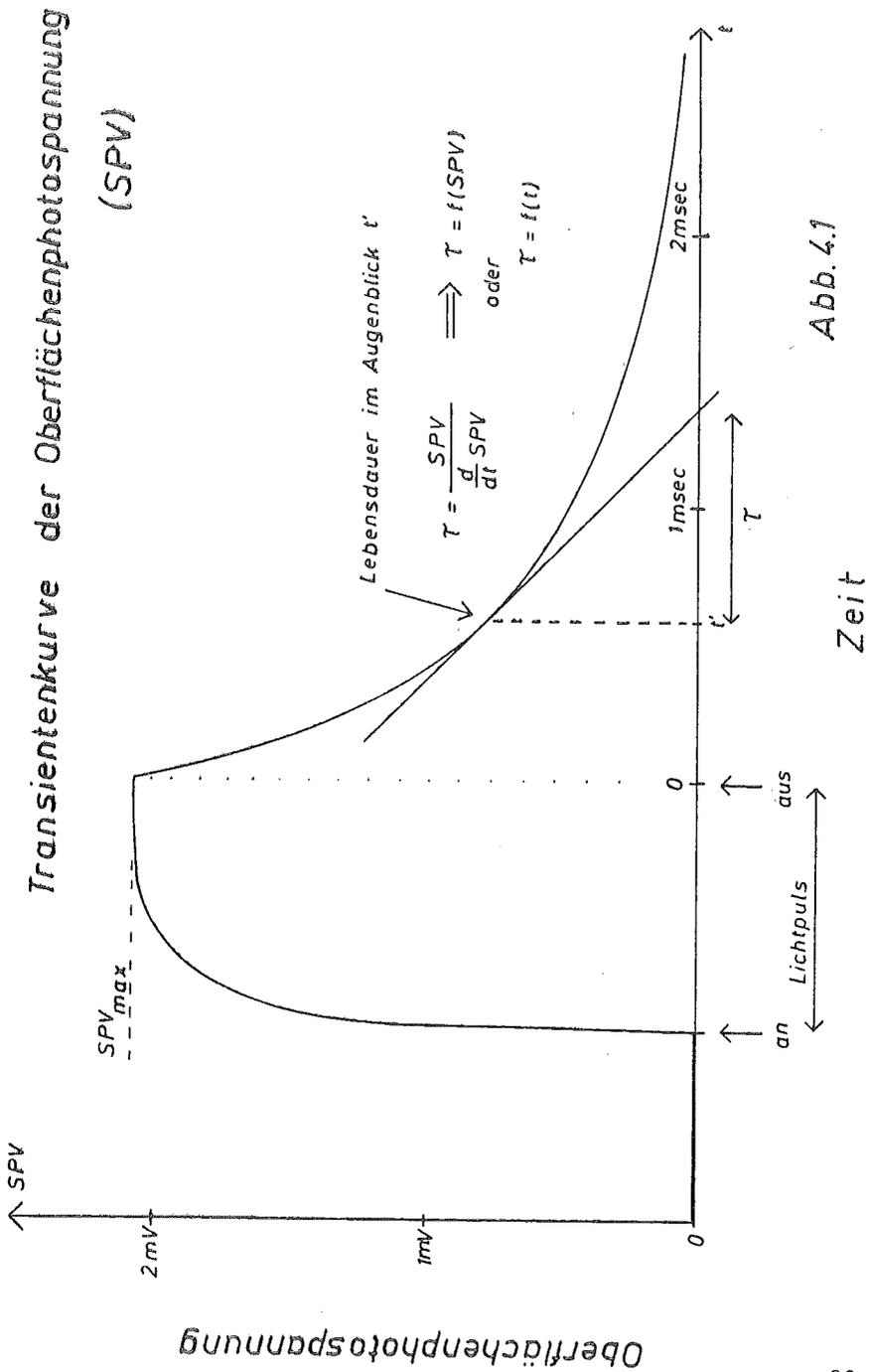


Abb. 4.1

Darstellung findet sich zum Beispiel bei (34).

4.2 Auswertung der Meßkurven

Die auf der Platte gespeicherten Transientenkurven konnten mit Hilfe verschiedener Programme weiter ausgewertet werden. Einmal ist es möglich, durch ein einfaches Plottprogramm die Kurven, genauso wie während der Messung, zu zeichnen. Zum zweiten wird die im vorigen Abschnitt definierte Lebensdauer zur Charakterisierung des Abfalls genutzt. Dieser Ausdruck $\tau = -\Delta\Psi/\Delta\dot{\Psi}$ kann mit der Näherung $\Delta\dot{\Psi} = \Delta(\Delta\Psi) / \Delta t$ leicht angegeben werden. Allerdings steigt der Fehlerbereich dieser Differenzenquotienten gegen Ende des Kurvenverlaufs stark an, da hier sowohl die SPV wie auch ihre Ableitung sehr kleine Werte annehmen. Hierauf ist bei der Auswertung Rücksicht zu nehmen. Das entsprechende Programm ist im Anhang unter Abfall.For abgedruckt. Es werden zuerst die Werte der Speicherworte 10 - 150 (in denen der Verlauf noch vor dem Lichtpuls gespeichert ist) gemittelt, um eine Nulllinie zu erhalten. Auf diese Linie wird die gesamte Kurve dann bezogen, der Nullwert und dessen mittlerer quadratischer Fehler werden zur Kontrolle ausgedruckt. Als nächstes erfolgt eine grobe Glättung der Kurve, die im wesentlichen nur dem Zweck dient, einzelne "Ausreißer" oder kleine Peaks aus der Kurve zu nehmen.

Bei starker (negativer) Steigung findet gar keine Mittelung statt, mit flacherer Kurve steigt die Anzahl der logarithmisch gemittelten Punkte auf bis zu je 5 Werte links und rechts eines Punktes, wobei dieses Mittel dann als neuer Wert eingesetzt wird. 10 Werte entsprechen im gewählten Format (20 cm Kurvenlänge) der graphischen Darstellung 1mm, d.h. optisch fällt diese Glättung kaum ins Gewicht.

Anschließend wird vom Maximum der Kurve beginnend ein um 0.5 Bit tieferer SPV-Wert gesucht und zwischen diesem und dem Ausgangswert durch Differenzenbildung die Lebensdauer bestimmt. Zusammen mit dem SPV-Wert, dem auf $SPV_{max} = 1$ normierten SPV-Wert und der Zeitskala, die sich aus der Wortnummer und dem zeitlichen Punktabstand ergibt, wird dieser Wert ausgedruckt. Über je 5 solcher Quadrupel wird dann noch einmal der Mittelwert gebildet. Nach diesem Verfahren ergeben sich im Normalfall 20 - 30 solcher Werte entlang eines Abfalls.

Aufgetragen wurde im wesentlichen die Abhängigkeit der Relaxationszeitkonstanten τ von der normierten Oberflächenphotospannung (z.B. Abb. 5.1).

5. Meßergebnisse

5.1 Anregung von Oberflächenzuständen

5.1.1 reine Spaltfläche, Oberflächenanregung, Si n-750 Ωcm

Die numerische Auswertung in der in Kapitel 4 beschriebenen Weise liefert die Zeitkonstante der Relaxation τ als Funktion der abklingenden Oberflächenphotospannung $\Delta\Psi / \Delta\Psi_{\text{max}}$ nach Abschalten des Lichtes. Durch Variation der Temperatur erhält man dann die in Abb. 5.1 dargestellten Kurven, durch Verändern der Anregungsintensität folgt Abb. 5.3. Aus dieser letzten Darstellung ist zu ersehen, daß für sehr kleine Beleuchtungsintensitäten die Lebensdauer während der gesamten Abklingphase einen konstanten Wert annimmt. Eine Erhöhung der Anregung führt zu kürzeren Relaxationszeitkonstanten, die exponentiell auf den Kleinsignalwert zulaufen. Der Beleuchtungswert I_0 entspricht einem SPV-Signal von 1.4 mV, I_0 selbst beträgt etwa $2 \cdot 10^{16}$ Quanten $\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$. Eine Variation der Temperatur bei konstanter Anregung hat einen sehr starken Einfluß auf die Lebensdauer, im Temperaturbereich von 200 K bis 300 K verschiebt sich τ um 4 Größenordnungen. Abb. 5.2 gibt die Kleinsignallebensdauer als Funktion der reziproken Temperatur wieder. Die Abbildung faßt die Messungen von drei Kristallen zusammen, übereinstimmend zeigt sich ein exponentieller Verlauf

$$\tau_0 = 5.6 \cdot 10^{-16} \exp \frac{(0.61 \pm 0.05) \text{ eV}}{kT} \text{ sec}$$

Die Abbildung 5.4 stellt den Zusammenhang zwischen dem stationären SPV-Signal und der Anregungsintensität dar. Dieser ist bei kleinerer Intensität linear, für höhere Anregung steigt das Signal nur noch schwächer an. Eine funktionale Angabe des dann herrschenden Zusammenhanges ist nicht möglich, da die Intensität nicht weiter gesteigert

gert werden konnte.

Die Abbildungen 5.5 - 5.7 geben den Effekt von zusätzlich eingestrahlem monochromatischem Gleichlicht wieder, wobei dessen Wellenlänge variiert wird. Wie 5.5 aussagt, werden die Transientenkurven von Zusatzlicht im Bereich der Bandlücke ($1.3 \mu\text{m}$) überhaupt nicht beeinflusst. Je näher dann die Wellenlänge des Gleichlichts der Grundgitterabsorption kommt, desto stärker ist sein Einfluß. Die Signalthöhe wird reduziert (Abb. 5.6), und die Zeitkonstanten der Relaxation sind abgesenkt (Abb. 5.7). Diese beiden Effekte stehen in Übereinstimmung, denn eine verkürzte Lebensdauer der Ladungsträger wird deren Überschußkonzentration und damit die Veränderung der Bandverbiegung herabsetzen.

Der Effekt der Signalabsenkung mit abnehmender Wellenlänge sollte nur auf den ansteigenden Absorptionskoeffizienten in diesem Bereich zurückzuführen sein, d.h. die Konzentration der durch das Gleichlicht freigesetzten Ladungsträger wird größer. Identisch hierzu wäre eine Intensitätsvariation bei konstanter Wellenlänge. Der Anstieg des Signals in Abb. 5.6 unterhalb einer Wellenlänge von $0.9 \mu\text{m}$ ist auf ein starkes Absinken der Gleichlichtintensität (Emission der Kombination Halogenlampe - Prismenmonochromator) zurückzuführen, nicht auf einen Kristalleffekt.

5.1.2 reine Spaltfläche, Oberflächenanregung, Si p-360 Ωcm

Die Abbildungen 5.8 und 5.9 entsprechen den Abbildungen 5.1 und 5.2 bei n-Silizium. Hier ist wieder der Lebensdauerverlauf während der Relaxation gegen die Signalthöhe bei unterschiedlicher Temperatur aufgetragen, sowie die hieraus zu entnehmende Kleinsignallebensdauer als Funktion der Temperatur. Ein fundamentaler Unterschied liegt

im Vorzeichen des SPV-Signals, bei p-Dotierung tritt eine negative Photospannung auf. Auch der Temperaturbereich, der durch das zeitliche Beobachtungsfenster festgelegt wird, ist unterschiedlich; er erstreckt sich von 140 K bis 200 K. Dementsprechend ergibt sich als funktionaler Zusammenhang zwischen τ_0 und T :

$$\tau_0 = 7.3 \cdot 10^{-16} \exp \frac{(0.45 \pm 0.04) \text{ eV}}{kT} \text{ sec}$$

Für eine bestimmte Temperatur ist also die Zeitkonstante bei p-Silizium um mehrere Größenordnungen kleiner als bei n-Dotierung.

Die Höhe des SPV-Signals ist auch hier stark von zusätzlich eingestrahlem Gleichlicht abhängig. Äquivalente Untersuchungen zum n-Silizium wurden nicht durchgeführt, lediglich der qualitative Effekt bei Einfall von Tageslicht bzw. Raumbelichtung wurde beobachtet.

5.1.3 Anregung von Oberflächenzuständen nach Wasseradsorption

Eine Adsorption von Wasserdampf einer Dosis in der Größenordnung 1 mbar-min auf die 2 x 1 Spaltfläche führt zum vollständigen Verschwinden des SPV-Signals bei beiden Volumendotierungen. Bei einer Nachweisgrenze von ca. 20 μV und einem ursprünglichen Signal von 2 mV bedeutet dieses ein Absinken um mehr als zwei Größenordnungen. Dies kann aber auch als Beweis dafür angesehen werden, daß keinerlei Fehlsignal z.B. durch Beleuchten von Kontakten etc. entsteht, denn hier wäre der drastische Einfluß der Adsorption nicht verständlich.

5.2.1 reine Spaltfläche, Grundgitteranregung, Si n-750 Ωcm

Die ersten drei Abbildungen 5.10 - 5.12 zeigen den Zu-

sammenhang zwischen Lebensdauer, Temperatur und Anregungsintensität. Abb. 5.10 gibt die Lebensdauervariation während des Abklingvorganges wieder, Parameter ist die Temperatur. Gegenüber der Oberflächenanregung fällt der steilere Verlauf auf, also die stärkere Veränderung der Relaxationszeit, was auf die höhere Anregung zurückzuführen ist. Das Einmünden der Kurven rechts unten in einen scheinbaren Sättigungswert ist durch die obere Frequenzgrenze der Meßanordnung bedingt, schnellere Komponenten im Fourierspektrum der Relaxation werden abgeschnitten.

Der Kleinsignalwert der Lebensdauer und dessen Temperaturverhalten sind identisch mit demjenigen bei Oberflächenanregung. In Abb. 5.11 sind die Meßwerte bei Grundgitterabsorption gegen die Temperatur aufgetragen. Die durchgezogene Gerade gibt den bei Oberflächenanregung gefundenen Verlauf wieder, wobei die Übereinstimmung perfekt ist.

In Abb. 5.12 wird die Anregungsintensität bei konstanter Temperatur verändert. Der Variationsbereich erstreckt sich über acht Größenordnungen, das Verhalten der Lebensdauer während der Relaxation ist wieder ein exponentielles Zustreben auf den Kleinsignalwert, wobei der Anfangswert von τ um bis zu drei Größenordnungen geringer als der Kleinsignalwert ist.

Nimmt man aus der letzten Darstellung den Lebensdauerwert im Augenblick des Abschaltens, so läßt sich daraus die Geschwindigkeit der Bandverbiegungsänderung bestimmen. Diese ist in Abb. 5.13 gegen die Anregungsintensität aufgetragen. Im doppellogarithmischen Maßstab ergibt dies eine Gerade mit dem Verlauf $\Delta\psi \sim I^{0.86}$.

Die beiden folgenden Abbildungen 5.14 und 5.15 zeigen den stationären Maximalwert der SPV bei konstanter Temperatur als Funktion der Anregungsintensität. Die maximal eingestrahlte Intensität liegt in der Größenordnung 10-50 mWatt.

Der Zusammenhang ist im wesentlichen logarithmisch:
 $\Delta\psi \sim \ln I/I_0$, nur bei kleineren Intensitäten treten Abweichungen auf. Dieser Bereich unterhalb $I/I_0 \sim 10^{-4}$ ist in Abb. 5.15 gesondert untersucht, wobei die Signalhöhe hier nicht mehr linear, sondern ebenfalls logarithmisch aufgetragen ist. Die eingezeichnete Gerade gibt den Verlauf $\sim I^{0.74}$ wieder, auf den die Meßwerte bei kleinen Intensitäten zulaufen.

Der Einfluß von monochromatischem Gleichlicht ist den Abbildungen 5.16 und 5.17 zu entnehmen. Genau wie bei der Oberflächenanregung wird bei der Verschiebung der Wellenlänge von $1.4 \mu\text{m}$ bis $1.1 \mu\text{m}$, also von Oberflächen- zur Grundgitterabsorption hin, die Signalhöhe der SPV-Transientenkurven drastisch reduziert (Abb. 5.16) und die Lebensdauer verkürzt (Abb. 5.17). Während bei den Kurven A-D die Anregung mittelstark ist, ist sie bei E und F hoch, wie auch aus den absoluten SPV-Werten hervorgeht. Die Kurve A entspricht der Dunkelkurve.

Abb. 5.18 zeigt schließlich den Effekt der Variation der Lichtpulsdauer im Bereich von $0.5 \mu\text{sec}$ bis $70 \mu\text{sec}$. Auf die Relaxationskurven hat diese Variation erst dann einen Einfluß, wenn die maximale Signalhöhe nicht mehr erreicht wird. Die Veränderung ist dann identisch mit derjenigen, die bei Absenkung der Anregungsintensität auftritt. Diese Untersuchung bringt keine prinzipiell neuen Hinweise.

5.2.2 Spaltfläche nach Wasseradsorption, Si n-750 Ωcm

Die Adsorption von Wasserdampf einer Dosis von $1.5 \text{ mbar}\cdot\text{min}$ führt zu starken Veränderungen im Signalverhalten der Oberfläche. Die Signalhöhe sinkt gegenüber der reinen Fläche um eine Größenordnung ab (auf $1-2 \text{ mV}$ bei Maximaleinstrahlung). Die Lebensdauern während der Relaxation liegen gegenüber denen der reinen Fläche verschoben, die Kleinsignalewerte haben die Tendenz, zu hohen Zeitkonstanten zu laufen (Abb. 5.19).

Dieses Verhalten ähnelt etwas demjenigen von p-Material auf der reinen Fläche (siehe weiter unten).

Der Intensitätsverlauf des stationären Signals folgt in etwa einer Funktion $\Delta\Psi \sim I^{0.7}$, was auf einen nicht einfachen Mechanismus hindeutet (Abb. 5.21).

Abbildung 5.20 zeigt die Variation der Lebensdauer während der Relaxation bei verschiedener Anregung und konstanter Temperatur. Das Verhalten ist prinzipiell wie auf der reinen Fläche, allerdings tritt selbst beim kleinsten noch beobachtbaren Signal eine starke Variation der Lebensdauer auf, während auf der frischen Spaltfläche hier ein konstanter Kleinsignalwert erreicht wurde. Dies ist ein Hinweis darauf, daß auch bei kleinstem Signal eine große Abweichung vom Gleichgewicht erzeugt wird. Bei höheren Temperaturen ist die Variation des $\tau = f(\Delta\Psi/\Delta\Psi_0)$ Verlaufs bei verschiedener Intensität noch geringer. Auch die Beeinflussung durch Gleichlicht ist wesentlich schwächer. Eine Einstrahlung mit einer Wellenlänge von $1 \mu\text{m}$ und einer Intensität, die auf der reinen Fläche das Signal praktisch verschwinden läßt, bringt nach der Adsorption nur eine Verringerung von ca. 10%.

5.2.3 reine Spaltfläche, Grundgitteranregung, Si p-360 Ωcm

Die nachfolgenden Graphiken beziehen sich alle auf p-dotiertes Silizium 360 Ωcm und Grundgitterabsorption. Das Vorzeichen des Signals ist in allen Fällen negativ, wie auch schon bei der Oberflächenanregung.

Die Abb. 5.22 zeigt die auf 1 normierten Transientenkurven der sauberen Spaltfläche. Auffallend ist hier, daß nach anfänglich sehr schnellem Abfall bei höheren Temperaturen ($>200 \text{ K}$) ein langsam abklingender Anteil verbleibt, der über mehrere Millisekunden beobachtbar ist. Die Kurven für verschiedene Temperaturen laufen dann wie-

der aufeinander zu. Dieser Ausläufer ist stark gleichlichtempfindlich und läßt sich durch geringe Fremdbeleuchtung unterdrücken. Abbildung 5.23 gibt die aus diesen Kurven ermittelten Lebensdauerwerte wieder. Das Verhalten ist abweichend von den Beobachtungen bei Oberflächenanregung, eine Angabe über den Lebensdauerwert bei sehr kleiner Anregung ist aus den durchgeführten Messungen nicht möglich.

5.2.4 Adsorption von Sauerstoff, Si p-360 Ω cm

Sauerstoffeinlaß, hier mit einer Dosis von $3.7 \cdot 10^{-6}$ mbar-min, hat nur verhältnismäßig geringe Auswirkungen (Abb. 5.24). Die Lebensdauerwerte werden zu etwas höheren Werten (bei gleicher Temperatur) verschoben, der grundsätzliche Charakter der Kurven bleibt erhalten.

5.2.5 Anregung mit $\lambda > 1.1 \mu\text{m}$, reine Spaltfläche und Wasseradsorption, Si p-360 Ω cm

Verwendet man als Anregungsquelle eine Kombination Halogenlampe-Siliziumfilter, wobei aber das Filter nicht geheizt wird (siehe experimenteller Aufbau), so resultiert hieraus ein noch sehr starker Anteil an Grundgitterabsorption. Die Transientenkurven entsprechen mehr denjenigen mit der Ga-As Diode als denen bei geheiztem Si-Filter. Interessant sind diese Kurven hier vor allem, weil an ihnen der Einfluß von Wasserdampf untersucht wurde.

Abbildung 2.25 zeigt den Lebensdauer-Signalzusammenhang für die reine Fläche in einem Temperaturbereich von 160 K - 220 K. Wesentliche Unterschiede zu den beiden vorangehenden Abbildungen treten nicht auf. Da die Signalhöhe mit steigender Temperatur stark zurückgeht, hauptsächlich auf Kosten des schnellen Anteils der Transientenkurven, treten Überschneidungen im Lebensdauerverlauf auf. Bei Auftragung gegen die absolute Signalhöhe ist dies nicht

der Fall. Auch hier ist der langsame Ausläufer der Kurven sehr empfindlich gegen zusätzliches Gleichlicht. Schon ein nicht vollständiges Abdunkeln des Probenraumes führt zum Verschwinden dieses Anteils.

Nach Adsorption von Wasserdampf (hier $3.7 \cdot 10^{-2}$ mbar-min) tritt ein stark verändertes Verhalten der Lebensdauer auf (Abb. 5.26). Der beobachtete Temperaturbereich erstreckt sich von 200 K bis über 300 K, die Lebensdauer bei gleicher Temperatur ist um ca. zwei Größenordnungen gestiegen, und der langlebige Teil der Transientenkurve ist nicht mehr beobachtbar. Die Signalhöhe ist vergleichbar mit derjenigen der reinen Oberfläche (1-2 mV).

Abb. 5.1

Si n-750 Ωcm

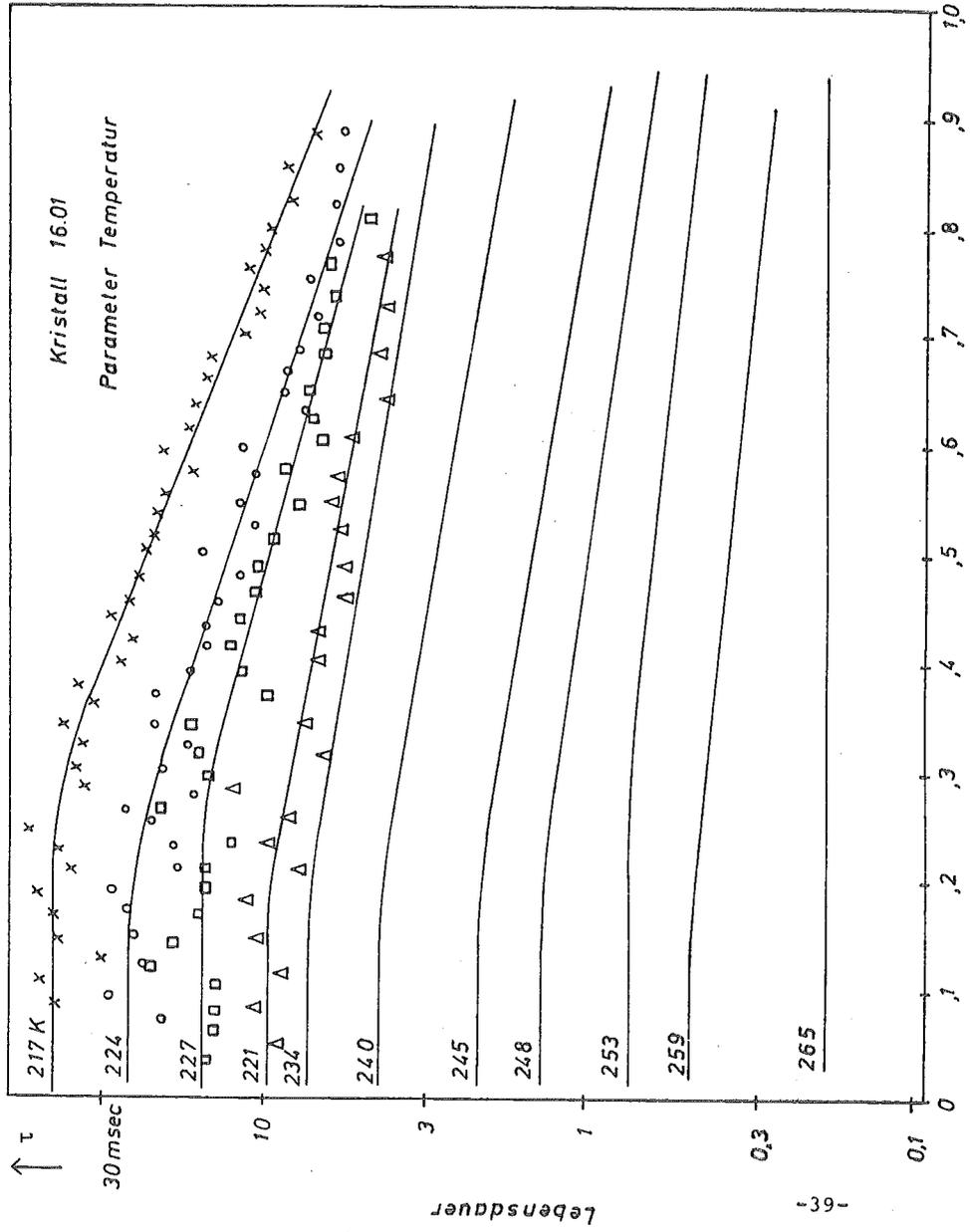
reine Spaltfläche

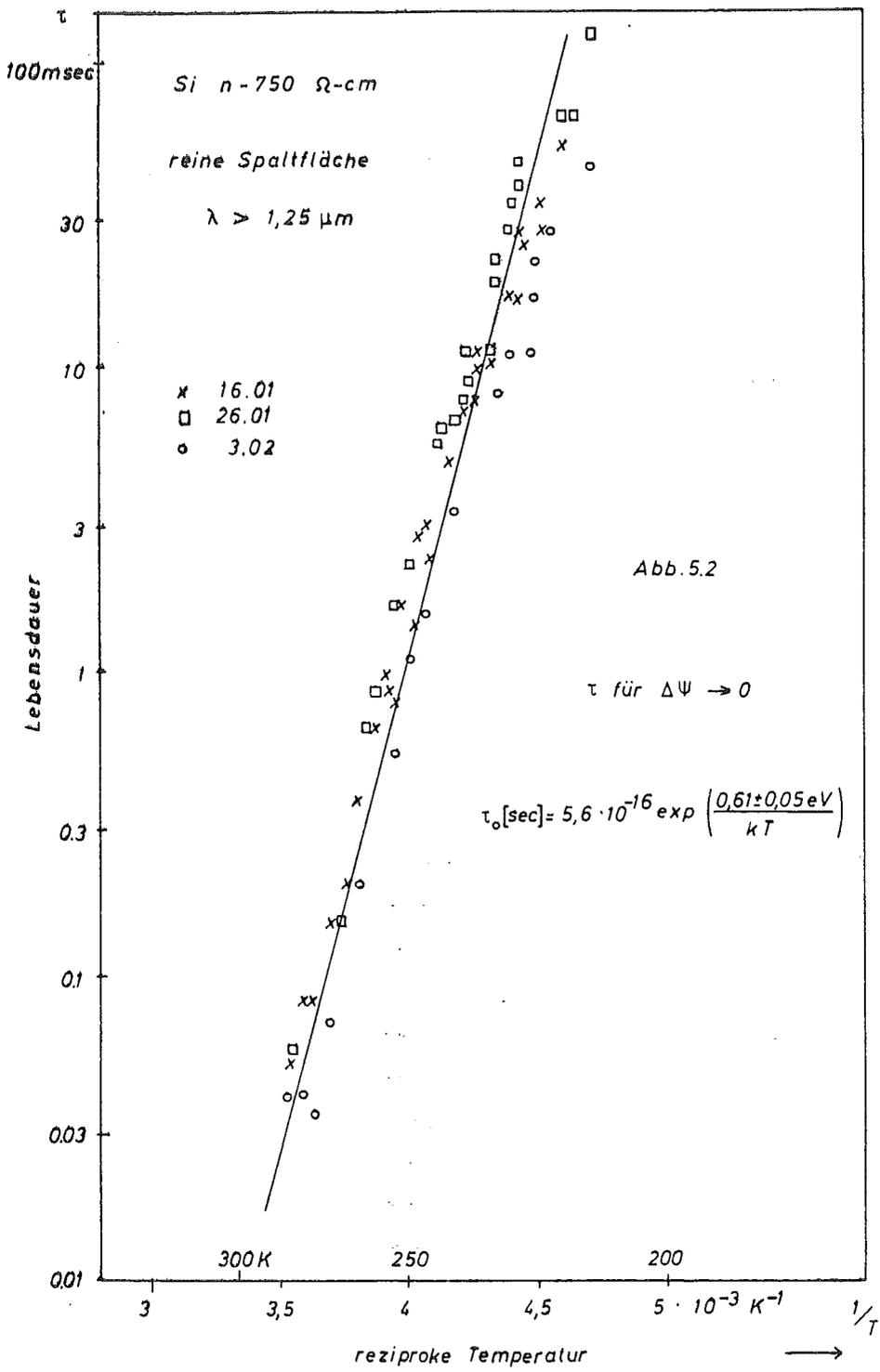
$\lambda > 1,25 \mu\text{m}$

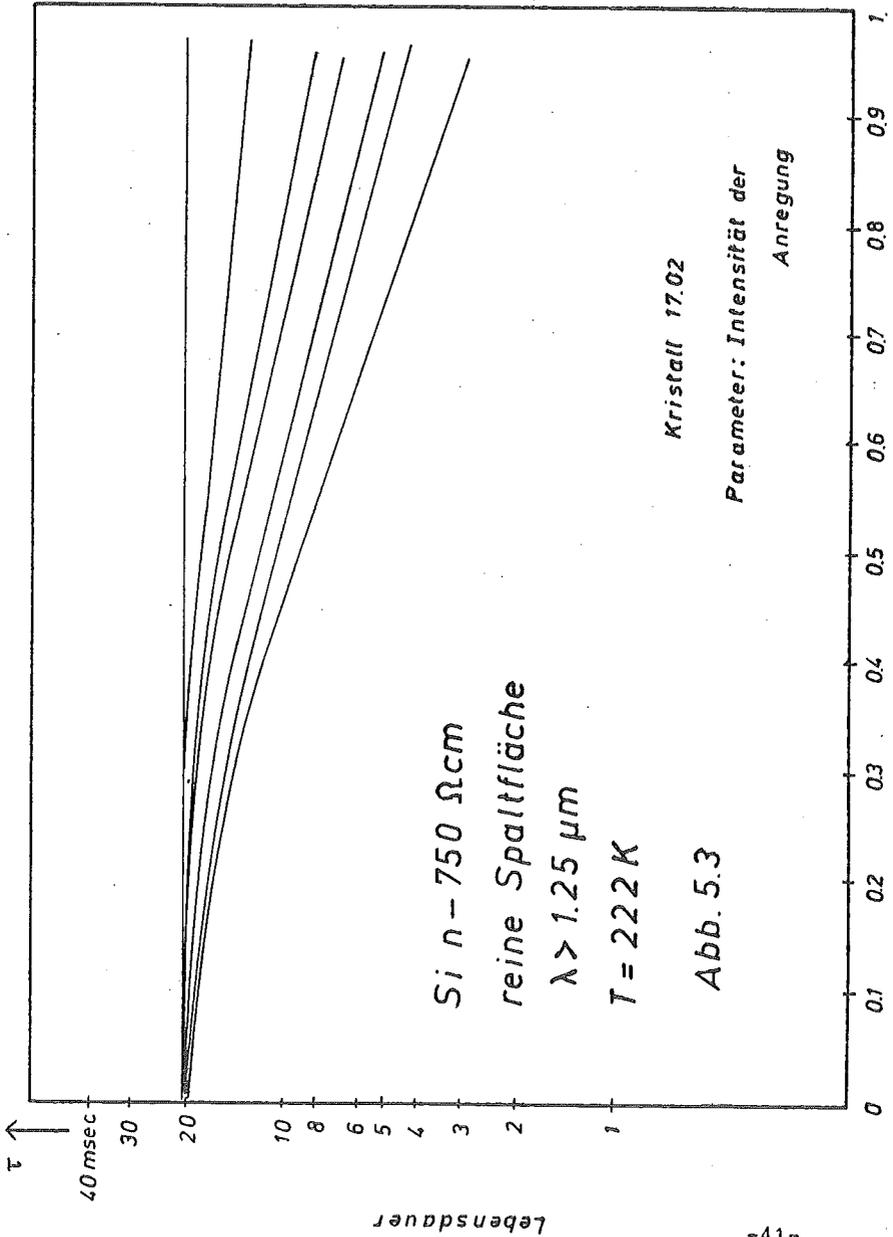
normiertes

SPV - Signal

$\frac{\Delta W}{\Delta W_{\text{max}}}$

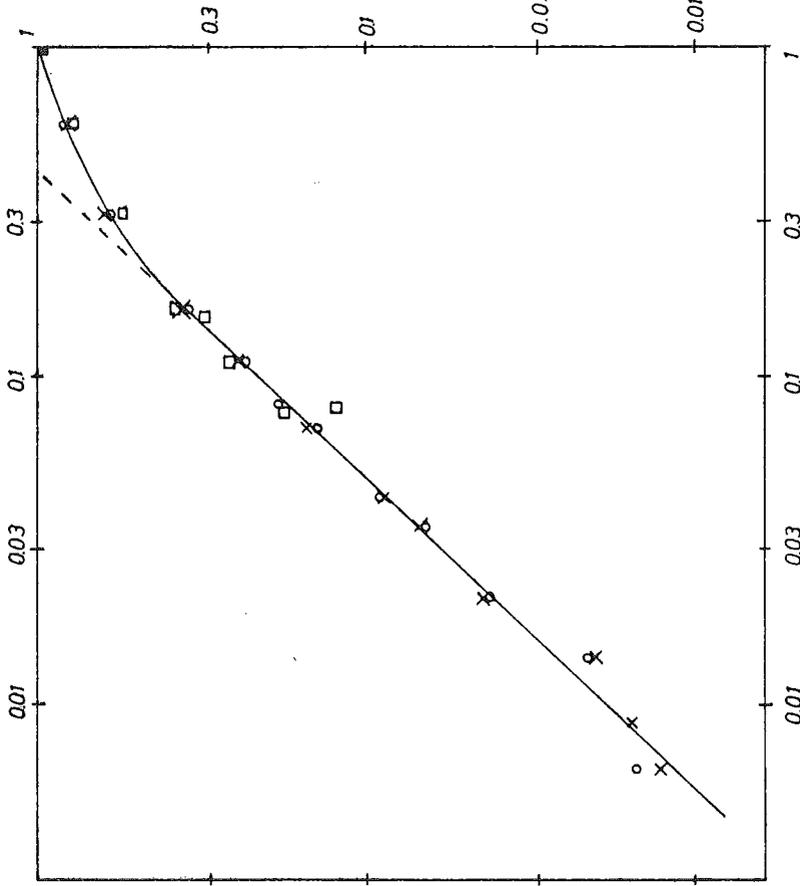






I_1/I_0	SPV _{max}
< 0.04	< 120 μV
0.07	210 μV
0.11	330
0.16	510
0.3	870
0.6	1.1 mV
1	14 mV

$\frac{SPV}{SPV_{max}}$



Si n - 750 Ω cm
reine Spaltfläche

$\lambda > 125 \mu\text{m}$

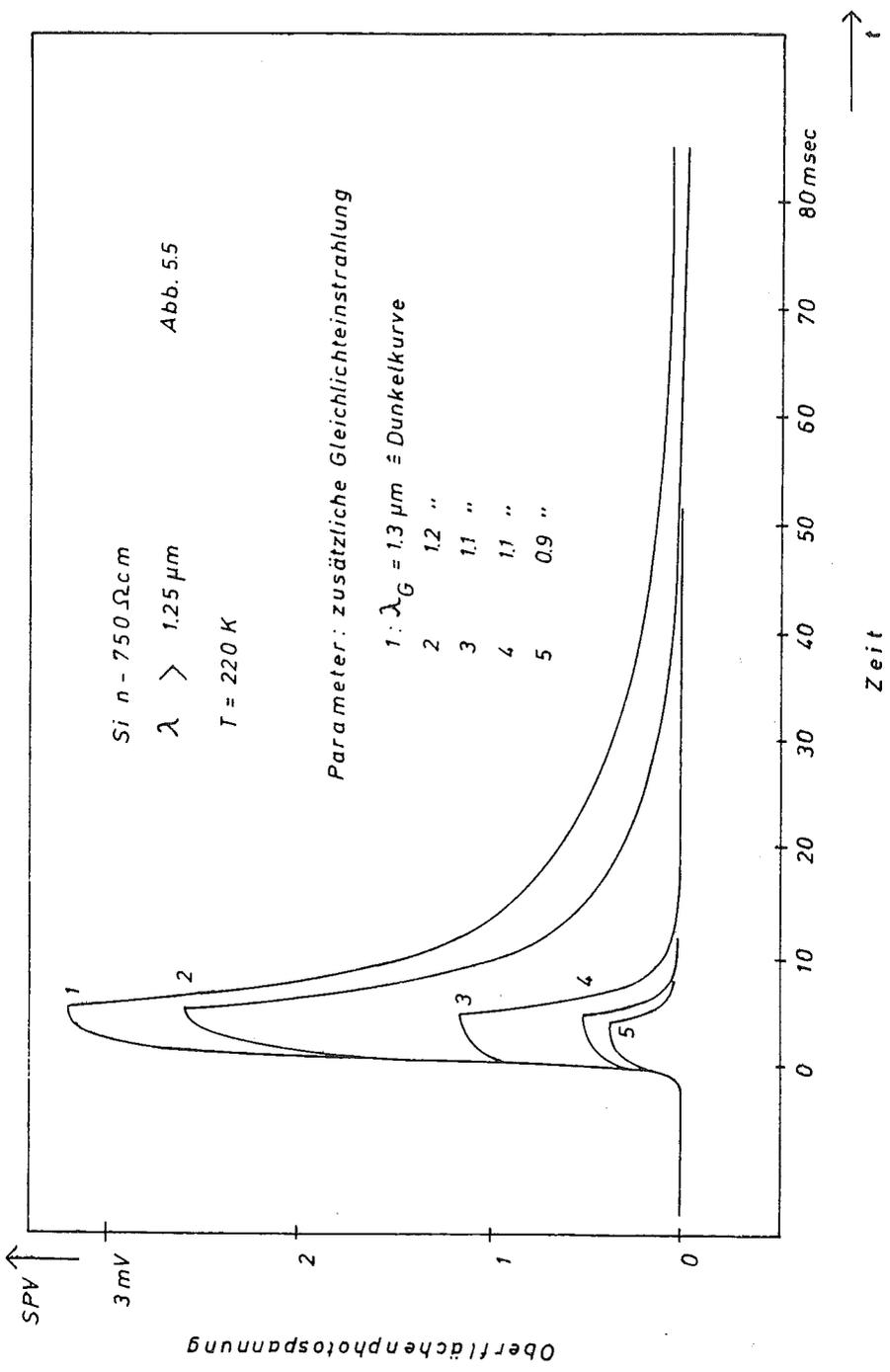
$I_0 = 2 \cdot 10^{16} \frac{\text{Quanten}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$

Kristall	T	SPV_{max}
o 17.02	223 K	1.975 mV
x 03.02	222 K	1.375 mV
□ 20.01	227 K	1.65 mV

Abb. 5.4

Intensität

$\frac{I}{I_0}$



Einfluß zusätzlicher Gleichlichtbeleuchtung

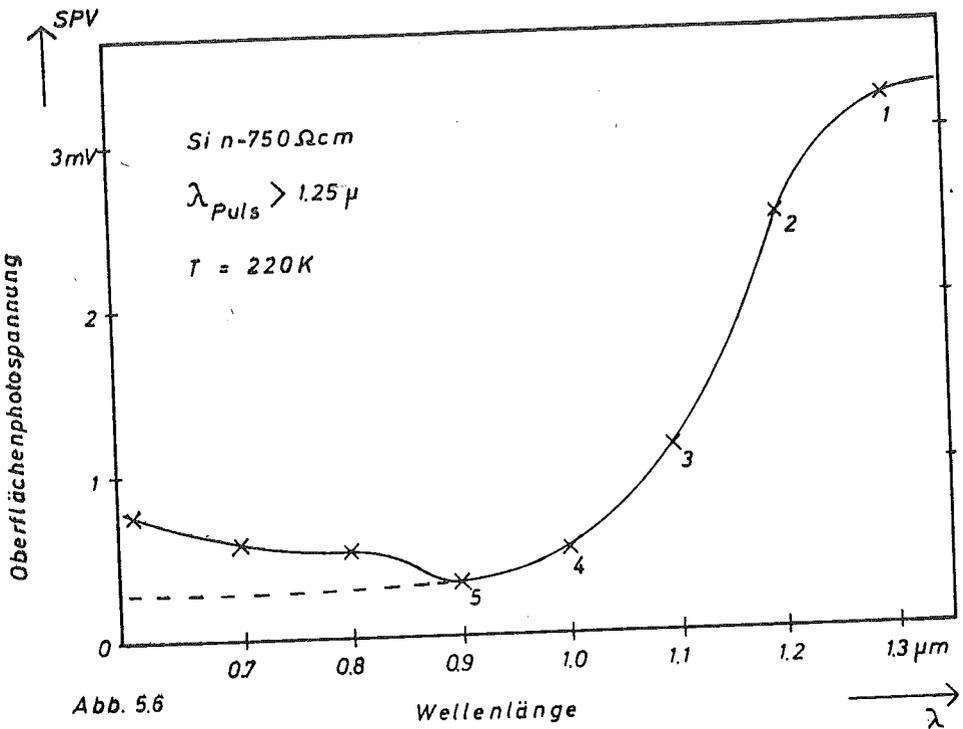


Abb. 5.6

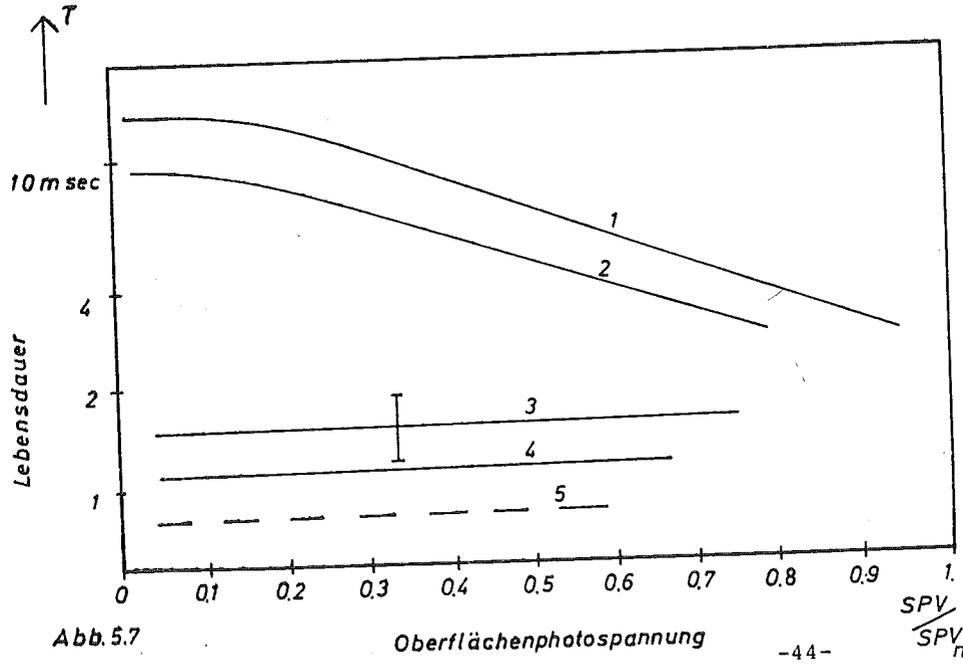


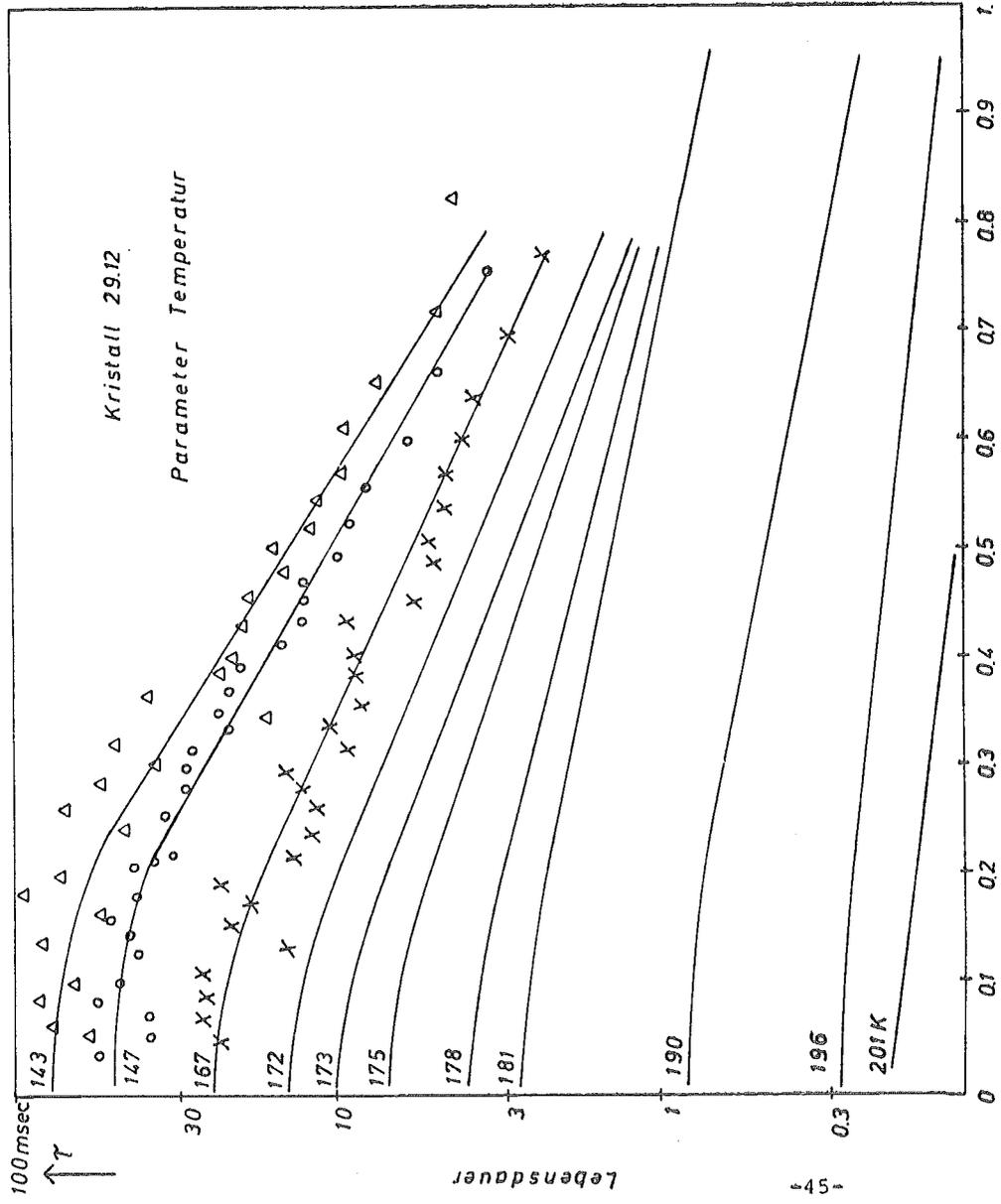
Abb. 5.7

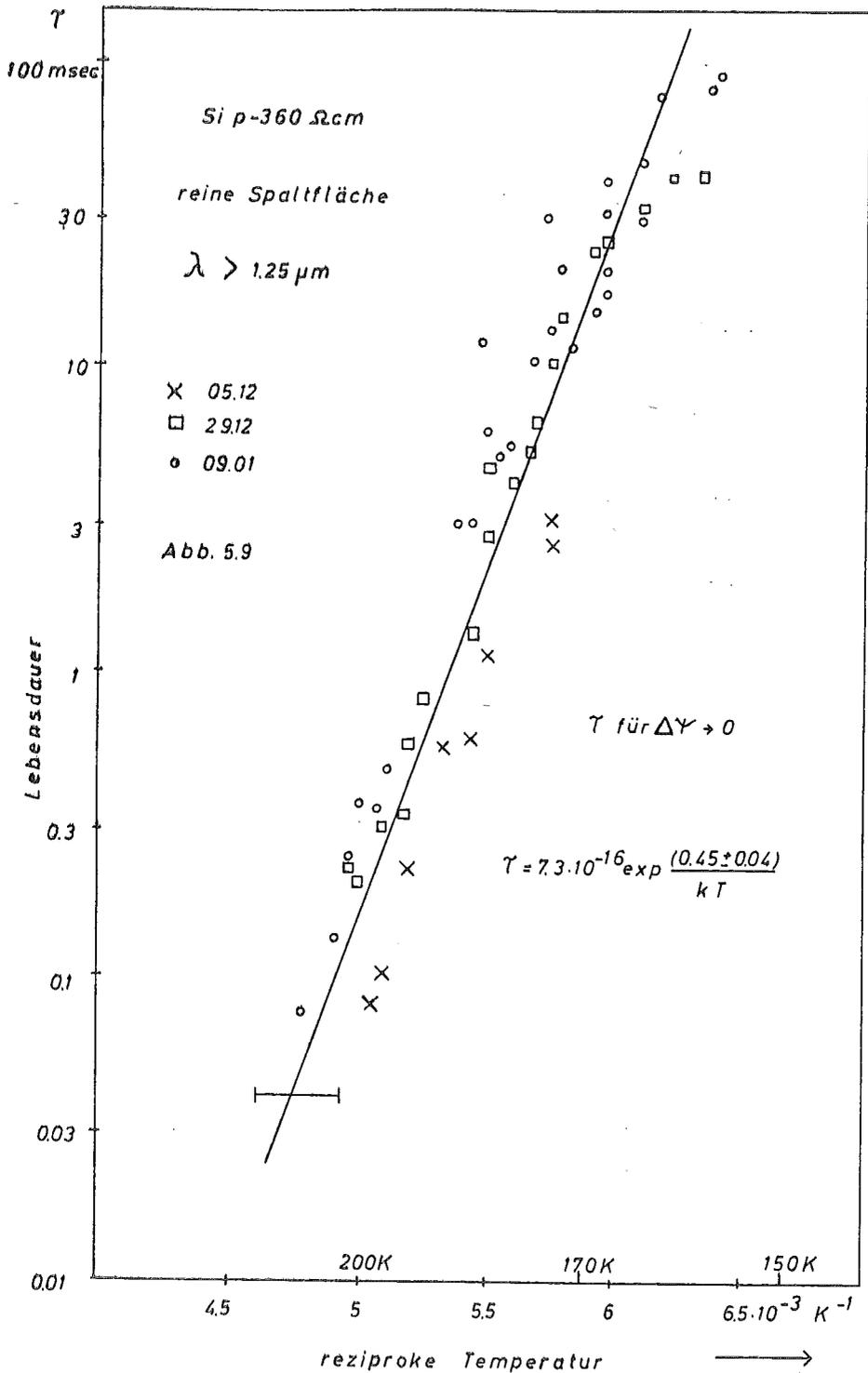
Abb. 5.8

Si p - 360 Ω cm
reine Spaltfläche
 $\lambda > 1.25 \mu\text{m}$

normiertes
SPV - Signal

$\frac{SPV}{SPV_{max}}$





↑ τ

100 msec

Si n - 750 Ωcm

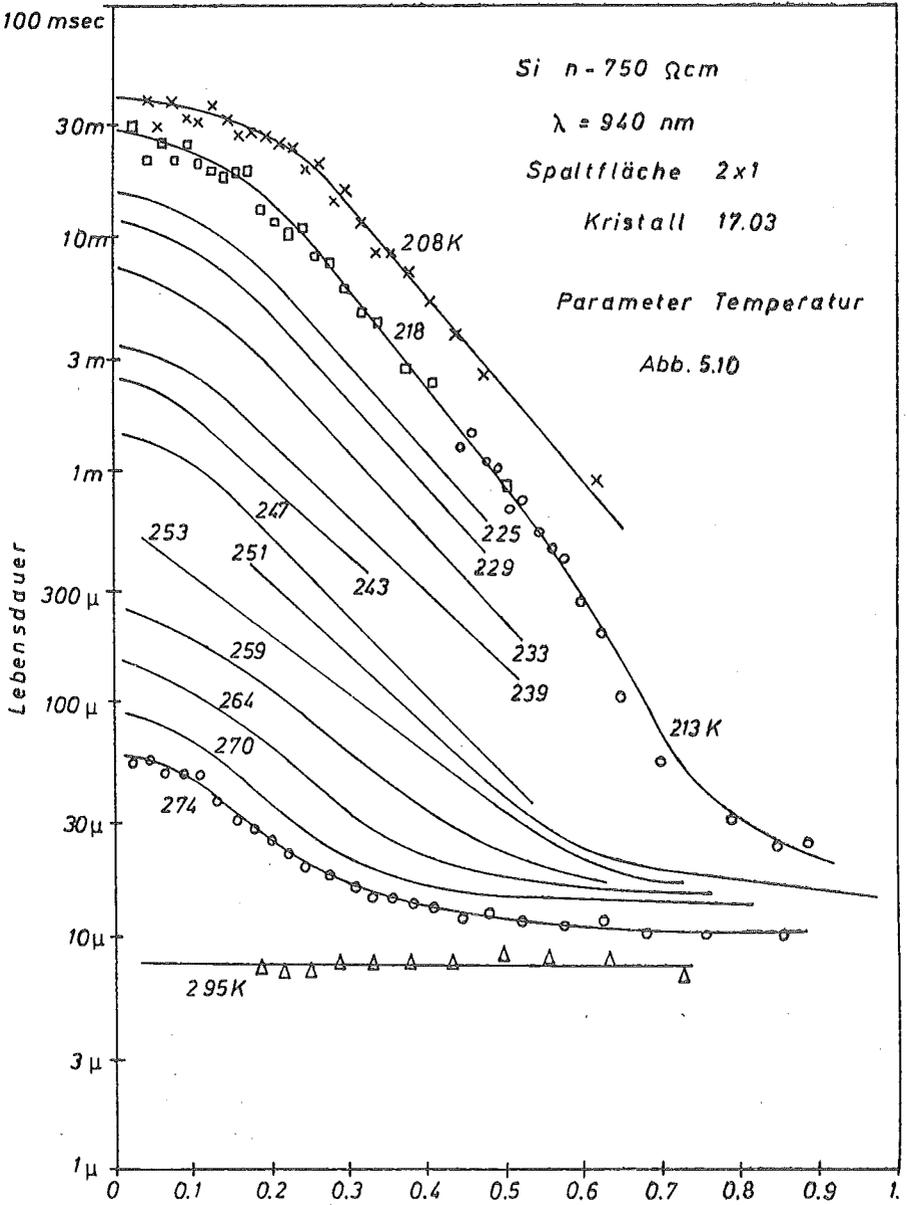
$\lambda = 940 \text{ nm}$

Spaltfläche 2x1

Kristall 17.03

Parameter Temperatur

Abb. 5.10



Oberflächenphotospannung

→ $\frac{\Delta\psi}{\Delta\psi_{\text{max}}}$

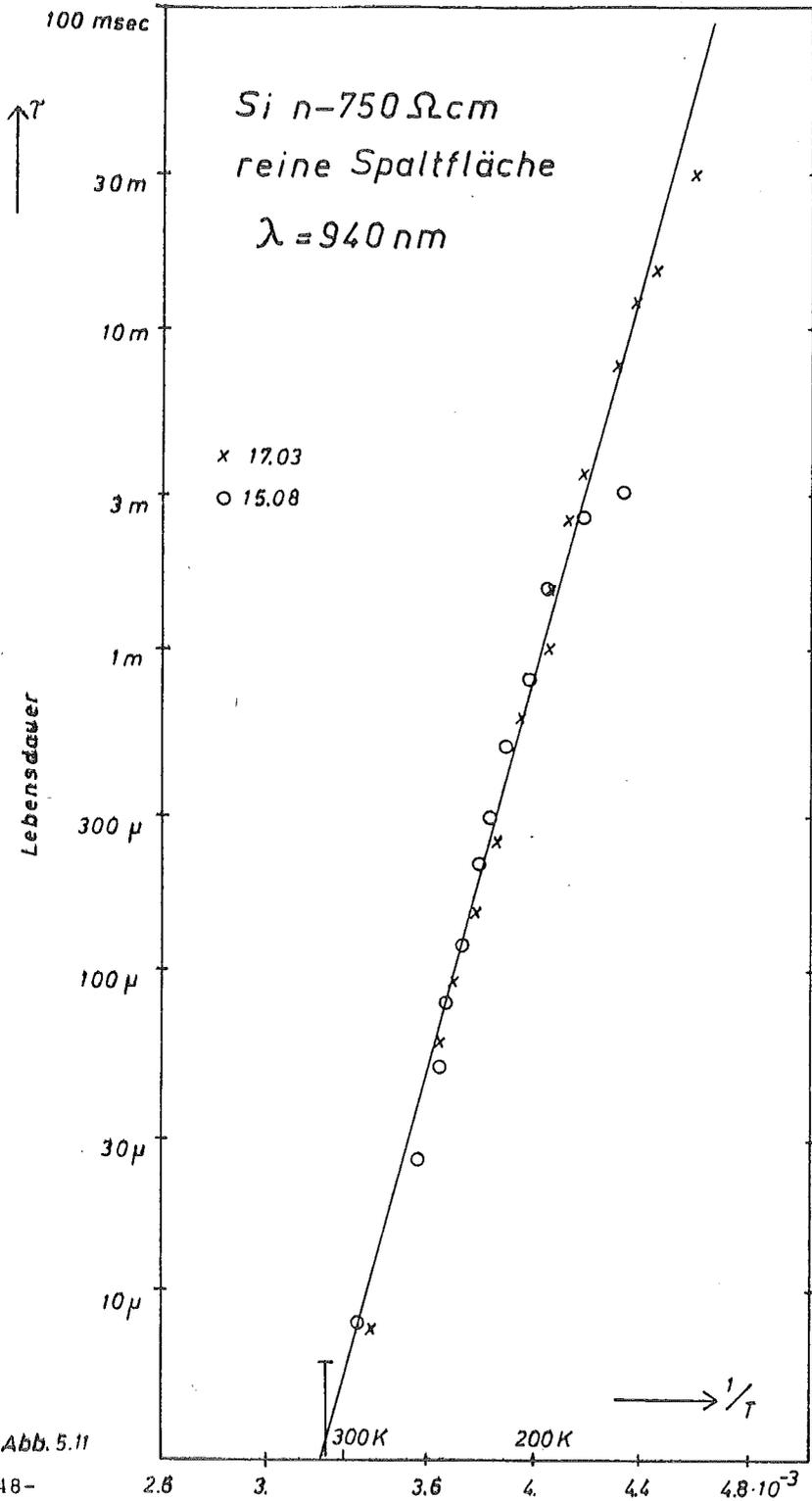
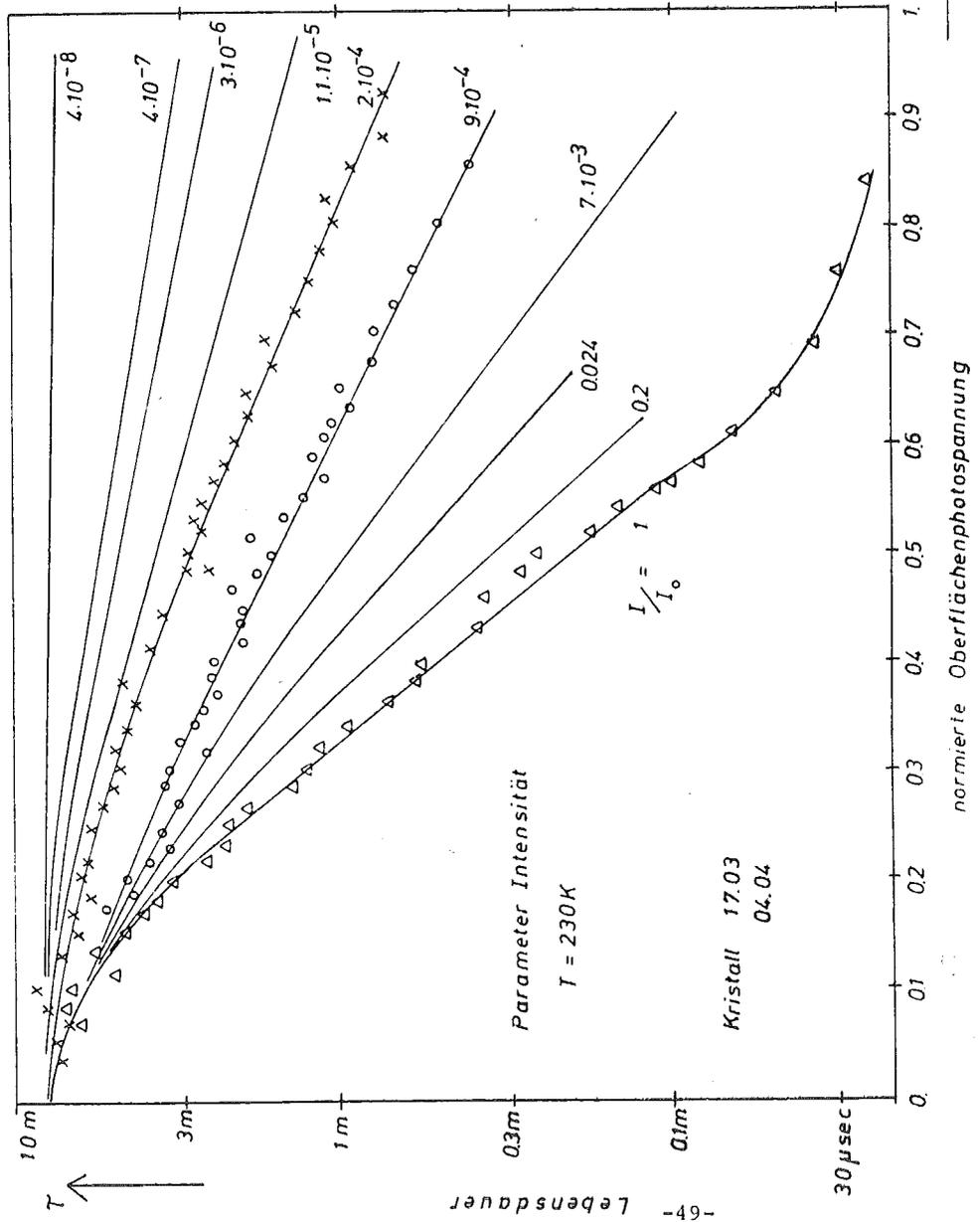


Abb. 5.11

Si n-750 Ω cm
 reine Spaltfläche
 $\lambda = 940$ nm

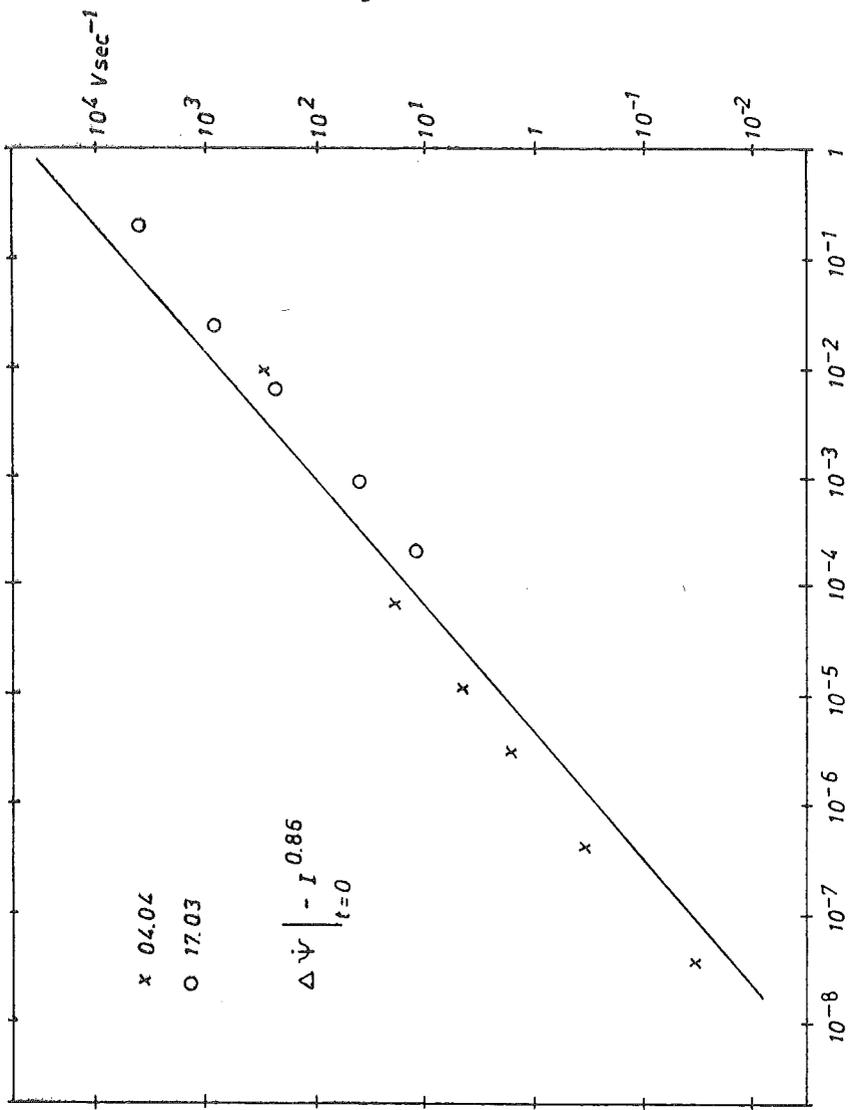
Abb. 5.12



$\Delta\dot{\Psi}$ ↑

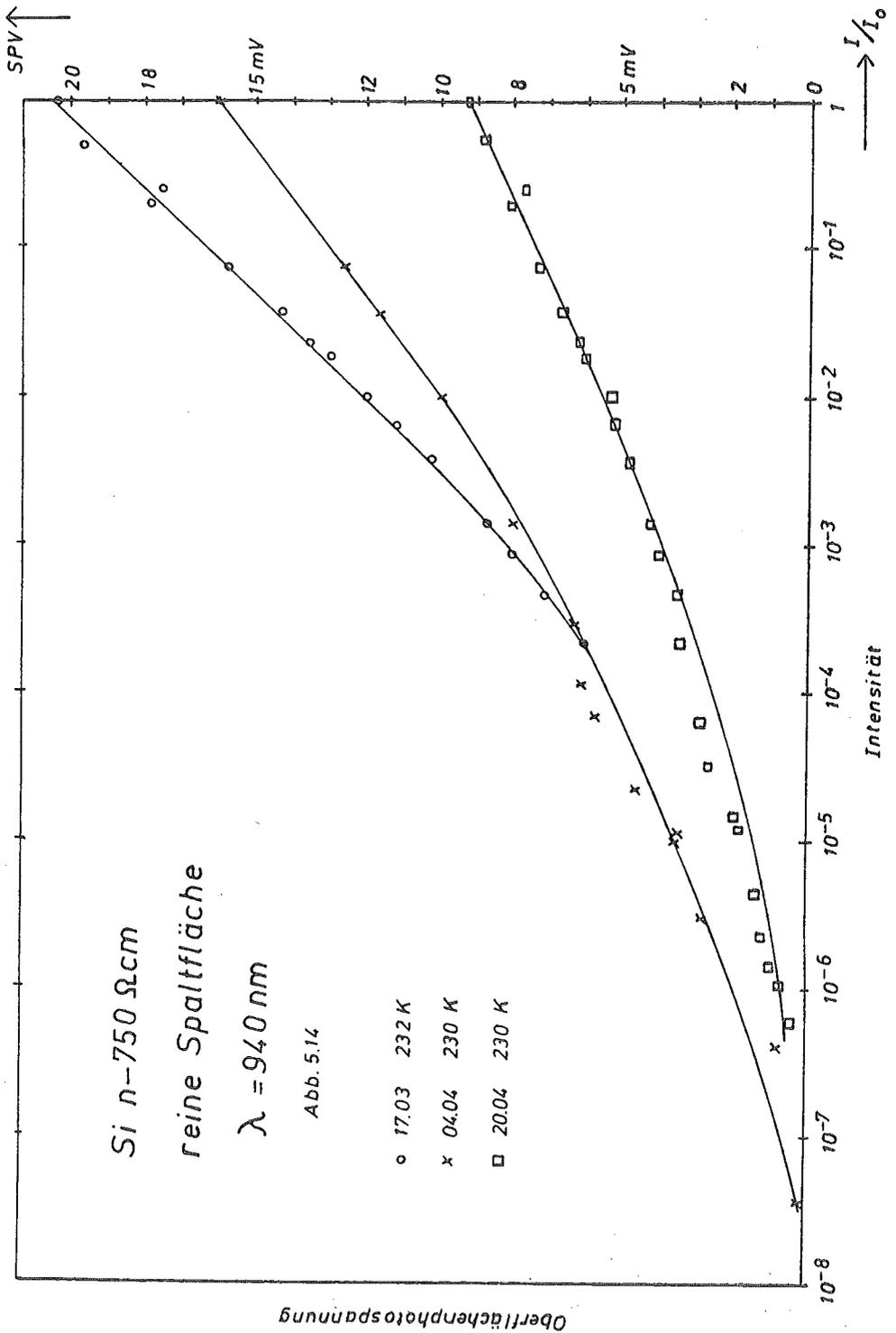
SPV - Änderung

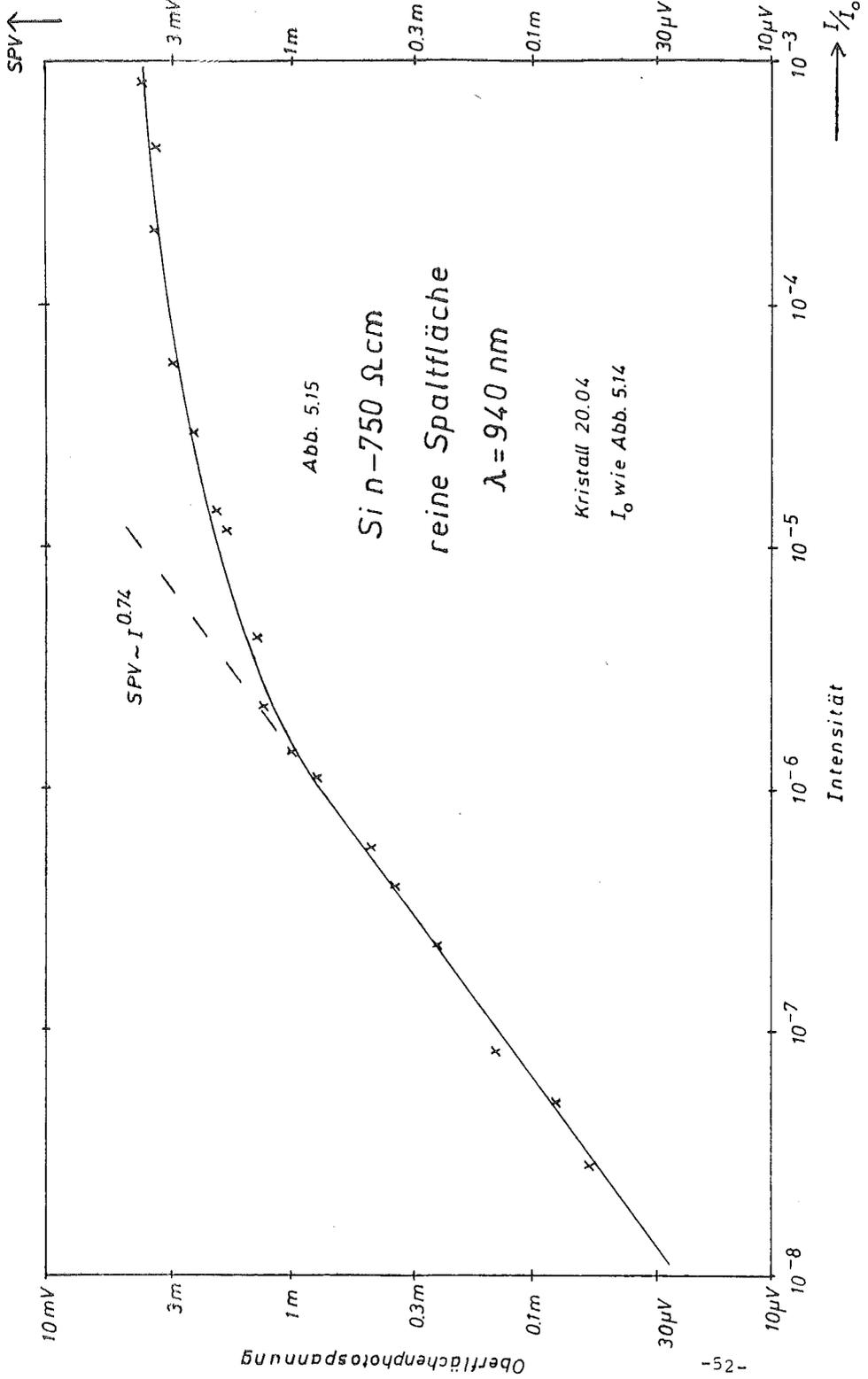
↑ I/I_0



Si n-750 Ωcm
reine Spaltfläche
λ=940 nm

Abb. 5.13

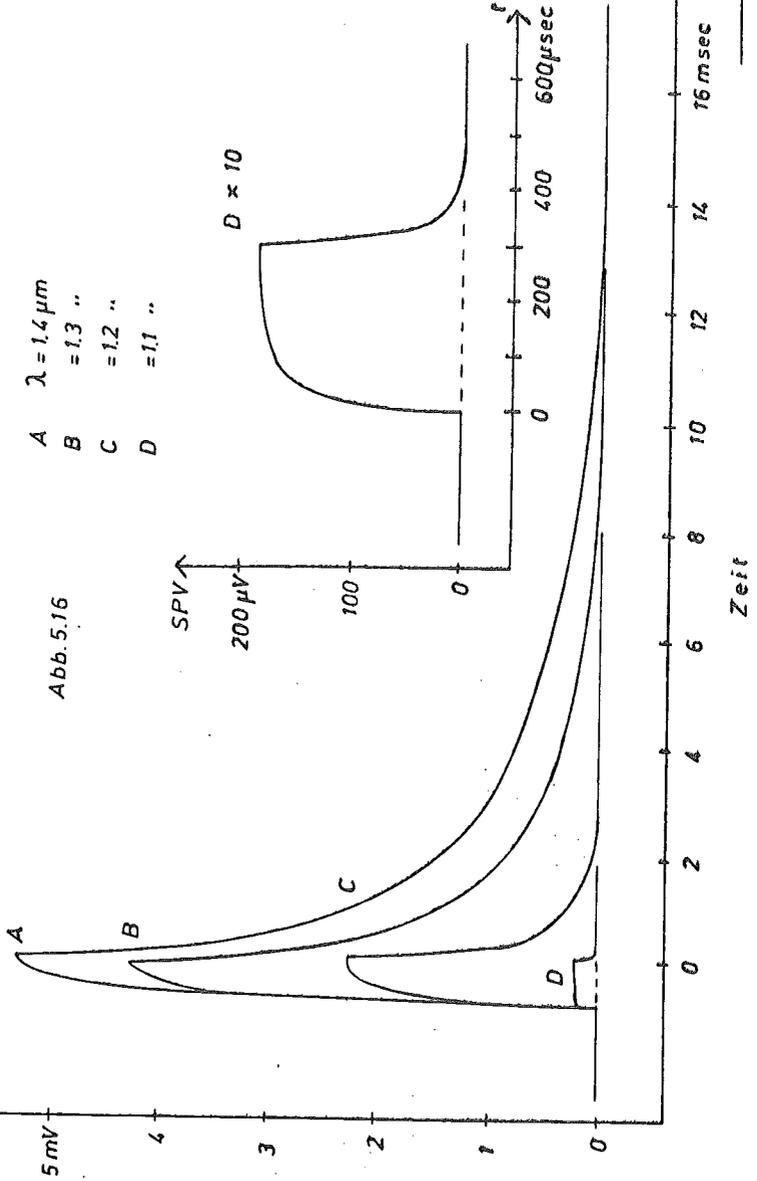




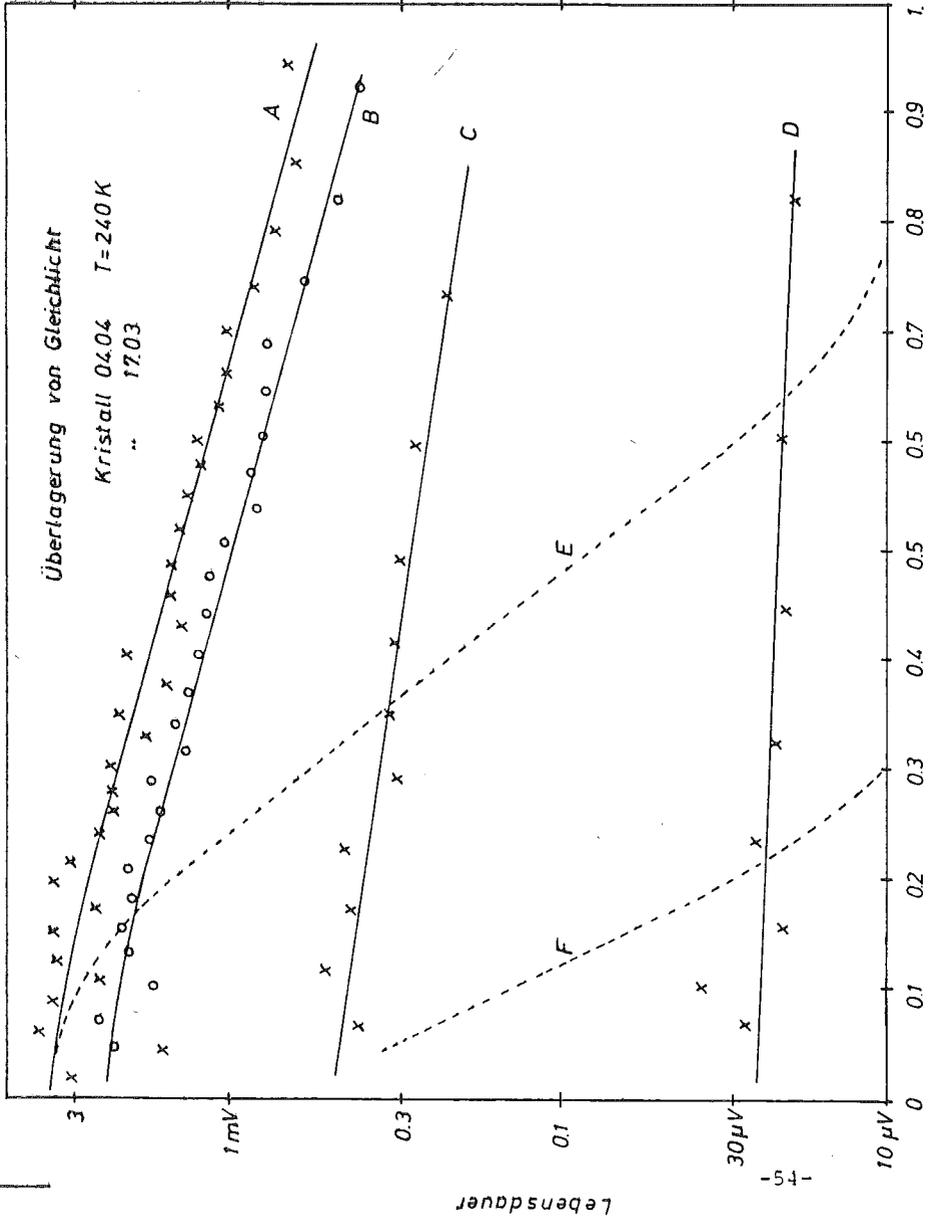
SPV ↑

Oberflächenphotospannung

Si n - 750 Ωcm reine Spaltfläche
 $\lambda_{Puls} = 940 \text{ nm}$ Gleichlicht überlagert



↑ T



Si p-750 Ωcm
 reine Spaltfläche
 $\lambda_{\text{Puls}} = 940 \text{ nm}$

Abb. 5.17

	λ_{Gleich}	ΔV_{max}
A	1.4 μm	5.3 mV
B	1.3 "	4.3 "
C	1.2 "	2.2 "
D	1.1 "	0.2 "
E	÷	20 mV
F	1.0 μm	11.5 mV

normiertes
 SPV-Signal

→ $\frac{\Delta V}{\Delta V_{\text{max}}}$

Lebensdauer

-54-

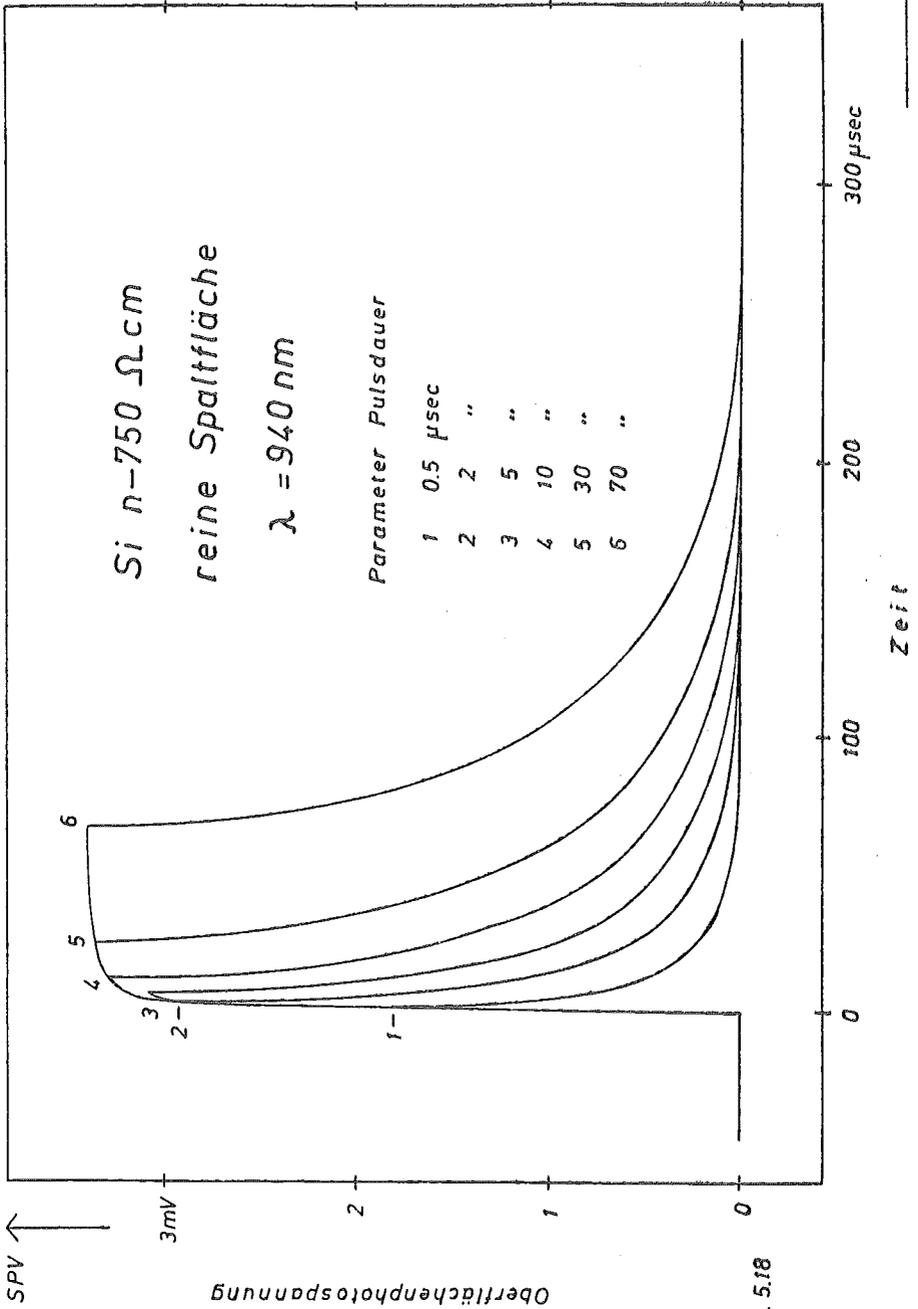
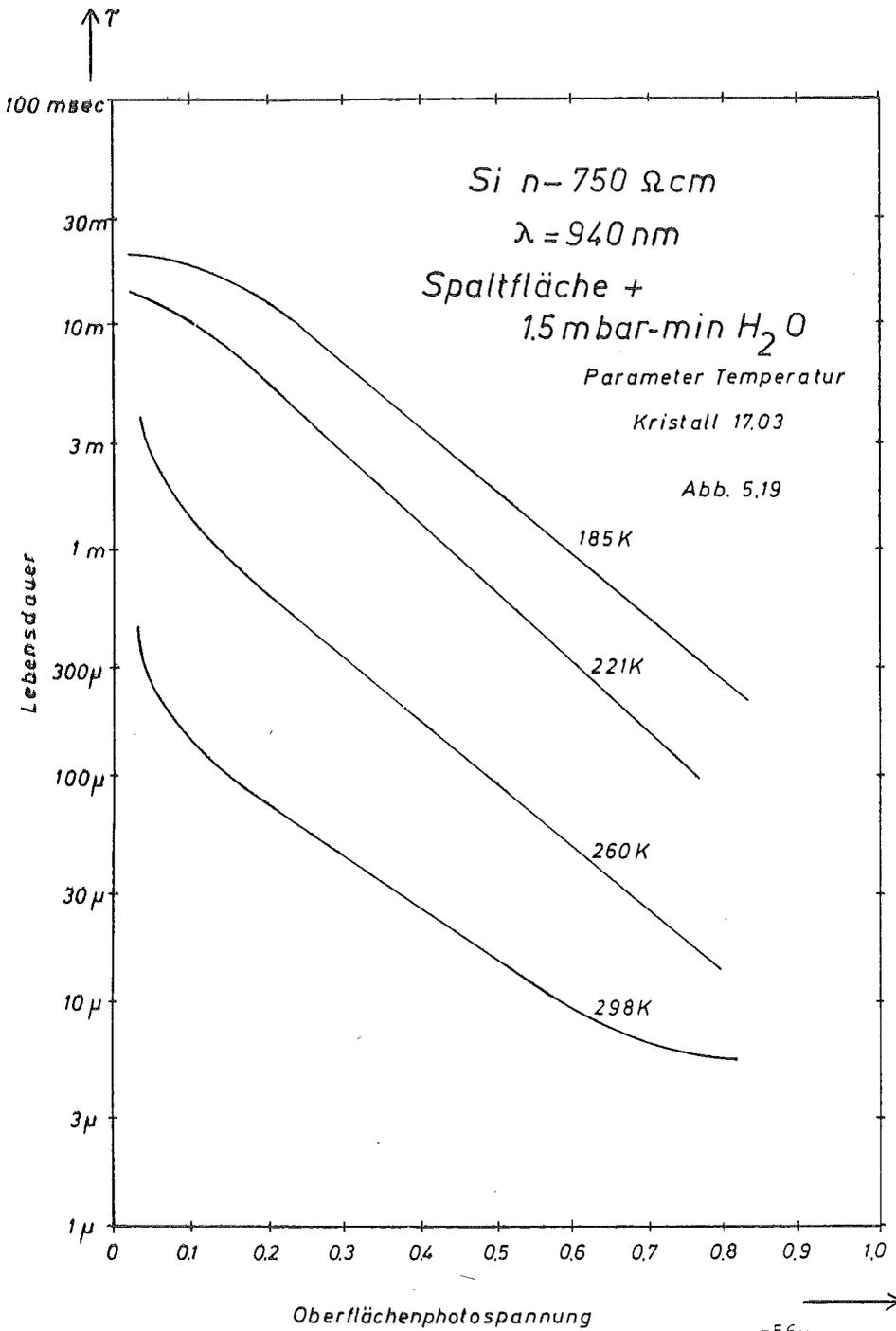
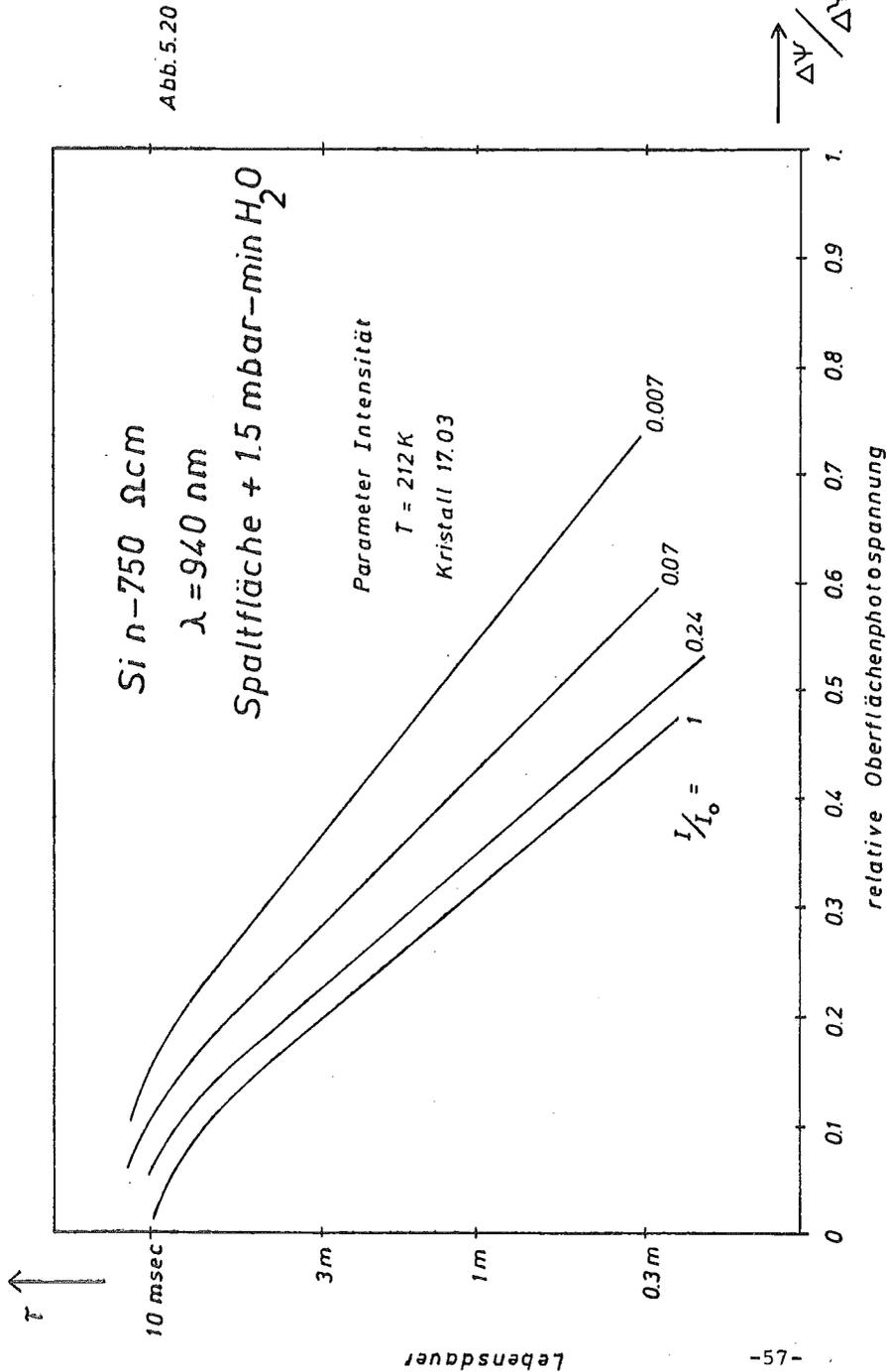
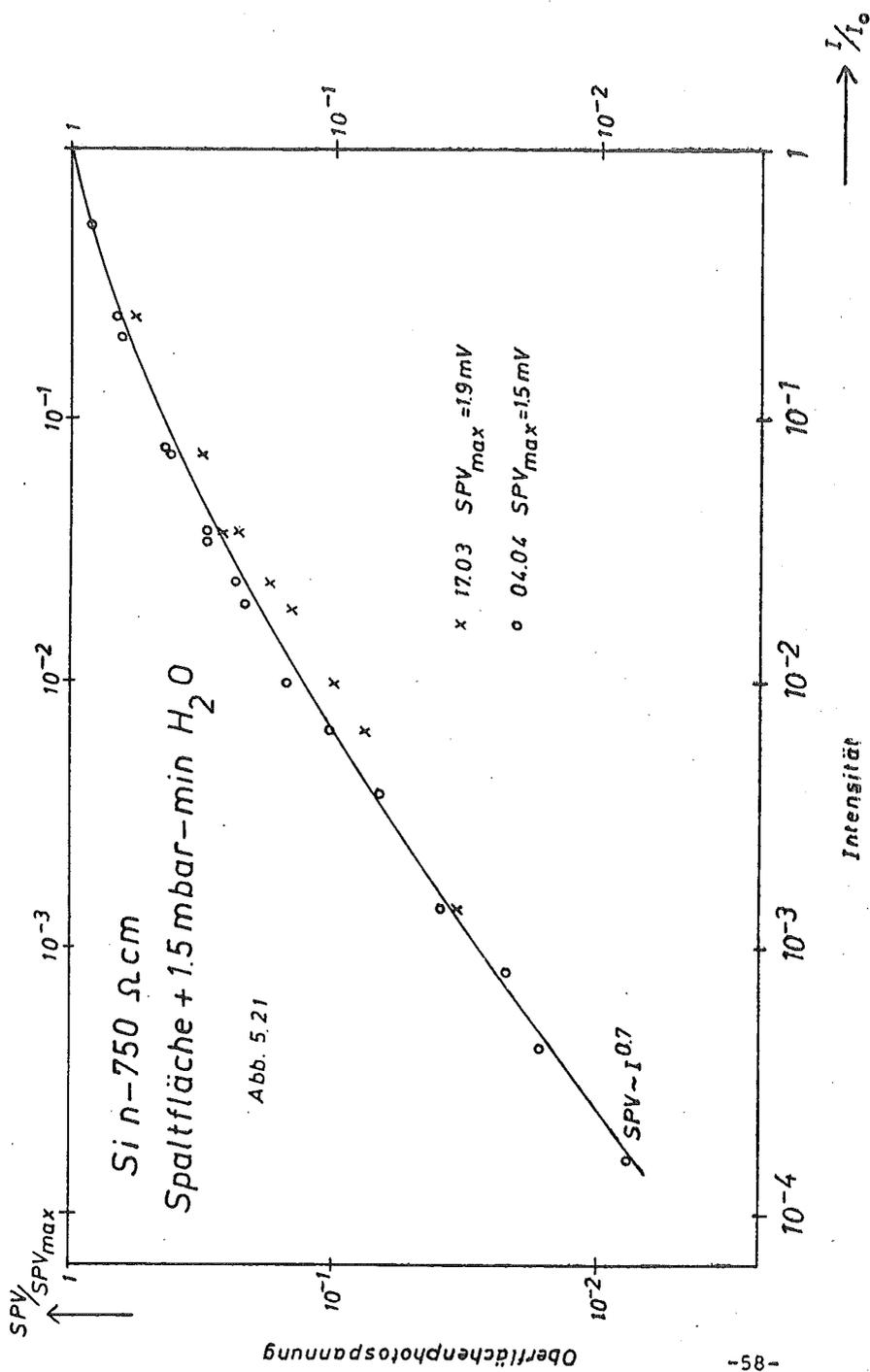
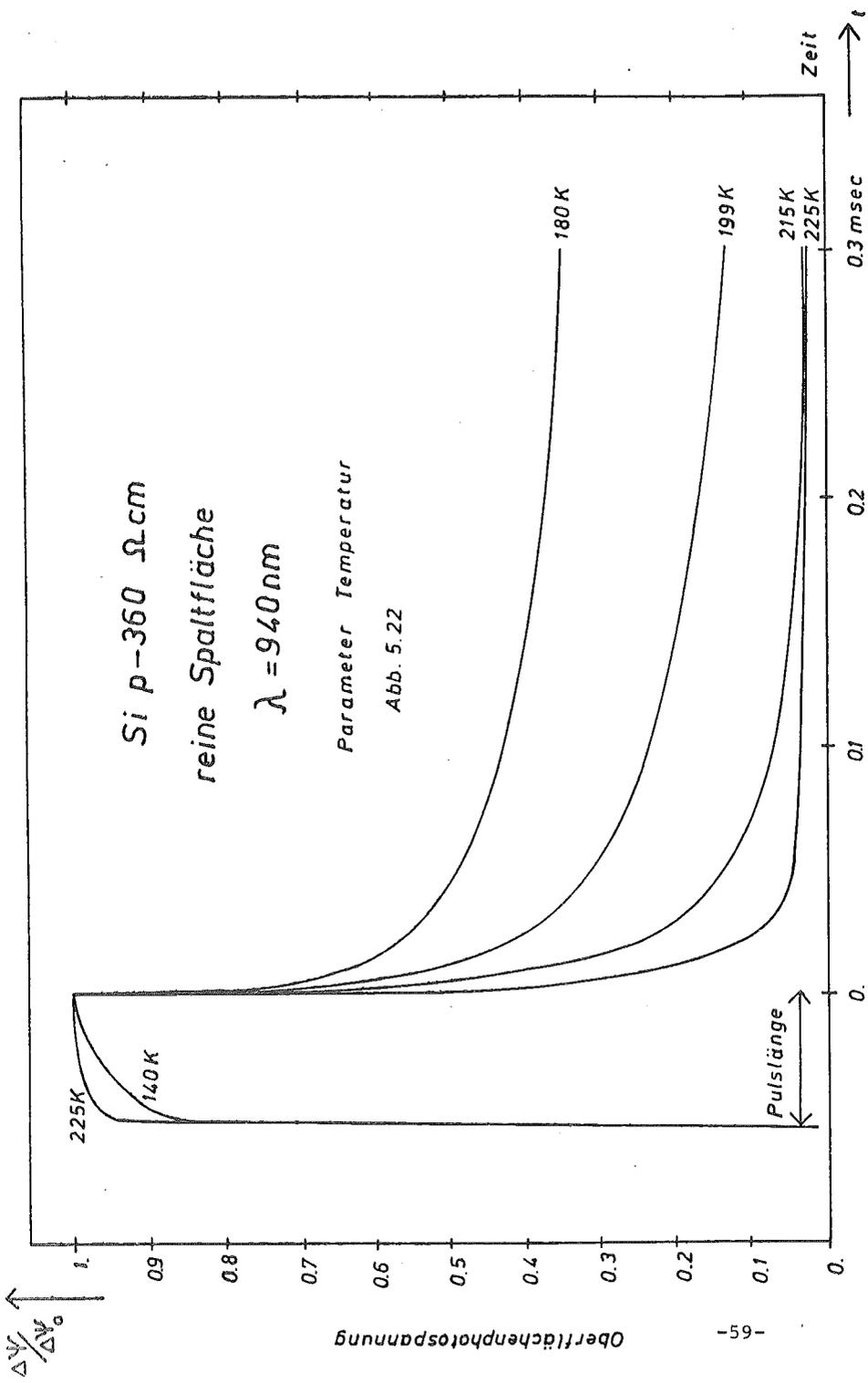


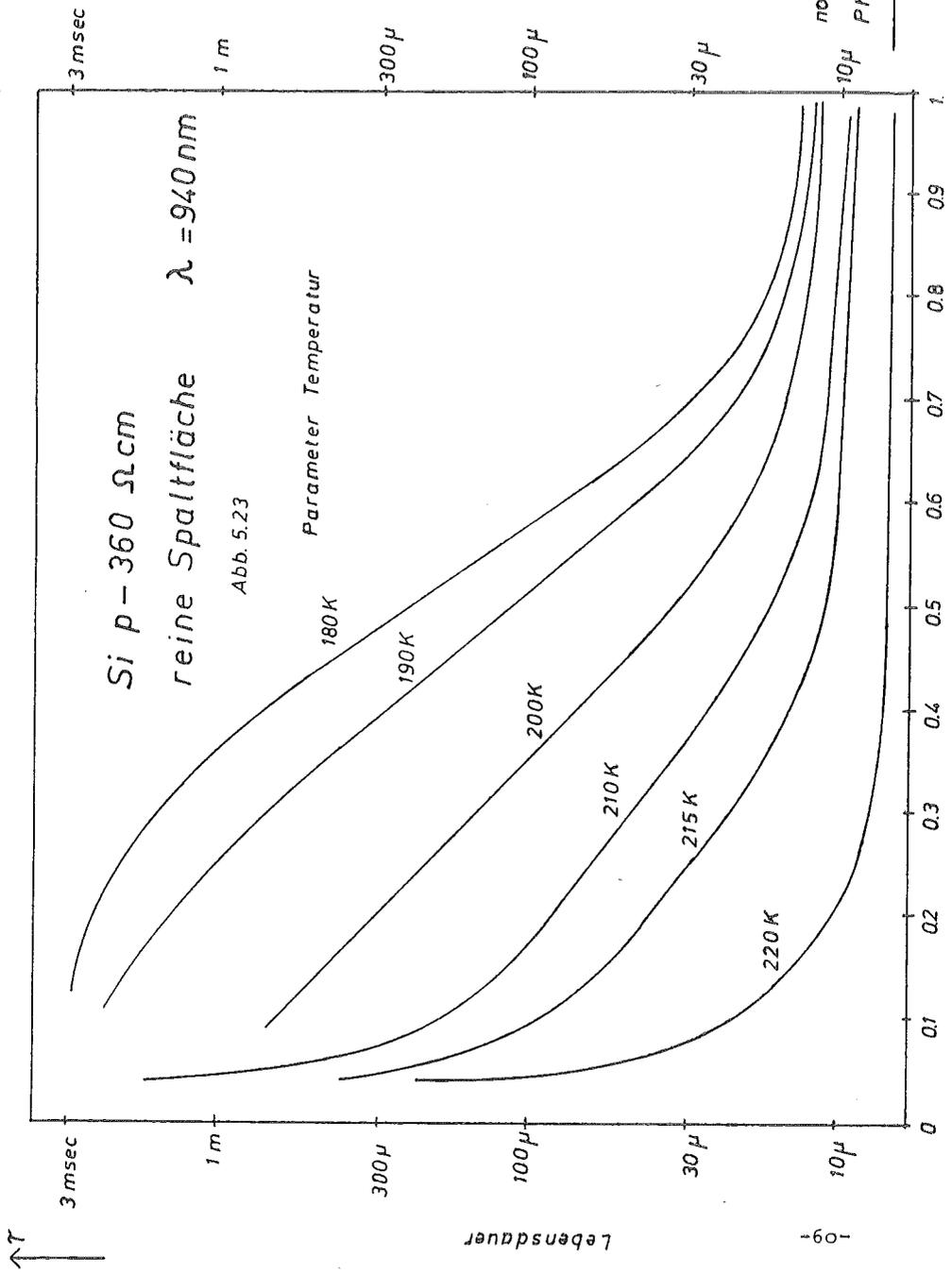
Abb. 5.18











Si p-360 Ω cm

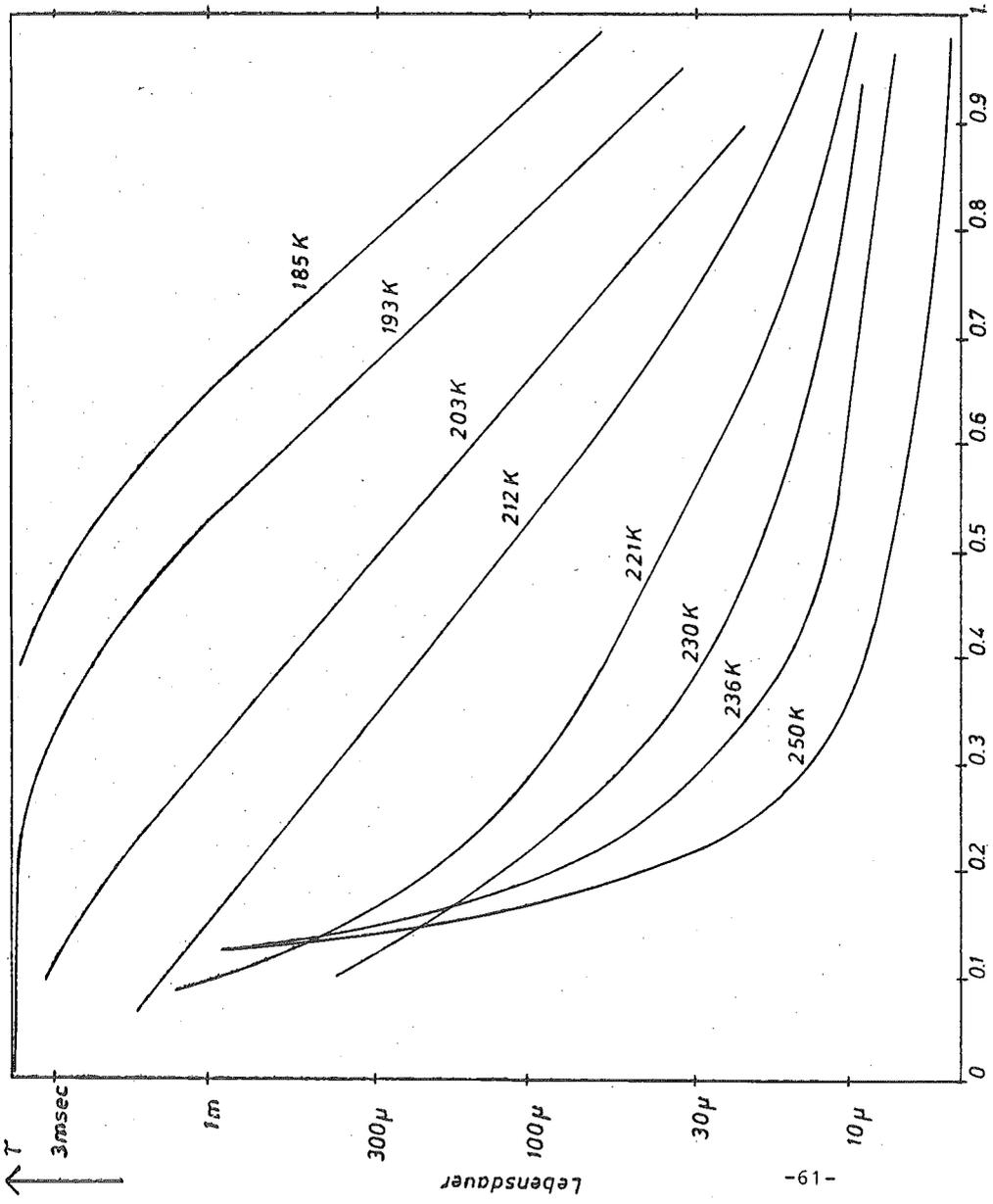
Spaltfläche +
 $4 \cdot 10^{-6}$ mbar·min
Sauerstoff

$\lambda = 940$ nm

Parameter
Temperatur

Abb. 5.24

normierte
Photospannung



Si p-360 Ω cm

reine
Spaltfläche

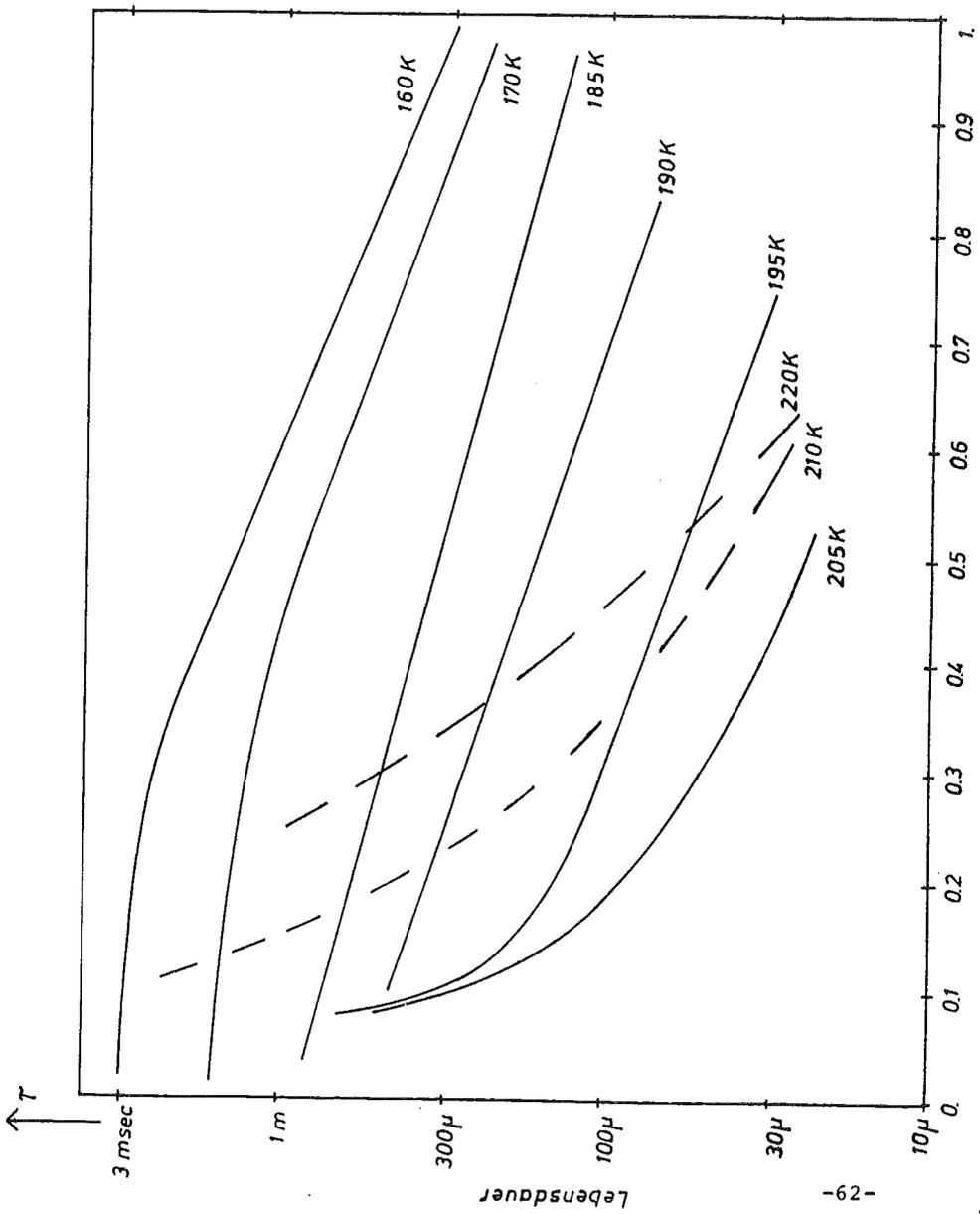
$\lambda > 1.1 \mu\text{m}$

Parameter
Temperatur

Abb. 5.25

normierte
Photospannung

→



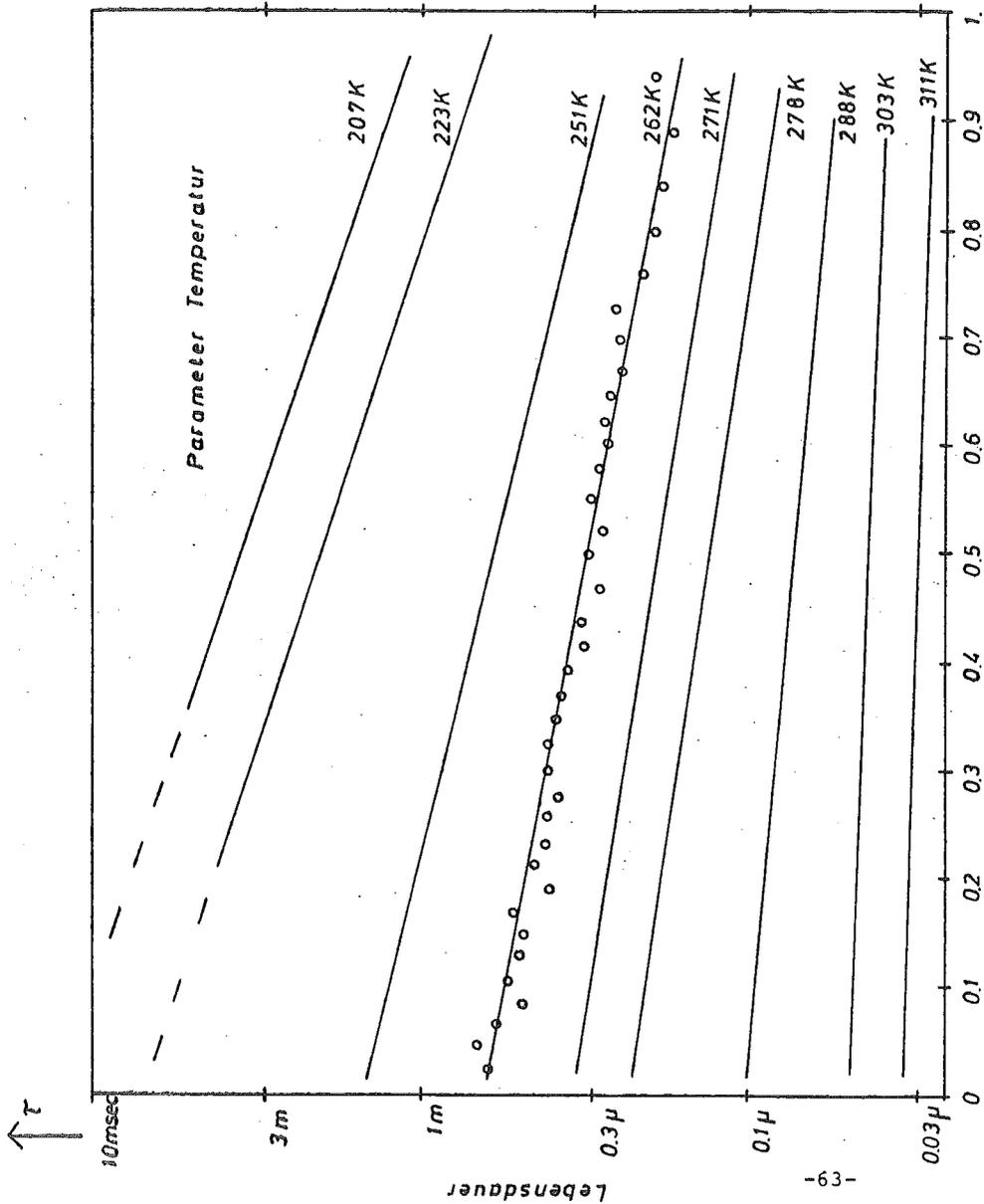
Si p-360 Ω cm

Spaltfläche +
4·10⁻² mbar min
H₂O

$\lambda > 1.1 \mu\text{m}$

Abb. 5.26

normierte
Photospannung



6. Auswertung und Diskussion

6.1 Oberflächenphotospannung bei Oberflächenanregung im stationären Fall

Das Vorzeichen des SPV-Signals bei Anregung aus Oberflächenzuständen erlaubt den Rückschluß auf den hauptsächlich stattfindenden Ladungstransfer. Bei n-dotiertem Material trat eine positive Photospannung auf, d.h. die Austrittsarbeit bei Beleuchtung und die vorhandene negative Bandverbiegung ($v_S = u_S - u_B < 0$) wird kleiner. Bei p-dotierten Kristallen tritt genau der gegenteilige Prozeß auf, also negative Photospannung, größere Austrittsarbeit und damit Verkleinerung einer positiven Bandverbiegung. Für diesen Effekt wird im folgenden eine Erklärung gegeben, d.h. erst einmal wird die Entstehung des positiven bzw. negativen Signals im stationären, beleuchteten Fall betrachtet, bevor der Relaxationsvorgang untersucht wird.

Für die Generation durch Photonen gilt $G_{t \rightarrow C} = K_{Ph}^t \cdot I \cdot n_t$ (von Oberflächenzuständen ins Leitungsband) und $G_{V \rightarrow t} = K_{Ph}^V \cdot I \cdot p_t$ (vom Valenzband in Zustände) mit K_{Ph} als Einfangquerschnitt für Photonen und I als Intensität der einfallenden Strahlung (Photonen/cm²sec). Übergänge innerhalb oder zwischen verschiedenen Oberflächensäulen geben keinen direkten Anteil zur SPV, können sich aber indirekt durch Veränderung von Anregungs- oder Übergangsraten bemerkbar machen.

Da das Fermi-niveau auf der reinen Spaltfläche weitgehend durch die Oberflächenzustände festgelegt wird, also praktisch unabhängig von der Lage des Fermi-niveaus im Inneren ist, sind beide Generationsraten ebenfalls unabhängig hiervon. Die Umladung der Zustände ist gegen die Gesamtdichte so klein, daß auch hiervon kein Effekt ausgehen

kann (n_t und p_t sind für beide Materialien praktisch gleich). Dies bedeutet, daß der Anregungsprozeß bei p- und n-Material gleich sein sollte und daher nicht für das Vorzeichen der SPV entscheidend ist. Betrachtet werden muß also der Verbleib der generierten Ladungsträger.

Die Teilchenbilanz an der Oberfläche sieht wie folgt aus:

$$G_{t \rightarrow C} = U_{C \rightarrow t} + F_n \quad 6.1.1$$

$$G_{V \rightarrow t} = U_{t \rightarrow V} + F_p \quad 6.1.2$$

mit $U_{C \rightarrow t} = r_C (n_S p_t - p_1 n_t)$ Nettoübergangsrate vom Leitungsband ins Zustandsband

$U_{V \rightarrow t} = r_V (p_S n_t - n_1 p_t)$ Nettorate vom Valenzband ins Zustandsband

$$n_1 = n_i \exp((E_t - E_i)/kT) \quad E_t \text{ energetische Lage der Zustände}$$

$$p_1 = n_i \exp((E_i - E_t)/kT)$$

F Ladungsfluß ins Volumen senkrecht zur Oberfläche

Die Nomenklatur ist (26) entnommen, hier findet sich auch eine ausführliche Einführung. Angenommen ist Shockley-Read-Hall Rekombination, sonst sind über die Zustände keine weitergehenden Annahmen gemacht. Obige Ratengleichungen lassen sich umschreiben mit $N_t = n_t + p_t$, $n_S = n_{S0} + \Delta n_S$, $p_t = p_{t0} + \Delta p_t$ und unter Berücksichtigung der Tatsache, daß im thermischen Gleichgewicht keine Nettoübergänge stattfinden.

$$U_{C \rightarrow t} = r_C (\Delta p_t (n_{S0} + n_1) + \Delta n_S p_{t0} + \Delta n_S \Delta p_t) \quad 6.1.3$$

$$U_{t \rightarrow V} = r_V (\Delta n_t (p_{S0} + p_1) + \Delta p_S n_{t0} + \Delta p_S \Delta n_t) \quad 6.1.4$$

Bei Vernachlässigung der quadratischen Glieder folgt schließlich

$$G_{t \rightarrow c} = r_c (\Delta n_s p_{t0} + \Delta p_t (n_{s0} + n_1)) + F_n \quad 6.1.5$$

$$G_{v \rightarrow t} = r_v (\Delta p_s n_{t0} + \Delta n_t (p_{s0} + p_1)) + F_p \quad 6.1.6$$

Die Ladungsänderung in den Zuständen Δp_t und Δn_t ist eindeutig mit der Bandverbiegung verknüpft. Im thermischen Gleichgewicht gilt die Beziehung 2.8; da im beleuchteten Fall dieser Zusammenhang komplizierter ist, wird nur eine lineare Beziehung angenommen, was im Kleinsignalfall sicherlich gerechtfertigt ist.

$$\Delta p_t = f \cdot \Delta v_s \quad \Delta n_t = -f \cdot \Delta v_s \quad \Delta n_t = -\Delta p_t = \Delta Q_{ss}$$

Eine Variation der Oberflächenkonzentration kann sowohl durch eine Veränderung der Bandverbiegung wie durch eine Verschiebung der Fermi-niveaus hervorgerufen werden. Hierzu werden im folgenden Quasiferminiveaus eingeführt, die jeweils für ein Band gelten.

$$n = \gamma_n n_0 \quad \text{mit} \quad \gamma_n = \exp((E_{Fn} - E_F)/kT)$$

$$p = \gamma_p p_0 \quad \text{mit} \quad \gamma_p = \exp((E_F - E_{Fp})/kT)$$

Dann gilt:

$$n_s = \gamma_{n_s} n_i \exp(u_s - \Delta v_s)$$

$$p_s = \gamma_{p_s} n_i \exp(-u_s + \Delta v_s)$$

Ausgehend von einer nur kleinen Änderung der Bandverbiegung, also $\Delta v_s \ll 1$, folgt

$$\Delta n_s = (\gamma_{n_s}^{-1} + \Delta v_s) n_{s0} \quad 6.1.7$$

$$\Delta p_s = (\gamma_{p_s}^{-1} - \Delta v_s) p_{s0} \quad 6.1.8$$

Das Quasiferminiveau an der Oberfläche wird aufgeteilt in den Wert γ_n^* an der Stelle z^* , die am inneren Ende der

Raumladung liegen soll, und in $\Delta\gamma_n$, also die Verschiebung des Quasiferminiveaus innerhalb der Raumladungszone. z sei die Koordinate senkrecht zur Oberfläche mit $z = 0$ an der Oberfläche und $z > 0$ im Kristallinneren.

$$\Delta n_S = \Delta\gamma_n n_{S_0} + (\gamma_n^* - 1) n_{S_0} + \Delta v_S n_{S_0}$$

$$\Delta p_S = \Delta\gamma_p p_{S_0} + (\gamma_p^* - 1) p_{S_0} - \Delta v_S p_{S_0}$$

Einem Vorschlag von D.R. Frankl ((26) S.76) folgend, kann die Verschiebung des Fermi-niveaus durch den Fluß F innerhalb der Raumladung ausgedrückt werden, wobei näherungsweise angenommen wird, daß bis zur Stelle z^* keine Rekombination auftritt. (Diese Ableitung wird am Schluß des Abschnitts nachgeliefert)

$$\Delta\gamma_p = F p \frac{L_D}{D_p n_i} (G(-u_S, u_B) + \exp(u_B)) \stackrel{!}{=} F_p \alpha_p \quad 6.1.9$$

$$\Delta\gamma_n = F_n \frac{L_D}{D_n n_i} (G(u_S, u_B) + \exp(-u_B)) \stackrel{!}{=} F_n \alpha_n \quad 6.1.10$$

Im Volumen selbst sollte in etwa Ladungsneutralität herrschen, wenn man Trapping-Effekte vernachlässigt. Es muß also gelten: $\Delta n \approx \Delta p$ für $z > z^*$, woraus folgt $(\gamma_n^* - 1) / (\gamma_p^* - 1) = \exp(-2u_B)$. Damit kann die Ladungsänderung an der Oberfläche also in Beziehung zur Bandverbiegungsänderung an der Oberfläche, zum Fluß in den beiden Bändern und zu einem Quasiferminiveau am inneren Ende der Raumladung gesetzt werden.

$$\Delta n_S = F_n \alpha_n n_{S_0} + (\gamma_p^* - 1) \exp(-2u_B) n_{S_0} + \Delta v_S n_{S_0} \quad 6.1.11$$

$$\Delta p_S = F_p \alpha_p p_{S_0} + (\gamma_p^* - 1) p_{S_0} - \Delta v_S p_{S_0} \quad 6.1.12$$

Im Innern des Kristalls ($z > z^*$) findet Volumenrekombination statt, wodurch der Fluß langsam abnimmt.

$$\frac{\delta F_n}{\delta z} + U(z) = \frac{\delta F_p}{\delta z} + U(z) = 0 \quad 6.1.13$$

Diese Rekombination kann durch die dafür gültige Lebensdauer beschrieben werden, also

$$\tau_B = \frac{\Delta p(z)}{U(z)} = \frac{\Delta n(z)}{U(z)}$$

Da Δp und Δn durch ihre Quasiferminiveaus bestimmt sind (keine Bandverbiegung), gilt

$$\Delta p(z) = (\gamma_p - 1) p_B \quad \text{und} \quad U(z) = \frac{(\gamma_p - 1) p_B}{\tau_B}$$

Der Fluß F wird durch $F = -D_p p_B \delta \gamma_p / \delta z$ beschrieben (26). Setzt man die beiden letzten Beziehungen in 6.1.13 ein, so folgt eine Differentialgleichung für γ .

$$\frac{\delta^2 \gamma_p}{\delta z^2} = \frac{1}{\tau_B D_p} (\gamma_p - 1) \quad 6.1.14$$

Durch einmalige Integration läßt sich $\delta \gamma / \delta z$ gewinnen.
(Randbedingung: für $\gamma_p = 1$ muß $\delta \gamma_p / \delta z = 0$ sein)

$$\frac{\delta \gamma_p}{\delta z} = -\sqrt{\frac{1}{\tau_B D_p}} (\gamma_p - 1)$$

Durch nochmalige Integration erhält man den Verlauf von γ_p im Volumen

$$\gamma_p - 1 \sim \exp\left(-\sqrt{\frac{1}{\tau_B D_p}} z\right) \quad (z^* < z < \infty)$$

Andererseits ist jetzt aber auch der Fluß an der Stelle z^* als Funktion von γ^* und der Volumenlebensdauer bestimmt.

$$F_p^* = -D_p p_B \frac{\delta \gamma_p^*}{\delta z} = p_B \cdot \sqrt{\frac{D_p}{\tau_B}} (\gamma_p^* - 1) \quad 6.1.15$$

Im stationären Fall muß nun $F_n = F_p = \int_0^\infty \delta z \cdot \text{Volumenrekombination}$ sein. Einsetzen von 6.1.15 in 6.1.11/12 und 6.1.5/6 und Kombination dieser Gleichungen liefert den Zusammenhang zwischen Generation, Bandverbiegungsänderung und Quasiferminiveau.

$$G_{t \rightarrow c} = \{r_C n_{So} p_{to} + r_C f(n_{So} + n_1)\} \Delta v_S + \{r_C p_{to} n_{So} \exp(-2u_B) + (1 + r_C n_{So} p_{to} \alpha_B) \sqrt{\frac{D_p}{\tau_B}} (\gamma_n^* - 1)\} \quad 6.1.16$$

$$G_{v \rightarrow t} = \{-r_V p_{So} n_{to} - r_V f(p_{So} + p_1)\} \Delta v_S + \{r_V n_{to} p_{So} + (1 + r_V p_{So} n_{to} \alpha_p) p_B \sqrt{\frac{D_p}{\tau_B}} (\gamma_n^* - 1)\} \quad 6.1.17$$

Auflösen dieser Gleichungen nach $(\gamma_n^* - 1)$ und Gleichsetzen ergibt dann die Bandverbiegungsänderung Δv_S als Funktion der beiden Generationsraten und der Gleichgewichtsdaten des jeweiligen Kristalls. Mit den Abkürzungen:

$$C_1 = (1 + r_V p_{So} n_{to} \alpha_p) \sqrt{\frac{D_p}{\tau_B}}$$

$$C_2 = (1 + r_C n_{So} p_{to} \alpha_p) \sqrt{\frac{D_p}{\tau_B}}$$

$$D_1 = (r_C n_{So} p_{to} + r_C f(n_{So} + n_1))$$

$$D_2 = (r_V p_{So} n_{to} + r_V f(p_{So} + p_1)) \quad \text{folgt}$$

$$\Delta v_S = \frac{G_{t \rightarrow c} (r_V n_{to} \exp(-v_S) + C_1) - G_{v \rightarrow t} (r_C p_{to} \exp(v_S) + C_2)}{D_1 \cdot (r_V n_{to} \exp(-v_S) + C_1) + D_2 \cdot (r_C p_{to} \exp(v_S) + C_2)} \quad 6.1.18$$

Da diese Beziehung relativ unübersichtlich ist, werden erst einmal zwei Sonderfälle behandelt. Man kann annehmen, es fände überhaupt keine Volumenrekombination statt, also im stationären Fall auch kein Fluß von Ladungsträgern ins Volumen. Im umgekehrten Fall soll die Oberflächenrekombination zu Null werden, d.h. alle generierten Ladungsträger fließen ins Volumen ab und rekombinieren erst dort.

Fall A: kein Fluß, keine Volumenrekombination

Die Voraussetzung einer vernachlässigbaren Volumenrekombination bedeutet die Annahme einer unendlich hohen Volumenlebensdauer. Nach Einstellung stationärer Bedingungen findet kein Fluß ins Innere mehr statt, damit verlaufen die Quasiferminiveaus waagrecht, also auch innerhalb der Raumladungszone ($\Delta\gamma_n = \Delta\gamma_p = 0$). C_1 und C_2 fallen in der Herleitung heraus und aus 6.1.18 wird

$$\Delta v_S = \frac{G_{t \rightarrow C} r_V n_{t0} \exp(-v_S) - G_{V \rightarrow t} r_C p_{t0} \exp(v_S)}{D_1 r_V n_{t0} \exp(-v_S) + D_2 r_C p_{t0} \exp(v_S)} \quad 6.1.18 A$$

Setzt man jetzt die Bandverbiegung, die durch die Einstrahlung $G_{t \rightarrow C}$ hervorgerufen wird ($G_{V \rightarrow t} = 0$), ins Verhältnis zu derjenigen, die aufgrund $G_{V \rightarrow t}$ entsteht ($G_{t \rightarrow C} = 0$), so folgt

$$\frac{\Delta v_S \Big|_{G_{V \rightarrow t} = 0}}{\Delta v_S \Big|_{G_{t \rightarrow C} = 0}} = - \frac{r_V}{r_C} \frac{n_{t0}}{p_{t0}} \frac{G_{t \rightarrow C}}{G_{V \rightarrow t}} \exp(-2v_S)$$

Aus dieser Form wird der große Einfluß der Bandverbiegung deutlich. Bei einer genügend großen, z.B. negativen Bandverbiegung ist der Anteil der Generation $G_{V \rightarrow t}$

vernachlässigbar klein gegenüber demjenigen von $G_{t \rightarrow C}$. Da sich die ersten drei Quotienten um nicht mehr als einige Größenordnungen unterscheiden sollten, heißt genügend groß hier vielleicht $v_S < -5$. Bei positiver Bandverbiegung kehren sich die Verhältnisse entsprechend um. In Abbildung 6.1 sind die Verhältnisse stark schematisiert verdeutlicht. Bei einer Generation $G_{t \rightarrow C}$ fließen die Elektronen im Leitungsband aufgrund des herrschenden Feldes sofort ins Volumen ab. Dadurch steigt Δn_S und die Rekombinationsrate $U_{C \rightarrow t}$ nur sehr langsam an und es resultiert eine große Umladung in den Zuständen. Umgekehrt, bei $G_{V \rightarrow t}$ bleiben die Löcher an der Oberfläche, Δp_S und die Rate $U_{t \rightarrow V}$ ist von Anfang an groß, so daß keine große Umladung der Zustände erfolgt. Im Rahmen dieser Näherung ($F = 0$) kann man also 6.1.18 noch weiter vereinfachen zu

$$\Delta v_S = \frac{G_{t \rightarrow C}}{D_1} \quad \text{bei negativer Bandverbiegung, n-Dot.}$$

$$\Delta v_S = \frac{-G_{V \rightarrow t}}{D_2} \quad \text{bei positiver Bandverbiegung, p-Dot.}$$

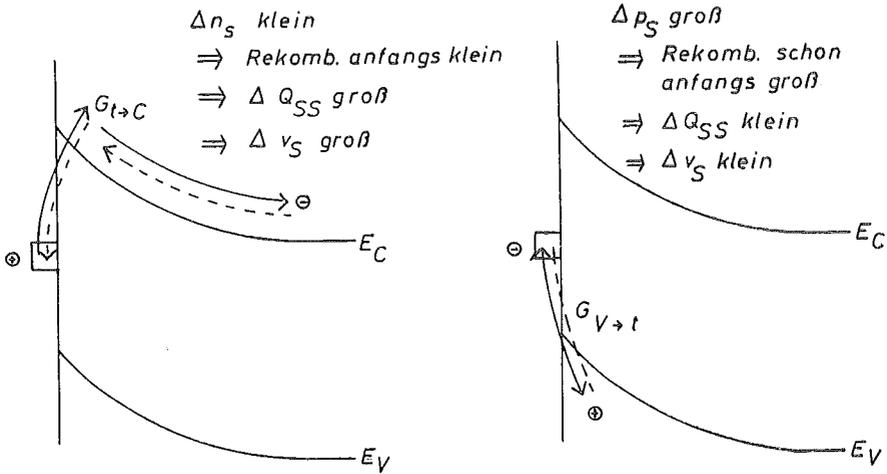
Fall B: keine Oberflächenrekombination

Diese Näherung bedeutet, daß alle in den Bändern generierten Ladungsträger ins Volumen abfließen und dort rekombinieren. Hierzu kann man die Volumenlebensdauer beliebig klein werden lassen. Übersichtlicher ist es jedoch, die Oberflächenrekombination (von optisch zusätzlich generierten Ladungsträgern) zu verbieten. Im stationären Fall eines konstanten Kreisstromes wird ein eventueller Unterschied der optischen Generationsraten über die thermische Generation ausgeglichen. Die Nettoübergangsrate sind dann also

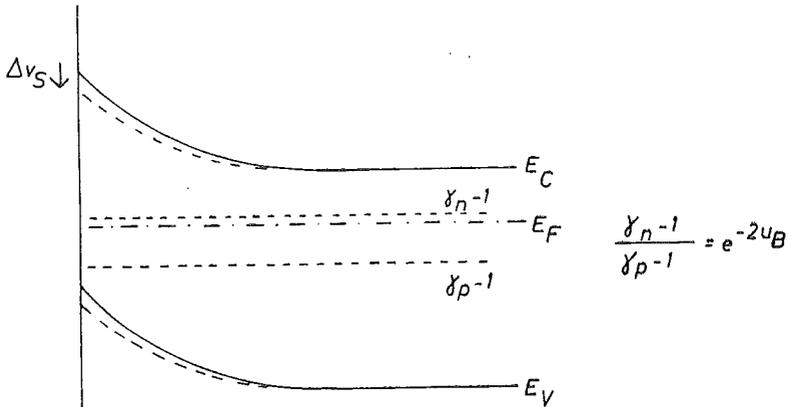
$$U_{C \rightarrow t} = r_C (n_1 \Delta p_t) \quad U_{V \rightarrow t} = r_V (p_1 \Delta n_t)$$

Abb. 6.1 Erklärung siehe Text

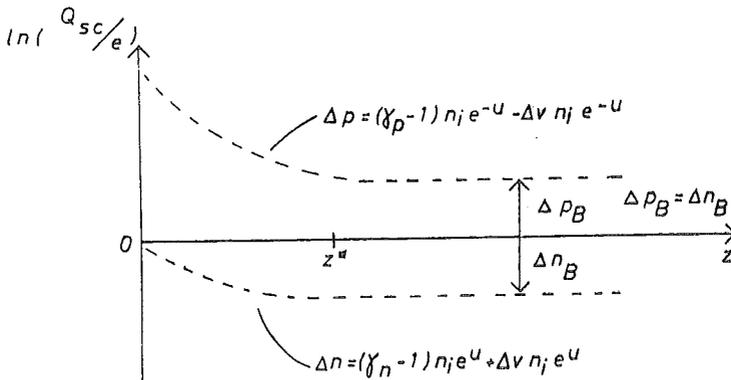
Angenommen: keine Volumenrekombination



Verbleib der Ladungsträger

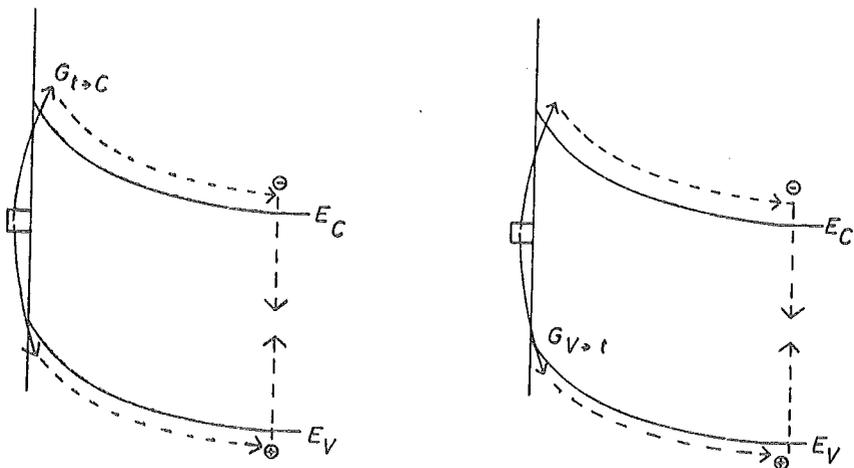


Verlauf der Quasiferminiveaus

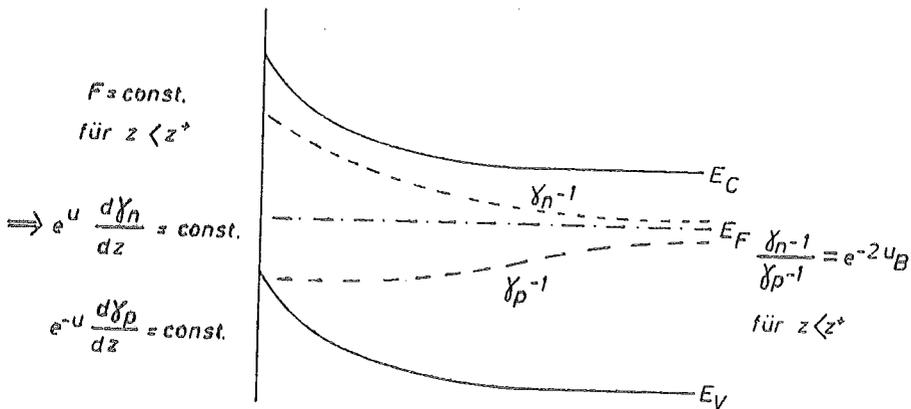


Ladungsverteilung

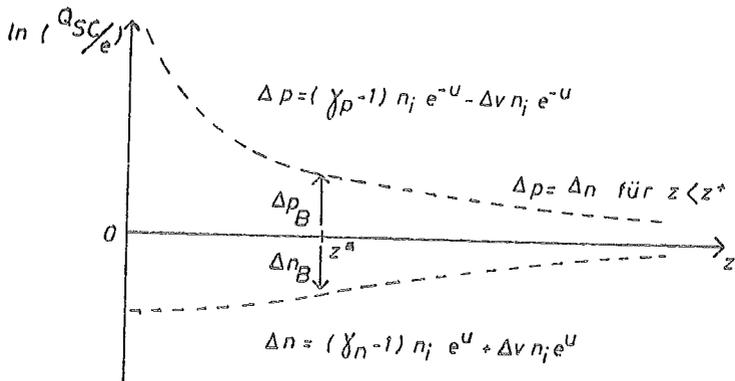
Angenommen: keine Oberflächenrekombination



Verbleib der Ladungsträger



Verlauf der Quasiferminiveaus



Ladungsverteilung

Aus 6.1.5/6 wird dann

$$G_{t \rightarrow c} = r_c n_1 \Delta p_t + F = r_c n_1 f \Delta v_s + F$$

$$G_{v \rightarrow t} = r_v p_1 \Delta p_t + F = -r_v p_1 f \Delta v_s + F$$

Auflösen nach F und Gleichsetzen liefert

$$\Delta v_s = \frac{G_{t \rightarrow c} - G_{v \rightarrow t}}{f(r_v p_1 + r_c n_1)} \quad 6.1.18 B$$

Damit sind beide Generationsraten völlig gleich effektiv, die Richtung der Bandverbiegungsänderung hängt nur von der Größe der Raten ab, unabhängig von der Bandverbiegung. Auch hier können die Verhältnisse wieder schematisch verdeutlicht werden (Abb. 6.1). Elektronen, die ins Leitungsband gehoben werden, fließen ins Volumen und rekombinieren dort mit Löchern, die thermisch ins Valenzband übergegangen und gegen die Feldrichtung ins Volumen diffundiert sind. Bei optischer Anhebung von Elektronen aus dem Valenzband in Zustände muß ein gleichartiger Prozeß ablaufen. Einziger Unsymmetriefaktor ist hier die Wahrscheinlichkeit der thermischen Generation $r_v p_1$ zu $r_c n_1$. Damit ist deutlich, daß eine Abhängigkeit des Vorzeichens von der Volumendotierung nicht auftreten kann.

Allgemeiner Fall

Im realen Fall ist eine Auftrennung dieser beiden Effekte natürlich nicht möglich, sondern es tritt immer ein Mischzustand auf. Gleichstarke Generationsraten $G_{t \rightarrow c}$ und $G_{v \rightarrow t}$ führen aber in der Betrachtung B ohne Oberflächenrekombination zu keiner Umladung der Zustände und damit zu keiner Bandverbiegungsänderung bzw. Photospannung (bei Vernach-

lässigung des Diffusionsanteils (Demberspannung)). In diesem Fall ist das beobachtbare Signal nur auf den Anteil A zurückzuführen. Erst mit unterschiedlichen Generationsraten ist eine Photospannung aufgrund des Flußterms beobachtbar.

Man kann aber die Formel 6.1.18 auch zahlenmäßig abschätzen. Für $n=750 \text{ } \Omega\text{cm}$ Material, eine Temperatur von 250 K und eine angenommene Volumenlebensdauer von 1 msec gilt $C_1 \gg C_2$ für $r_V/r_C > 10^{-12}$. Da $v_S \approx -22$ ist, gilt sicherlich auch

$$r_V^n \tau_{to} \exp(-v_S) \gg r_C p_{to} \exp(v_S)$$

so daß der zweite Term des Zählers vernachlässigbar ist. Damit folgt

$$\Delta v_S = \frac{G_{t \rightarrow C}}{D_1 + D_2 \frac{r_C p_{to} \exp(v_S) + C_2}{r_V^n \tau_{to} \exp(-v_S) + C_1}}$$

Bei den angenommenen Zahlenwerten liegt D_1 fünf Größenordnungen über dem zweiten Term des Nenners. Damit erscheint die Näherung $\Delta v_S = G_{t \rightarrow C}/D_1$ auch im allgemeinen Fall gerechtfertigt und wird im weiteren Verlauf der Arbeit verwendet. Also gilt

$$\Delta v_S \approx \frac{G_{t \rightarrow C}}{r_C (n_{So} p_{to} + f(n_{So} + n_1))} \quad \text{n-Dotierung} \quad 6.1.19$$

Für $p=360 \text{ } \Omega\text{cm}$ Material und $T < 200 \text{ K}$ folgt auf gleiche Weise

$$\Delta v_S \approx - \frac{G_{V \rightarrow t}}{r_V (p_{So} n_{to} + f(p_{So} + p_1))} \quad \text{p-Dotierung} \quad 6.1.20$$

Anhang: Herleitung der Formeln 6.1.9/10 (nach Frankl (26))

Für die folgende Herleitung werden an Voraussetzungen angenommen: Anreicherungs- oder Verarmungsschicht an der Oberfläche, Vernachlässigung aller zeitabhängigen Terme und die Konstanz von $\delta u / \delta z$ bei Anregung, also die freien Ladungsträger sehen nur das Potential des thermischen Gleichgewichtes.

Der allgemeine Ausdruck für einen Ladungsfluß unter Berücksichtigung von Drift und Diffusion lautet

$$F_n = \mu_n n \text{ grad } \varphi_n \quad \text{für Elektronen}$$

$$F_p = -\mu_p p \text{ grad } \varphi_p \quad \text{für Löcher}$$

Im eindimensionalen Fall wird hieraus

$$F_n = -D_n n_0 \frac{\delta \gamma_n}{\delta z}$$

mit n_0 als ortsabhängiger Gleichgewichtskonzentration. Wegen $\delta \gamma_n / \delta z = \delta \gamma_n / \delta u \cdot \delta u / \delta z$ und $\delta u / \delta z = F(u, u_B) / L_D$ folgt

$$-\int_{\gamma(z=z^*)}^{\gamma(z=0)} \delta \gamma_n = \frac{F_n}{n_1 D_n} \int_{z^*}^0 \exp(-u) \delta z = \frac{F_n L_D}{n_1 D_n} \int_{u^*}^{u_S} \frac{\exp(-u)}{F(u, u_B)} \delta u$$

Das linke Integral ergibt gerade $\Delta \gamma_n$, also die Variation des Quasiferminiveaus von der Oberfläche bis zum Punkt z^* . Der Fluß F_n wird bis zu diesem Punkt als ortsunabhängig angenommen, es findet also keine Rekombination statt. Das rechte Integral läßt sich mit Hilfe einer Umformung der Raumladungsfunktion $G(u_S, u_B)$ bestimmen. Die Definition von G war:

$$G(u_S, u_B) = \int_{u_S}^{u_B} \frac{\exp(-u) - \exp(-u_B)}{F(u, u_B)} \delta u$$

Daraus folgt

$$\int_{u_S}^{u_B} \frac{\exp(-u)}{F(u, u_B)} \delta u = G(u_S, u_B) + \exp(-u_B) \int_{u_S}^{u_B} \frac{\delta u}{F(u, u_B)}$$

Aus der Beziehung $L_D(\delta u/\delta z) = F(u, u_B)$ folgt durch Integration

$$z^* = L_D \int_{u_S}^{u_B} \frac{\delta u}{F(u, u_B)}$$

wobei z^* der Abstand von der Oberfläche ist, bei dem u den Wert u_B angenommen hat. Diese Definition ist ziemlich unbestimmt, man kann aber annehmen, daß z^* ungefähr L_D entspricht. Damit gilt

$$\int_{u_B}^{u_S} \frac{\exp(-u)}{F(u, u_B)} \delta u = - \{G(u_S, u_B) + \exp(-u_B)\}$$

und schließlich folgen die gesuchten Zusammenhänge

$$\Delta \gamma_n = F_n \frac{L_D}{n_1 D_n} (G(u_S, u_B) + \exp(-u_B))$$

$$\Delta \gamma_p = F_p \frac{L_D}{n_1 D_p} (G(-u_S, -u_B) + \exp(u_B))$$

wobei für Löcher die Ableitung sinngemäß genauso erfolgt.

6.2 Meßwerte im stationären Fall

Der Zusammenhang 6.1.19 gibt die Meßergebnisse für die Intensitätsabhängigkeit (bei n-Material) wieder. Bei kleinem Fluß ins Volumen ist die Bandverbiegungsänderung der Generationsrate direkt proportional. Da diese wiederum mit $G_{t \rightarrow c} = K_{ph}^t I_n$ von der Intensität der einfallenden Strahlung abhängt, ergibt sich für kleine Signale eine lineare Funktion zwischen der SPV und der Strahlungsintensität, wie die Meßkurven in Abb. 5.4 bestätigen. Diese Linearität gilt, solange die Bandverbiegungsänderung klein genug ist, genauer, solange $\exp(\Delta v_S) \approx \Delta v_S + 1$. Für hohe Anregungen sollte sich schließlich ein logarithmischer Anstieg des Signals mit der Intensität ergeben. Dann gilt

$$\Delta n_S = n_{SO} (\exp(-\Delta v_S) - 1)$$

somit wird aus 6.1.5

$$G_{t \rightarrow c} = r_C (n_{SO} p_{to} (\exp(-\Delta v_S) - 1) + \Delta p_t (n_{SO} + n_1))$$

und schließlich muß gelten

$$\Delta v_S = - \ln \left(\frac{G_{t \rightarrow c}}{r_C p_{to} n_{SO}} + 1 \right)$$

d.h., die Bandverbiegung steigt mit dem Logarithmus der Generationsrate. Dieser Fall konnte aber mit der vorhandenen Strahlungsquelle nur andeutungsweise realisiert werden. Immerhin zeigt die Abb. 5.4 ein Abknicken des Signalanstiegs bei größeren Intensitäten. Bei Grundgitterabsorption ist der logarithmische Bereich aber leicht erreichbar (Abb. 5.14).

Dieser Punkt des Abknickens läßt einen Vergleich zwischen gemessener Signalhöhe und der Theorie zu. Der SPV-Wert

von 0.7 mV bedeutet $\Delta v_S = 0.04$. Rechnerisch sollte die Kurve mit obigem Ansatz bei $\Delta v_S = 1$ abknicken, dies ist ein 25 mal höherer Signalwert. Führt man diese Differenz auf die Meßmethode zurück, so kann man den Abstand der Gegenelektrode zur Kristalloberfläche abschätzen, da dieser die Meßkapazität festlegt (deren Verhältnis zur Eingangskapazität bestimmt die Signalhöhe). Dieser Abstand sollte dann etwa 0.3 mm betragen, was denkbar erscheint.

Zur folgenden Auswertung muß die Proportionalitätskonstante f des vorigen Abschnitts zwischen der Ladungsänderung in den Zuständen und der Bandverbiegung quantifiziert werden. In erster Näherung kann man hierzu den Zusammenhang im thermischen Gleichgewicht benutzen, 2.8.

$$Q_{SS} = -Q_{SC} = 2 e n_i L_D F(u_S, u_B) \quad 6.2.1$$

Für $n=750 \text{ } \Omega\text{cm}$ Material und Temperaturen unter 300 K läßt sich die Raumladungsfunktion $F(u_S, u_B)$ nähern:

$$F(u_S, u_B) = \sqrt{\exp(u_B) |v_S|}$$

$$\Rightarrow Q_{SS} = - \sqrt{2 \epsilon \epsilon_0 k T n_B} |v_S| \quad 6.2.2$$

Damit folgt für die Änderung der Oberflächenladung bei Änderung der Bandverbiegung:

$$\delta Q_{SS} = - \sqrt{2 \epsilon \epsilon_0 k T n_B} \frac{\delta v_S}{2 |v_S|^{1/2}} \quad 6.2.3$$

Der Verlauf des Zusammenhanges 6.1.1 rechtfertigt recht gut die Näherung $\delta Q_{SS} = \Delta Q_{SS}$ und $\delta v_S = \Delta v_S$.

$$\Delta Q_{SS} = - \sqrt{2 \epsilon \epsilon_0 k T n_B} \frac{1}{2 |v_S|^{1/2}} \Delta v_S \quad 6.2.4$$

Differenzieren nach der Zeit macht hieraus

$$\dot{\Delta Q}_{SS} = - \sqrt{2 \epsilon \epsilon_0 k T n_B} \frac{1}{2 |v_S|^{1/2}} \dot{\Delta v}_S \quad 6.2.5$$

Die Durchführung der gleichen Näherung für p-360 Ωcm Material und $T < 200$ K liefert ähnliche Ergebnisse:

$$F(u_S, u_B) = - \sqrt{\exp(-u_B) (v_S - 1)}$$

$$\dot{\Delta Q}_{SS} = \sqrt{2 \epsilon \epsilon_0 k T p_B} \frac{1}{2 \sqrt{v_S - 1}} \dot{\Delta v}_S \quad 6.2.6$$

$$\dot{\Delta Q}_{SS} = \sqrt{2 \epsilon \epsilon_0 k T p_B} \frac{1}{2 \sqrt{v_S - 1}} \dot{\Delta v}_S \quad 6.2.7$$

6.3 Relaxation der Oberflächenphotospannung

A: n-Material

Zur Charakterisierung des Relaxationsverhaltens der SPV diene die durch die Beziehung

$$\tau = - \frac{\Delta \Psi}{\dot{\Delta \Psi}} \quad \text{definierte Zeitkonstante.}$$

Aus der Diskussion des stationären Falles ergab sich als Hauptergebnis, daß für n-Dotierung die SPV auf der Generation von Elektronen aus den Oberflächenzuständen ins Leitungsband beruht. Daran anknüpfend muß die Relaxation durch die Rekombination dieser Elektronen beschrieben werden können. Hierbei wird von der Annahme ausgegangen, daß die Diffusionsvorgänge innerhalb des Leitungsbandes beliebig schnell vonstatten gehen, also für die Zeitkonstante keine Rolle spielen.

Nach 6.1.3 gilt für die Übergangsrate aus dem Leitungsband

$$U_{C \rightarrow t} = r_C \{ \Delta p_t (n_{S0} + n_1) + \Delta n_S p_{t0} + \Delta n_S \Delta p_t \} .$$

Mit der Abkürzung

$$A = \sqrt{2 \epsilon \epsilon_0 k T n_B} \frac{1}{2 |v_S|^{1/2}}$$

folgt aus den Gleichungen 6.2.4/5

$$\Delta \dot{Q}_{SS} = A \Delta \dot{v}_S = U_{C \rightarrow t} \cdot e$$

$$\Delta Q_{SS} = A \Delta v_S = e \Delta p_t$$

und weiter mit der Übergangsrate 6.1.3

$$\Delta \dot{v}_S = \frac{e}{A} r_C \left(\frac{A}{e} \Delta v_S (n_{S0} + \Delta n_S + n_1) + \Delta n_S p_{t0} \right)$$

Hieraus ergibt sich die Zeikonstante Tau.

$$\tau = - \frac{\Delta v_S}{\Delta \dot{v}_S} = \left\{ r_C (n_{S0} + \Delta n_S + n_1 + \frac{\Delta n_S}{\Delta v_S} p_{t0} \frac{e}{A}) \right\}^{-1}$$

Mit dem Zusammenhang zwischen Δn_S und Δv_S läßt sich eine Beziehung gewinnen, die nur von der Bandverbiegungsänderung abhängt.

$$\Delta n_S = n_{S0} \{ \exp(\Delta v_S) - 1 \}$$

$$\tau = \left\{ r_C \left(n_{S0} \exp(\Delta v_S) + n_1 + p_{t0} \frac{e}{A} \frac{\exp(\Delta v_S) - 1}{\Delta v_S} n_{S0} \right) \right\}^{-1}$$

6.3.1

Für Δv_S gegen Null folgt der Gleichgewichtswert

$$\tau_0 = \left\{ r_C (n_{S0} + n_1 + p_{t0} \frac{e}{A} n_{S0}) \right\}^{-1}$$

6.3.2

Qualitativ kann die Funktion 6.3.1 die gefundenen Meßwerte erklären. Bei höheren Bandverbiegungsänderungen verringert sich die Lebensdauer exponentiell, bei niedrigen Anregungen ist sie entlang der Relaxationskurve konstant auf dem Gleichgewichtswert. Dieser ist temperaturabhängig, da er von den Konzentrationen n_{S0} und n_1 bestimmt wird.

Allerdings sollte sich eine Lebensdauerverringering erst ergeben, wenn auch die Intensitätsabhängigkeit des SPV-Signals geringer als linear wird. Tatsächlich tritt sie aber schon früher auf. Der Grund für diesen scheinbaren Widerspruch liegt sicherlich in den unzureichenden Näherungen des Modells, vor allem die Annahme, daß sich während der Relaxation die Ladung in den Zuständen im Gleichgewicht mit der Bandverbiegung befindet, ist nicht haltbar.

Quantitative Auswertung

Aus den Meßwerten im Augenblick des Abschaltens der Beleuchtung läßt sich prinzipiell der Einfangquerschnitt der Oberflächenzustände für Photonen bestimmen. Mit der Beziehung 6.2.5 folgt:

$$\dot{\Delta v}_S \Big|_{t=t_0+0} = \frac{1}{A} \dot{\Delta Q}_{SS} \Big|_{t=t_0+0} = \frac{e}{A} U_{C \rightarrow t} \Big|_{t=t_0+0} = \frac{e}{A} I K_{Ph}^t n_t$$

6.3.3

Da sich $\dot{\Delta v}_S$ aus Δv_S und τ berechnen läßt und die Intensität bekannt ist, folgt $K_{Ph}^t n_t$. Ausgewertet wurde die in Abb. 5.3 dargestellte Messung mit dem Ergebnis:

I/I_{\max}	$\Delta\dot{\psi} \frac{\text{mV}}{\text{sec}}$	$\frac{A}{e} \frac{\Delta v_S}{I}$
1	-560	$1.67 \cdot 10^{-7}$
0.59	-275	$1.39 \cdot 10^{-7}$
0.31	-181	$1.75 \cdot 10^{-7}$
0.16	- 81	$1.51 \cdot 10^{-7}$
0.11	- 42.3	$1.15 \cdot 10^{-7}$
0.07	- 13.1	$0.56 \cdot 10^{-7}$
0.043	- 6.25	$0.43 \cdot 10^{-7}$
0.035	- 4.9	$0.42 \cdot 10^{-7}$
0.021	- 3.15	$0.45 \cdot 10^{-7}$
0.014	- 1.4	$0.30 \cdot 10^{-7}$
0.0088	- 1.15	$0.38 \cdot 10^{-7}$
0.0063	- 0.9	$0.43 \cdot 10^{-7}$

$$I_{\max} = 2 \cdot 10^{16} \frac{\text{Quanten}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$$

$$n_t K_{\text{Ph}}^t = 8.7 \cdot 10^{-8}$$

Bei einer besetzten Zustandsdichte von ca. 10^{14}cm^{-2} folgt daraus

$$K_{\text{Ph}}^t = 9 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$$

Es darf allerdings nicht verschwiegen werden, daß in diesem Wert der Fehler der absoluten Intensitätsbestimmung sowie die aufgrund der Meßmethode zu kleine SPV eingeht, neben den Fehlern, die sich aus den Modellannahmen ergeben. Als Intensitätsfehler kommt hauptsächlich eine falsche Eichung aufgrund einer Streuung in der Empfindlichkeit des Eich-PbS-Widerstandes in Frage, daneben natürlich Schwankungen von Versuch zu Versuch aufgrund nicht genau identischen geometrischen Aufbaus. Diese Abweichungen sollten nicht mehr als einen Faktor zwei ausmachen. Die Geschwindigkeit der Signaländerung kann nur zu klein gemessen werden, da die SPV-Werte selbst immer kleiner als die wahren Bandverbiegungsänderungen sind. Nimmt man als realistischen Abstandswert zwischen Kristall und Meßelektrode 0.1 mm an, so ist das Signal um etwa eine Größenordnung abgesenkt. Ausgehend von diesem Wert, dem noch ein Fehlerfaktor von fünf zugebilligt werden muß, erhält man dann einen Gesamtfaktor von $\bar{7}$ eine Größenordnung, also

$$9 \cdot 10^{-8} < n_t K_{Ph}^t < 9 \cdot 10^{-6}$$

$$9 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2 < K_{Ph}^t < 9 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$$

Der obige Wert sollte demnach nur als Größenordnungsangabe betrachtet werden.

Temperaturabhängigkeit der Lebensdauer

Die Temperaturabhängigkeit der Lebensdauer sollte durch die Funktion

$$\tau_o = \{ r_C (n_{SO} + n_1 + p_{to} \frac{e}{A} n_{SO}) \}^{-1} \quad 6.3.2$$

beschrieben werden. Für eine quantitative Auswertung muß allerdings ein bestimmtes Modell angenommen werden, da die Größen n_1 und p_{to} hiervon nicht unabhängig sind. Ausgehend von den bekannten zwei Oberflächenzustandsbändern ist der einfachste Fall die Annahme, die Rekombination erfolge direkt in das untere Oberflächenzustandsband, aus dem auch die Generation geschieht. Dann ist n_1 gleich groß oder kleiner als n_{SO} (n_1 beschreibt die thermische Generation und ist eine Funktion des energetischen Abstandes zwischen Ausgangs- und Endniveau), und die Zahl der freien Plätze p_{to} ist sehr gering. Damit sollte τ_o durch $\tau_o = 1/r_C n_{SO}$ beschrieben werden. Wegen $n_{SO} = n_1 \exp(u_S) \sim T^{3/2} \exp(-0.836 \text{ eV}/kT)$ und der gemessenen Temperaturabhängigkeit

$$\tau_n = 5.6 \cdot 10^{-16} \exp\left(\frac{0.61 \pm 0.05 \text{ eV}}{kT}\right) \text{ sec}$$

ergibt sich für die Übergangswahrscheinlichkeit r_C

$$r_C = 6 \cdot 10^{-2} T^{-3/2} \exp\left(\frac{0.23 \text{ eV}}{kT}\right) \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$$

$$r_C = 1.5 \cdot 10^{-5} \exp\left(\frac{0.23 \text{ eV}}{kT}\right) \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad 6.3.4$$

Falls p_{t0} größer als 10^8 cm^{-2} ist, bestimmt der letzte Term in 6.3.2 die Lebensdauer. Dies ändert an der Temperaturabhängigkeit von r_C nichts, wohl aber am Absolutwert.

Eine völlig andere Möglichkeit ist, die Rekombination erfolgt zuerst ins obere Oberflächenzustandsband und von dort in einem zweiten Schritt in die unteren Zustände. Da für die SPV nur der Übergang in irgendeinen Oberflächenzustand entscheidend ist, bestimmt dieser erste Schritt das Relaxationsverhalten allein. Dann ist die Zahl der freien Plätze sehr groß, daher ist der Absolutwert von r_C bei einem solchen Modell viel kleiner. Mit $p_{t0} = 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ergibt sich

$$r_C = 2 \cdot 10^{-11} \exp \left(\frac{0.23 \text{ eV}}{kT} \right) \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad 6.3.5$$

Mit bekanntem r_C ist es möglich, die Formel 6.3.1 numerisch nachzurechnen und sowohl die Intensitätsabhängigkeit wie auch die Temperaturabhängigkeit der Lebensdauer zu simulieren. Dabei ist es gleichgültig, welchen Term im Nenner man als entscheidend betrachtet, die Übereinstimmung ist in beiden Fällen gut. Mit r_C nach 6.3.5 muß nur eine etwas höhere Anregung vorausgesetzt werden. Die Abb. 6.2 ist das Äquivalent zum Experiment 5.3. Vergleicht man die rechnerischen und die gemessenen Bandverbiegungswerte für eine bestimmte Lebensdauer, so liegen die Meßwerte um einen Faktor ≈ 29 zu niedrig. Dies stimmt wieder mit dem Faktor 25 des stationären Falles überein. Allerdings sollte nicht vergessen werden, daß beträchtliche modellmäßige Vereinfachungen vorgenommen wurden, die sicherlich auch eine Diskrepanz zwischen Messung und Rechnung hervorrufen können.

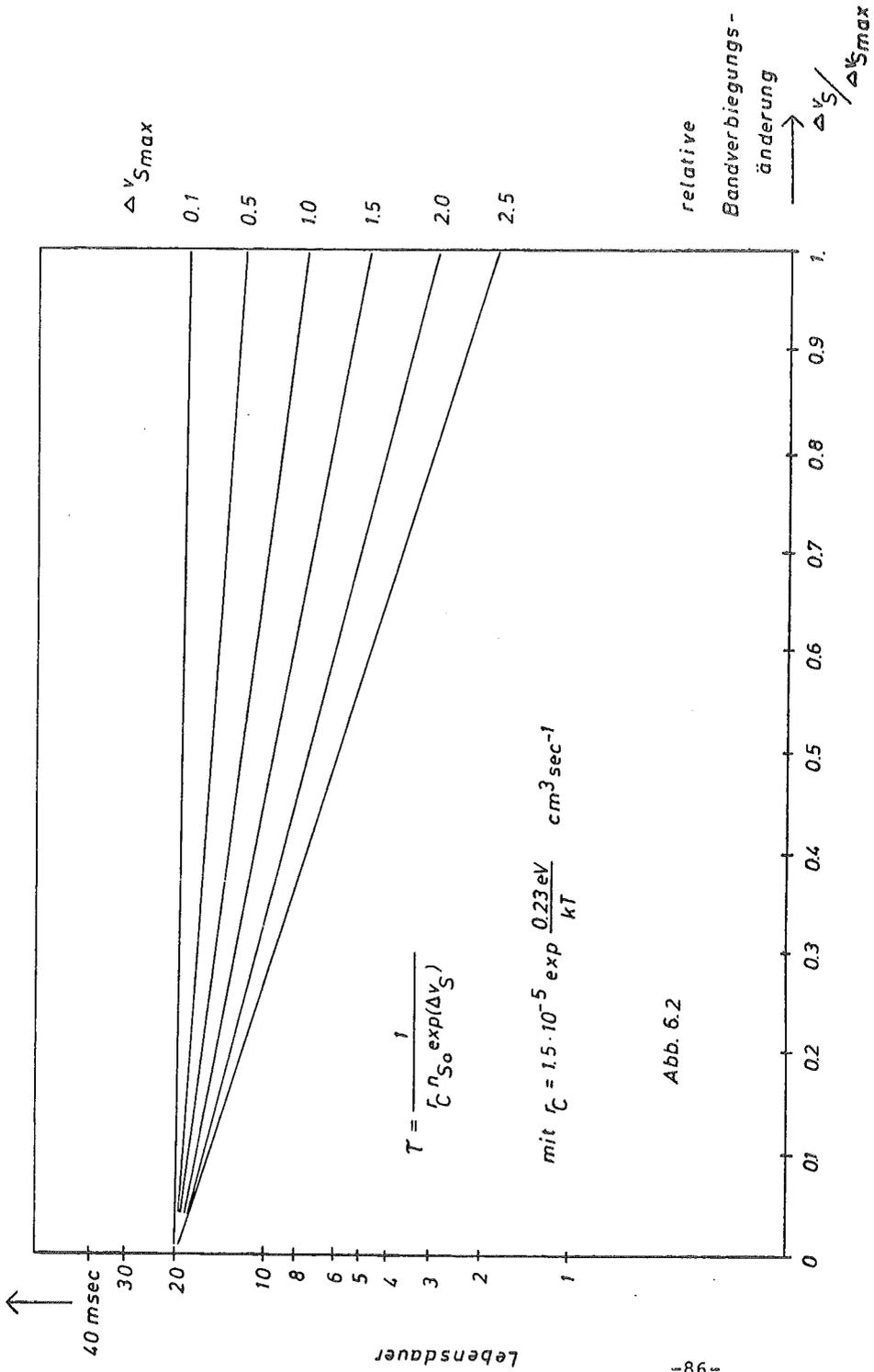


Abb. 6.2

Gleichlichtabhängigkeit

Durch Einstrahlen von Gleichlicht einer Energie größer als die der Bandlücke wird die Konzentration der freien Ladungsträger, insbesondere n_s , erhöht. Damit ist sofort einzusehen, daß sowohl die Lebensdauer (6.3.1/2) wie auch der stationäre Signalwert (6.1.19) mit zunehmender Fremdlichtbeleuchtung kleiner werden. Wegen des viel höheren Absorptionskoeffizienten bei Grundgitterabsorption tritt nur hier der Effekt deutlich hervor.

Die Lebensdauer der Dunkelkurve von 14 msec wird auf 0.8 msec herabgesetzt (Abb. 5.7). Wegen $\tau_0 \sim 1/n_{s0}$ bedeutet dies $n_s = 17.5 \cdot n_{s0}$. Führt man diese Konzentrationserhöhung auf eine Herabsetzung der Bandverbiegung zurück, so würde ein Δv_s von -2.9 gefordert. Dieser Wert erscheint so hoch, daß vermutet werden muß, ein Großteil der Konzentrationserhöhung gehe auf ein Ansteigen von γ_n zurück. Die absolute Erhöhung von n_s ist mit $\Delta n_s = 10^2 \text{ cm}^{-3}$ sehr gering.

Funktionaler SPV-Verlauf bei Relaxation

Aus der Kenntnis des Verlaufs der Lebensdauer läßt sich natürlich sofort auch der ursprüngliche Abfall der SPV selbst gewinnen. Wegen

$$\tau = - \frac{\Delta v_s}{\Delta v_s} \quad \text{folgt} \quad \delta t = - \frac{\tau}{\Delta v_s} \delta v_s \quad \text{und damit}$$

$$\int_0^t \delta t = \frac{-1}{rC} \int_{\Delta v_s^*}^{\Delta v_s} \frac{\delta \Delta v_s}{n_{s0} \Delta v_s \exp(\Delta v_s) + \Delta v_s n_1 + p_{t0} \frac{e}{A} n_{s0} (\exp(\Delta v_s) - 1)}$$

Unter der Voraussetzung, der erste Term des Nenners bestimme die Lebensdauer, so folgt (35)

$$t = \frac{-1}{r_{C^n_{SO}}} \left(\ln \Delta v_S - \frac{\Delta v_S}{1 \cdot 1!} + \frac{\Delta v_S^2}{2 \cdot 2!} - \frac{\Delta v_S^3}{3 \cdot 3!} + \dots \right) \frac{\Delta v_S}{\Delta v_S^*} \quad 6.3.6$$

Für $\Delta v_S \ll 1$ gibt dies also einen rein exponentiellen Abfall mit der Zeitkonstanten $1/(r_{C^n_{SO}})$. Erfüllt Δv_S diese Bedingung nicht, treten immer mehr Korrekturterme auf, die die Relaxationskurve verschieben.

Wenn der letzte Term des Nenners die Lebensdauer bestimmt, so ergibt die Integration

$$t = \frac{-1}{r_{C^n_{SO}} p_{to} \frac{e}{A}} \int_{\Delta v_S^*}^{\Delta v_S} \frac{\delta \Delta v_S}{\exp(\Delta v_S) - 1}$$

$$t = \frac{1}{r_{C^n_{SO}} p_{to} \frac{e}{A}} \left\{ \Delta v_S - \ln(\exp(\Delta v_S) - 1) - \underbrace{\Delta v_S^* + \ln(\exp(\Delta v_S^*) - 1)}_{C^*} \right\}$$

und schließlich nach Δv_S aufgelöst

$$\Delta v_S = \ln \left(\frac{1}{1 - \exp\left(-r_{C^n_{SO}} \frac{e}{A} p_{to} t - C^*\right)} \right) \quad 6.3.7$$

Beide Formeln 6.3.6 und 6.3.7 lassen einen direkten Vergleich zwischen den gemessenen und gerechneten Abfallkurven zu, wobei sich bei richtiger Wahl der stationären Bandverbiegungsänderung eine exakte Übereinstimmung ergibt (Abb. 6.3).

Zum Vergleich ist auch eine rein exponentielle Abklingkurve eingezeichnet. Die Relaxation erfolgt bei sonst gleichen Verhältnissen also mit der Gleichgewichtslbensdauer.

$\frac{\Delta V_S}{\Delta V_S^0}$

Relaxation der SPV
Abb. 6.3

$T = 250\text{K}$ Si $n = 750\ \Omega\text{cm}$

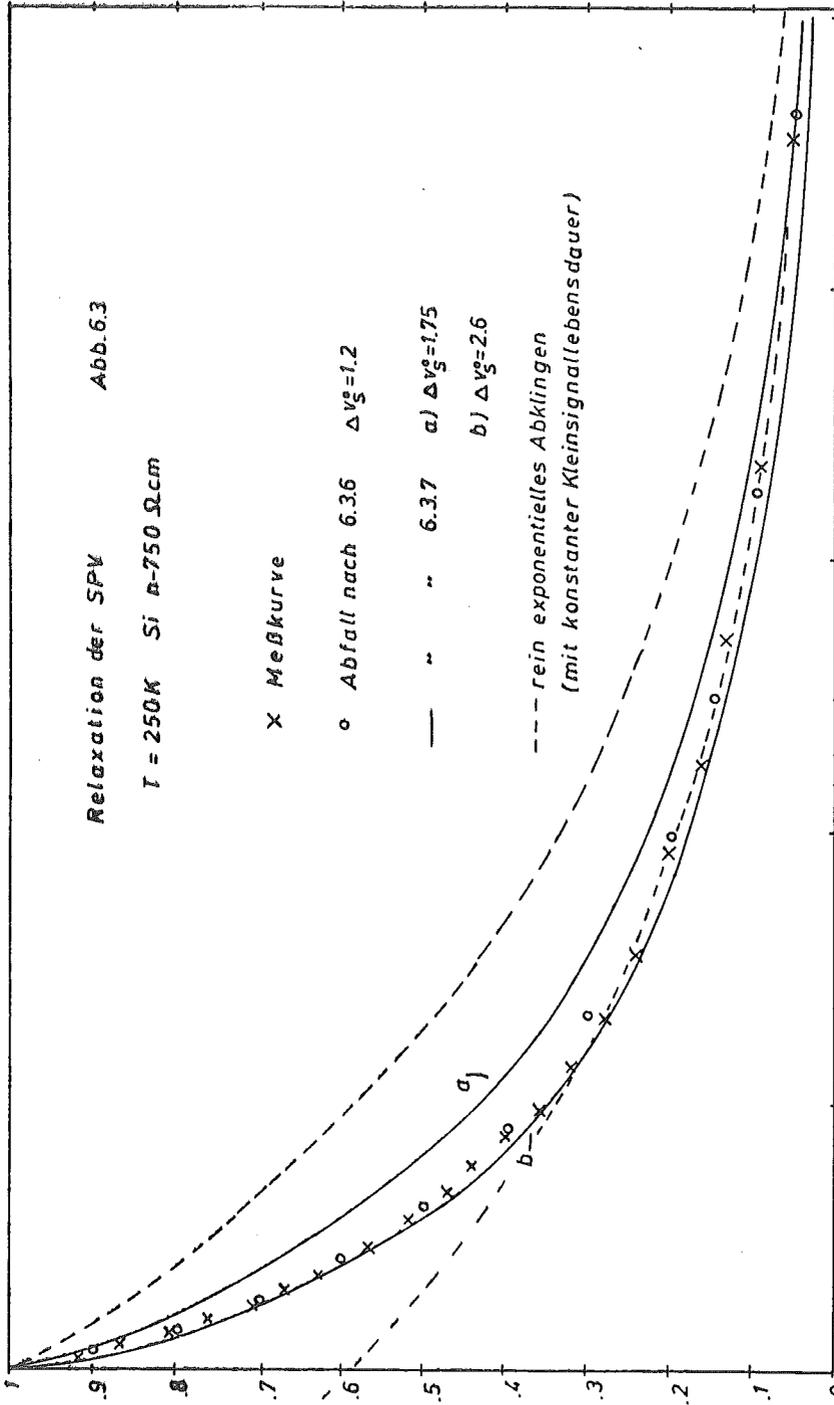
x Meßkurve

o Abfall nach 6.36 $\Delta V_S^0 = 1.2$

— " " 6.37 a) $\Delta V_S^0 = 1.75$

--- " " 6.37 b) $\Delta V_S^0 = 2.6$

--- rein exponentielles Abklingen
(mit konstanter Kleinsignallebensdauer)



2.5
2 msec
1.5
1
0.5
Zeit

B: p-Material

Die Diskussion kann hier genauso geführt werden wie bei n-dotiertem Silizium, nur sind die Messungen nicht in gleicher Ausführlichkeit durchgeführt worden. Ausgangsgleichung ist die Übergangsrate vom Valenzband in die Oberflächenzustände (6.1.4). Mit der Abkürzung

$$B = \sqrt{2\epsilon\epsilon_0 k T p_B} \frac{1}{2 \sqrt{v_S - 1}}$$

den Beziehungen (6.2.6/7) und $\Delta p_S = p_{SO} (\exp(\Delta v_S) - 1)$ folgt hieraus

$$\tau = \left\{ r_V (p_{SO} \exp(\Delta v_S) + p_1 + p_{SO} n_{to} \frac{e}{B} \frac{\exp(\Delta v_S) - 1}{\Delta v_S}) \right\}^{-1} \quad 6.3.8$$

und für Δv_S gegen Null

$$\tau_0 = \left\{ r_V (p_{SO} + p_1 + p_{SO} n_{to} \frac{e}{B}) \right\}^{-1} \quad 6.3.9$$

Einfangquerschnitt für Photonen

Auch hier gilt im Augenblick des Abschaltens

$$\dot{\Delta v_S} \Big|_{t=t_0+0} = \frac{e}{B} \cdot I \cdot K_{Ph}^V \cdot p_t \quad 6.3.10$$

Bei p-Silizium liegen keine intensitätsabhängigen Messungen vor, aber aus den Daten der Abb. 5.8 können die Anfangswerte der Relaxationsgeschwindigkeit bestimmt werden (bei verschiedenen Temperaturen) und daraus wiederum der Wert für $K_{Ph}^V \cdot p_t$. Es ergibt sich

$$p_t \cdot K_{Ph}^V \approx 2 \cdot 10^{-6}$$

und falls $p_t \approx 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ gesetzt wird, folgt ein Einfangsquerschnitt von

$$K_{\text{Ph}}^V \approx 2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$$

Auch diese Angabe sollte als Abschätzung verstanden werden, nicht als exakter Meßwert. Mit der gleichen Fehler-schranke wie beim n-Material gilt

$$2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 < K_{\text{Ph}}^V < 2 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$$

Temperaturabhängigkeit der Lebensdauer

Das einfachste Modell zur Beschreibung der gefundenen Lebensdauerabhängigkeit besteht in der Annahme, nur das obere leere Zustandsband sei am Umladungsprozeß beteiligt. Dann sollten n_{t0} und p_1 genügend klein sein, so daß aus 6.3.8 wird

$$\tau = \{r_V p_{S0} \exp(\Delta v_S)\}^{-1}$$

mit dem Gleichgewichtswert

$$\tau_0 = \{r_V p_{S0}\}^{-1}$$

Wegen $p_{S0} = n_1 \exp(-u_S) \sim T^{3/2} \exp(-0.37 \text{ eV}/kT)$ und der gemessenen Temperaturabhängigkeit

$$\tau_p = 7.3 \cdot 10^{-16} \exp(0.45 \pm 0.04 \text{ eV}/kT) \text{ sec}$$

ergibt sich für die Übergangswahrscheinlichkeit r_V

$$r_V = 4.4 \cdot 10^{-2} \cdot T^{-3/2} \exp(-0.08 \text{ eV}/kT) \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$$

$$r_V = 2 \cdot 10^{-5} \exp(-0.08 \text{ eV}/kT) \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad 6.3.11$$

Auch hier sind durchaus andere Modelle denkbar. Nimmt man wieder zweistufige Rekombination an, so ist der

zweite Schritt aus dem unteren Zustandsband ins Valenzband für die Relaxationszeit maßgebend. Mit $n_{to} = 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ gilt dann näherungsweise

$$\tau = \left(r_V p_{So} n_{to} \frac{e}{B} \right)^{-1} \quad \text{und}$$

$$r_V = 9.6 \cdot 10^{-11} \exp(-0.08 \text{ eV}/kT) \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad 6.3.12$$

Für jedes dieser Modelle können analog zum n-Silizium numerische Rechnungen durchgeführt werden. Da die Abhängigkeiten aber sehr ähnlich sind, bringt dies keine neuen Erkenntnisse, daher wird hier darauf verzichtet.

6.4 Einfluß von Wasseradsorption bei Oberflächenanregung

Adsorption von Wasserdampf einer Dosis von etwa 1mbar-min führt zum vollständigen Verschwinden des SPV-Signals sowohl bei n- wie auch bei p-Dotierung. Bei einer unteren Meßgrenze von ca. 20 μV bedeutet dies eine Signalabsenkung um mindestens zwei Größenordnungen. Aus Messungen der Feldeffektbeweglichkeit reiner und wasserbedeckter Siliziumspaltflächen ist die starke Veränderung der Oberfläche durch H_2O bekannt, insbesondere sinkt die Dichte der Oberflächenzustände beträchtlich. Damit ist die Absorption eines Photons stark reduziert und damit das Signal entsprechend kleiner.

6.5 Konsequenzen aus den Meßergebnissen

Zusammenfassung der quantitativen Ergebnisse

Im Rahmen der bisherigen Diskussion konnte nicht entschieden werden, welches der verschiedenen Modelle für die Rekombination das richtige ist. Die Vorstellung der einstufigen Rekombination ergibt aber sehr hohe Übergangswahrscheinlichkeiten in der Nähe von 1 (6.3.4/11). Daher soll-

te dem anderen Modell der Vorzug gegeben werden. Damit erhält man an Zahlenwerten:

Relaxationszeitkonstante

$$\tau_h = 5.6 \cdot 10^{-16} \exp\left(\frac{0.61 \pm 0.05 \text{ eV}}{kT}\right) \text{ sec}$$

$$\tau_p = 7.3 \cdot 10^{-16} \exp\left(\frac{0.45 \pm 0.04 \text{ eV}}{kT}\right) \text{ sec}$$

Photoneneinfangquerschnitt

$$K_{Ph}^t = 1 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$$

$$K_{Ph}^v = 1 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$$

Übergangswahrscheinlichkeiten

$$r_C = 2 \cdot 10^{-11} \exp\left(\frac{0.23 \text{ eV}}{kT}\right) \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$$

$$r_V = 1 \cdot 10^{-10} \exp\left(\frac{-0.08 \text{ eV}}{kT}\right) \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$$

Vergleich mit anderen Messungen

In früheren Messungen wurde bereits aus der Temperatur des Vorzeichenwechsels bei Grundgitterabsorption im Rahmen einer Theorie von D.L.Lile (40) (siehe auch weiter unten) der Wert des Verhältnisses r_V/r_C bestimmt (13,42). Hierbei wurde ein Temperaturbereich von 290 K bis 420 K überstrichen, mit dem Ergebnis:

$$r_V/r_C = 4 \cdot 10^{-8} \exp(0.3 \text{ eV}/kT)$$

Dies steht im Widerspruch zu dem in dieser Arbeit gefundenen Verhältnis von

$$r_V/r_C = 5 \exp(-0.3 \text{ eV/kT}) \quad 150 \text{ K} < T < 290 \text{ K}$$

Der Schnittpunkt beider Geraden (bei logarithmischer Auftragung) liegt bei 400 K. Wenn man berücksichtigt, daß im obigen Vorfaktor 5 das Verhältnis p_{to}/n_{to} enthalten ist, welches gleich 1 gesetzt wurde aber sicherlich um mehrere Größenordnungen schwanken kann, so kann zwar jeder einzelne Zahlenwert aus der Untersuchung der Vorzeichenumkehr in Übereinstimmung mit den vorliegenden Messungen gebracht werden, nicht aber deren Temperaturabhängigkeit.

Ganz zwangsläufig ist dieser Widerspruch nicht, man kann annehmen, das Verhältnis r_V/r_C steige bis ca. 290 K mit $\exp(-0.3 \text{ eV/kT})$ auf einen Wert von $\approx 6 \cdot 10^{-3}$, um dann bei noch höherer Temperatur wieder zu fallen. p_{to}/n_{to} muß dann ca. 200 betragen. Ein solches Verhalten erscheint aber nicht sehr wahrscheinlich. Man sollte berücksichtigen, daß in beiden Auswertungen r_V und r_C bzw. deren Verhältnis Anpassparameter sind und damit Fehler der angenommenen theoretischen Ansätze voll beinhalten können. Der Nulldurchgang der SPV tritt nur bei p-Material auf, und aus den in dieser Arbeit vorliegenden Ergebnissen (siehe Abschnitt 6.9) geht hervor, daß gerade hier nicht voll geklärte Phänomene (Trap-Effekte, Nichtlinearitäten) eine Rolle spielen. Mit den bisher vorliegenden experimentellen Ergebnissen erscheint eine Klärung dieses Problems nicht möglich.

Nulldurchgang

Da bei beiden verwendeten Dotierungen ein unterschiedliches Vorzeichen der SPV auftritt, sollte es möglich sein, den Vorzeichenwechsel auch direkt zu beobachten. Analoge Messungen bei Grundgitterabsorption sind bereits durchgeführt worden (42,13).

Aus der allgemeinen Formel 6.1.18 folgt für $\Delta v_S = 0$ und mit der vereinfachenden Annahme $F = 0$ die Bedingung

$$G_{t \rightarrow C} r_V n_{t0} \exp(-v_S) = G_{V \rightarrow t} r_C p_{t0} \exp(v_S)$$

$$\text{oder} \quad \frac{n_t K_{Ph}^t}{p_t K_{Ph}^V} \frac{n_{t0}}{p_{t0}} \frac{r_V}{r_C} = \exp(2v_S) .$$

Zähler und Nenner des ersten Quotienten sind aus den vorliegenden Messungen bekannt, wobei ein eventueller Fehler in der Intensitätseichung hier fortfällt. Genau so kann für r_V/r_C der Wert des letzten Modells eingesetzt werden. n_{t0} und p_{t0} sind zwar völlig unbekannt, aber in r_V/r_C steckt der reziproke Quotient, so daß, vorausgesetzt das verwendete Modell ist gültig, auch diese Ungewißheit fortfällt. Mit diesen Annahmen folgt dann:

$$v_S = \ln 0.5 - \frac{0.15 \text{ eV}}{kT}$$

Trägt man diese Beziehung in ein $v_S = f(T)$ Diagramm ein, so geben die Schnittpunkte dieser Kurve mit den temperaturabhängigen Bandverbiegungswerten für unterschiedliche Volumendotierungen den Punkt der Vorzeichenumkehr. Wie aus der Abb. 6.4 zu entnehmen ist, kann für n-Dotierung überhaupt kein Nulldurchgang erwartet werden, für p-Dotierung tritt dieser erst bei hohen Temperaturen auf, bei denen das Signal schwer meßbar ist. Auch das Ausweichen auf sehr hochohmiges Material bietet experimentelle Schwierigkeiten. Eine direkte Messung der Vorzeichenumkehr scheint also nicht leicht durchführbar zu sein. Hierbei ist stillschweigend vorausgesetzt, daß sich die Temperaturabhängigkeit von r_V und r_C zu höheren Temperaturen extrapolieren läßt.

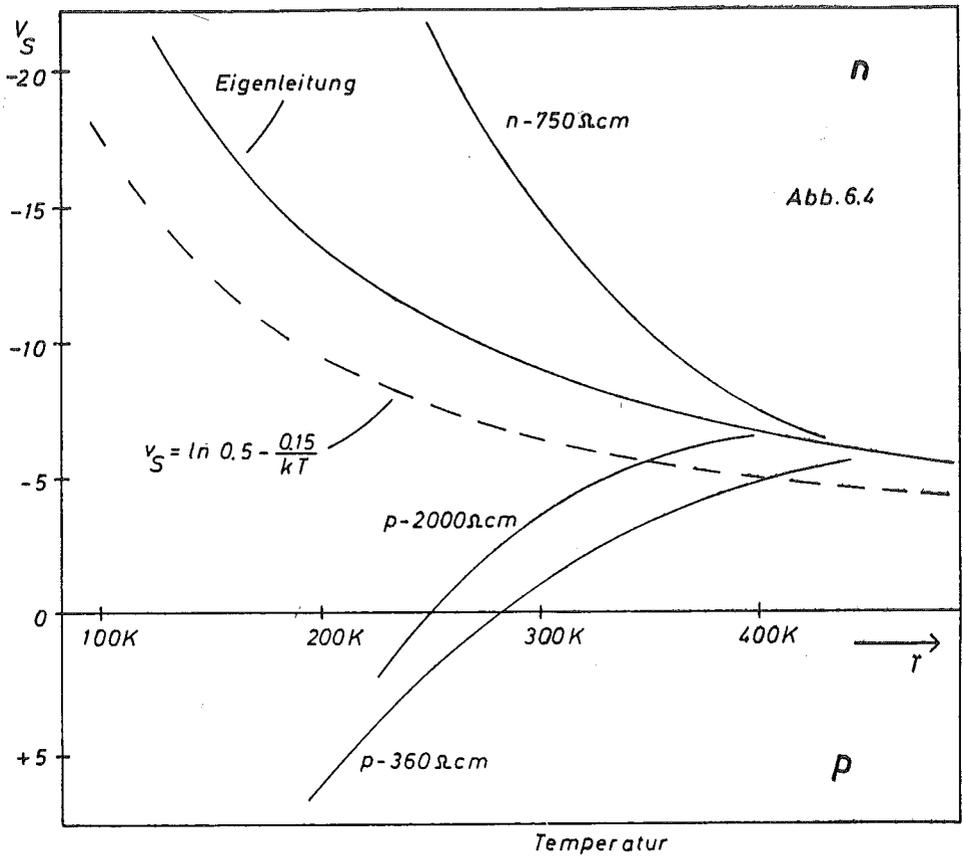


Abb. 6.4

Neigungswinkelabhängigkeit

Der Einfluß des Neigungswinkels der Spaltfläche gegen die (111)-Ebene auf die Absoluthöhe der Oberflächenphotospannung ist bei Grundgitterabsorption gemessen worden (13). Die dabei und aufgrund theoretischer Berechnungen (20,21) gefundene Verschiebung des Fermi-niveaus an der Oberfläche zum Valenzband hin muß auch die Lebensdauer der Ladungsträger beeinflussen.

Durch höhere Stufendichten sollte der Betrag von $-u_S$ größer werden und damit n_{S0} und $1/\tau_c$ kleiner, aber

p_{s0} und $1/\tau_V$ größer. Hierbei ist unberücksichtigt, daß die neu entstehenden, mit den atomaren Stufen verbundenen Oberflächenzustände natürlich auch selbst als Rekombinationszentren wirken können.

Innerhalb der vorliegenden Arbeit wurden keine ortsabhängigen Effekte gefunden, allerdings wurde auch nicht danach gesucht. Vielmehr wurden möglichst glatte Spaltflächen produziert. Hinzu kommt die relativ große Fläche der Gegenelektrode von 3 mm^2 , über die eine Signalmittelung stattfindet.

6.6 Grundsätzliche Überlegungen zur Volumenanregung

Während bei einer Wellenlänge $> 1.25 \text{ } \mu\text{m}$ eine Anregung nur direkt an der Oberfläche innerhalb der ersten Atomlagen stattfindet, werden bei Grundgitterabsorption entlang der gesamten Eindringtiefe des Lichtes Ladungsträgerpaare freigesetzt. Für $\lambda = 940 \text{ nm}$ ergibt sich ein Absorptionskoeffizient von $2 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-1}$ (36), also eine Eindringtiefe von $5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$. Damit dringt das Licht um ein mehrfaches tiefer in den Kristall ein als die Raumladungszone. Diese Abschätzung wird als Argumentation für die Einführung konstanter Quasiferminiveaus innerhalb der Raumladungszone benutzt. Hiermit fallen viele mathematische Schwierigkeiten bei der Berechnung von Anregungskonzentrationen- und letztlich der SPV selbst fort. Insbesondere bedeutet dies aber die Vernachlässigung sämtlicher Transportvorgänge innerhalb der Raumladungszone. Damit sollte diese Annahme nur bei sehr kleiner Anregung gerechtfertigt sein (37). Dennoch wurden auf obiger Annahme basierende Theorien auch bei höherer Anregung erfolgreich angewendet.

Die durch Beleuchtung freigesetzten Ladungsträgerpaare verteilen sich entsprechend den in Abschnitt 6.1 behandelten

Kriterien im Feld der Raumladung. Bei n-dotiertem Silizium sammeln sich die Überschüßlöcher an der Oberfläche, was die Übergangsrate $U_{t \rightarrow v}$ erhöht. Im stationären, beleuchteten Zustand ist dementsprechend eine positive Überschüßladung in den Oberflächenbändern. (Besser: die im thermischen Gleichgewicht vorhandene negative Ladung wird verringert). Nach Abschalten des Lichtes wird diese Überschüßladung durch Übergänge $U_{C \rightarrow t}$ abgebaut, was dann als Relaxation der SPV beobachtet wird. Da aus der Diskussion der Oberflächenanregung bekannt ist, daß der Rekombinationsvorgang $U_{C \rightarrow t}$ der langsamste unter allen Ausgleichsvorgängen ist, wird auch nur dieser beobachtet werden können.

Nicht ganz so einfach liegen die Verhältnisse bei p-Silizium. Aufgrund der Bandverbiegung wird hier die Elektronenkonzentration an der Oberfläche durch Beleuchtung erhöht und die Oberflächenbänder laden sich negativer auf. Die Relaxation erfolgt dann durch den Übergang $U_{t \rightarrow v}$. Dieser ist aber eigentlich schneller als $U_{C \rightarrow t}$, welcher den Elektronenüberschuß im Leitungsband abbaut. Somit kann die Relaxation durch beide Übergänge bestimmt werden. Dies wird bei der Diskussion des p-Materials noch näher erläutert.

6.7 Volumenanregung, n-Silizium, reine Oberfläche

Ein Vergleich der Messungen 5.10/11/12 (Relaxationszeit als Funktion von Temperatur und Anregungsintensität) zeigt gegenüber den Abbildungen 5.1/2/3 bei Oberflächenanregung keine prinzipiellen Unterschiede. Die Temperaturabhängigkeit der Gleichgewichtslebensdauer ist völlig identisch, die stärkere Variation der Lebensdauer in Abb. 5.10 ist auf die sehr viel höhere Anregung zurückzuführen (Abb. 5.12), bedingt durch die größere Intensität (Faktor 100) und die viel stärkere Absorption.

Vergleichbar werden beide Anregungsarten bei einer um den Faktor 10^{-5} verringerten Volumenanzregung, dann stimmen Signalthöhe und Lebensdauervariation überein.

Der Intensitätsverlauf des stationären Signals mündet allerdings nicht in einen linearen Verlauf ein, sondern verhält sich wie $SPV \sim I^{0.74}$ (Abb. 5.14). Diese Beobachtung stimmt mit Ergebnissen der Photoleitung überein (38,39), hier verringert sich der Exponent der Intensitätsabhängigkeit von nahezu 1 bei Oberflächenanzregung auf 0.3 bei einer Photonenenergie von 1.6 eV (775 nm).

Die Berechnung der SPV ist in diesem Fall wesentlich schwieriger, da das Problem sehr komplex ist. Der bislang wohl weitestgehende Ansatz stammt von D.L.Lile (40) und behandelt in der Quasigleichgewichtsnäherung den Grenzfall beliebig kleiner Anregung ($\gamma_{n,p} \rightarrow 1$). Hierfür würde sich eine lineare Intensitätsabhängigkeit ergeben. Zur Beschreibung des gemessenen Sachverhalts ist also offensichtlich eine Verbesserung der Theorie notwendig, vor allem eine Erweiterung zu höheren Anregungen hin.

Bei großer Beleuchtungsintensität steigt das Signal schließlich logarithmisch (Abb. 5.13), was wegen des exponentiellen Zusammenhanges zwischen Ladungsträgerkonzentration und Bandverbiegung einsichtig ist (siehe Zustandsanzregung).

Vergleicht man das größte gemessene Signal (20 mV) mit der vorhandenen Bandverbiegung (25 $kT \approx 500$ mV) und berücksichtigt die Tatsache, daß das wahre Signal noch höher liegen muß, so wird die Bandverbiegung schon um einen merklichen Teil abgebaut. Bei noch stärkeren Anregungsquellen (Pulslaser) erscheint es daher möglich, in die Signaltätigung zu gelangen.

Die Empfindlichkeit auf Gleichlicht ist wieder ebenso zu erklären wie bei Oberflächenanzregung, durch die zu-

sätzliche Generation wird die Konzentration n_S erhöht, bzw. die Bandverbiegung erniedrigt, wodurch der Übergang $U_{C \rightarrow t}$ und damit die Relaxationszeit beschleunigt wird.

6.8 Volumenanregung, n-Silizium nach Adsorption von Wasser

Aus den Erfahrungen bei Oberflächenanregung ist zu schließen, daß nach Wasseradsorption die schnellen Oberflächenzustände im wesentlichen verschwunden sind. Eine Photospannung durch direkte Anregung aus bzw. in Zustände war nicht mehr nachzuweisen. Bei Volumenanregung tritt eine starke Signalabschwächung auf (1/10 des Wertes der sauberen Oberfläche; um dort auf den gleichen Signalwert zu gelangen, reicht 10^{-5} der Intensität!).

Ohne Kenntnis der bestehenden Bandverbiegung und verbleibender bzw. neu gebildeter Oberflächenzustände ist eine Interpretation spekulativ. Als ersten Versuch könnte man den Anteil von Oberflächenzuständen völlig vernachlässigen. Nach Frankl und Ulmer (41) gilt dann für die SPV:

$$\begin{aligned} \Delta \varphi &= \frac{kT}{e} \Delta u_S = -(\gamma_p - 1) \frac{(\delta Q_{SC} / \delta \gamma_p)_0}{(\delta Q_{SC} / \delta u_S)_0} \\ &= -(\gamma_p - 1) \frac{2 \exp(-u_B) \sinh^2 \frac{1}{2}(u_S - u_B)}{\sinh u_S - \sinh u_B} \end{aligned}$$

Auch dieser Ansatz setzt Kleinsignalnäherung und konstantes Fermi-niveau (γ_p) innerhalb der Raumladungsschicht voraus. Aus dem positiven Vorzeichen der SPV kann man dann schließen, daß eine nach oben gerichtete Bandverbiegung beim Beleuchten verkleinert wird, d.h. an der Oberfläche liegt Verarmung oder Inversion vor ($u_S < u_B \approx 11$ bei $T=250$ K).

Wegen der geringen Signalhöhe ist eine Verarmungsschicht wahrscheinlicher. Hierfür spricht auch, daß p-dotiertes Silizium nach Wassereinlaß eine n-leitende Oberfläche zeigt (5). Dies sollte dann auch für n-Silizium gelten. Andererseits zeigt die Abb. 5.21 eine Intensitätsabhängigkeit, die bei $I^{0.7}$ beginnt und dann stetig flacher verläuft; gleichzeitig variiert die Lebensdauer auch noch bei dem kleinsten nachweisbaren Signal stark (Abb. 5.20). Dies ist eher ein Hinweis darauf, daß selbst bei kleinen Signalen noch eine große Gleichgewichtsstörung vorliegt, der Gültigkeitsbereich obigen Ansatzes also weit überschritten ist.

Bei höheren Temperaturen (250-300 K) steigt am Schluß der Relaxation die Lebensdauer stark an (Abb. 5.19). Dies könnte als Hinweis auf Trap-Effekte von Zuständen in der verbotenen Zone verstanden werden. Dagegen spricht, daß bei p-Dotierung Wasseradsorption genau den gegenteiligen Effekt verursacht, dort tritt der starke Anstieg des Lebensdauergleichgewichtswertes auf der reinen Fläche auf und wird durch Wasseradsorption beseitigt, allerdings bei allgemeiner starker Anhebung der Relaxationszeit.

Die verglichen mit der reinen Fläche geringe Nebenlichtempfindlichkeit weist auch darauf hin, daß die Oberflächenrekombination keine entscheidende Rolle mehr spielt, da die Reaktion auf eine Erniedrigung der Bandverbiegung gering ist.

6.9 Volumen Anregung, p-Silizium, reine Oberfläche

Der Übergang von Oberflächenanregung zur Grundgitterabsorption führt bei p-dotiertem Silizium zu erheblichen Änderungen im Relaxationsverhalten (Abb. 5.22/23/25). Am Ende der Relaxationskurve tritt ein langsam auslau-

fender Teil hervor, was sich im Verlauf der Lebensdauer als starker Anstieg bemerkbar macht. Der erste Teil der Relaxation sollte wie bei der Oberflächenanregung durch den Übergang $U_{t \rightarrow v}$ bestimmt sein. Hierdurch wird die Überschubladung der Zustände und damit die Bandverbiegungsänderung weitgehend abgebaut. Der Elektronenüberschuß im Leitungsband wird, neben der Volumenrekombination, durch den Übergang $U_{C \rightarrow t}$ verringert. Hierdurch fließt wieder eine negative Ladung in die Zustände, was der Relaxation entgegenwirkt. Die Rate $U_{t \rightarrow v}$ wird dann praktisch von $U_{C \rightarrow t}$ gesteuert, wobei beide Raten fast gleich groß sind. Damit wird in diesem Bereich die Änderung $\delta Q_{SS} / \delta t$ klein und die Relaxationszeitkonstante sehr hoch. Anders formuliert könnte man sagen, das Leitungsband wirke als Trap oder Speicher und verlangsamt damit das Abklingen. Beim n-Material tritt dieser Effekt nicht auf, weil die Relaxationszeitkonstante (Übergang Leitungsband-Zustände τ_C) um mehrere Größenordnungen höher liegt als die 'Trapzeitkonstante' (Übergang Zustände-Valenzband). Die mathematische Erfassung dieses Zusammenhanges ist modellmäßig nicht einfach, der Effekt des Aufeinanderzulaufens der beiden Übergangsraten kann aber leicht verdeutlicht werden. Für die Änderung der Zustandsladung gilt:

$$\frac{\delta Q_{SS}}{\delta t} = U_{t \rightarrow v} - U_{C \rightarrow t}$$

also
$$\tau = \frac{\Delta Q_{SS}}{\dot{\Delta Q}_{SS}} = \frac{\Delta Q_{SS}}{U_{t \rightarrow v} - U_{C \rightarrow t}}$$

Da ΔQ_{SS} ein Maß für die Bandverbiegung darstellt, gibt obige Zeitkonstante den Verlauf der SPV wieder.

6.10 Volumenanstieg, p-Silizium nach Adsorption von Sauerstoff oder Wasserdampf

Sauerstoff (Dosis $4 \cdot 10^{-6}$ mbar-min) bewirkt keine gravierenden Effekte der SPV, sondern nur eine leicht temperaturmäßige Erhöhung sonst gleicher Transientenkurven um 10-30 K (Abb. 5.24). Sehr viel interessanter ist die Wirkung von Wasserdampf (Abb. 5.26) mit einer allerdings sehr viel höheren Dosis von $4 \cdot 10^{-2}$ mbar-min. Gleiche Relaxationszeiten wie auf der reinen Fläche treten bei ca. 100 K höheren Temperaturen auf, und der langlebige Ausläufer der Abklingkurven ist völlig verschwunden. Im Gegensatz zum n-Material ist die Signalhöhe nach Adsorption praktisch gleich geblieben. Aus dem negativen Signal kann auch hier wieder auf eine Verarmung bzw. Inversion geschlossen werden, wobei wegen der großen Signalhöhe (bei Fortfall des Oberflächenzustandsanteils) eher eine Inversion vermutet werden muß. Dies stimmt wieder mit den Feldeffektbeobachtungen (5) einer n-leitenden Oberfläche nach Wasseradsorption überein.

Damit tritt folgende Übereinstimmung auf: eine schwache Bandverbiegung liegt vor für die reine Oberfläche bei p-dotiertem Material und höheren Temperaturen (>200 K) sowie für n-dotiertes Material nach Wassereinlaß, während eine hohe Bandverbiegung bei der reinen Oberfläche und n-Dotierung sowie bei p-Dotierung nach Wassereinlaß vorhanden ist. In den ersten beiden Fällen tritt der langlebige Ausläufer der Lebensdauer auf. Dies kann auf einen Zusammenhang zwischen geringer Bandverbiegung und kleinem Unterschied der Generationsraten im Relaxationsfall hinweisen. Bei hoher Bandverbiegung ist der Übergang über die Aufwölbung immer viel langsamer und damit für die Lebensdauer dominierend.

7. Schluß

Die vorliegenden Messungen zeigen die Möglichkeiten, die die Untersuchung von Abklingkurven der Oberflächenphotospannung bietet. Es ist erstmals möglich, eine quantitative Angabe der Übergangswahrscheinlichkeiten von Ladungsträgern aus den Volumenbändern in Oberflächenzustände sowie des Absorptionsquerschnittes für die entsprechenden photoneninduzierten Übergänge anzugeben. Das Zustandekommen des Signals kann formelmäßig beschrieben werden, und die Relaxation ist durch die vorgeschlagenen Modelle befriedigend erfaßbar. Damit ist der Kenntnisstand über die 2×1 Spaltfläche erweitert worden.

Ein Nachteil der Oberflächenphotospannung ist die Tatsache ihrer relativ großen Komplexität, da nie ein Oberflächenparameter allein bestimmend ist, sondern immer die Gesamtheit aller Größen betrachtet werden muß. Dies zeigt sich deutlich bei der Grundgitterabsorption, deren Ergebnisse weniger Schlußfolgerungen erlauben als die eindeutigeren Verhältnisse bei Oberflächenanregung.

Dennoch bietet es sich an, diese Meßmethode weiterhin einzusetzen. Änderungen der Eigenschaften der Oberflächenzustände bei langsamer Adsorption (z.B. Wasser oder Wasserstoff), beim Übergang von der 2×1 zur 7×7 Überstruktur oder auch durch das Auftreten atomarer Stufen (Neigungswinkelabhängigkeit) sind sicherlich erfaßbar. Wünschenswert ist dabei die Ergänzung durch eine kontinuierliche Variation der Anregungswellenlänge, um möglicherweise die Verschiebung der Kanten von Oberflächenzustandsbändern zu bestimmen oder neue, z.B. durch Adsorption hervorgerufene Zustände zu finden.

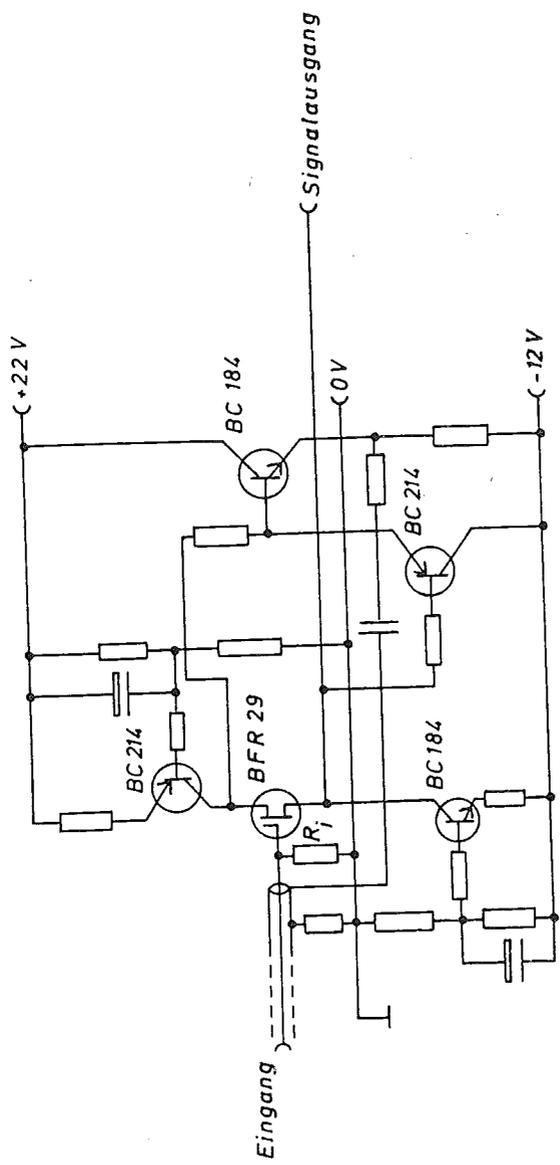
Bei tiefen Temperaturen kann aufgrund der langen Lebensdauern durch zusätzliche Gleichlichtbeleuchtung geeigneter

Wellenlänge eine große Umladung der Zustände erreicht werden. Ein gleichzeitig hierzu gemessenes Wechselsignal sollte dann Aussagen liefern, die zu neuen Erkenntnissen führen.

Literaturverzeichnis

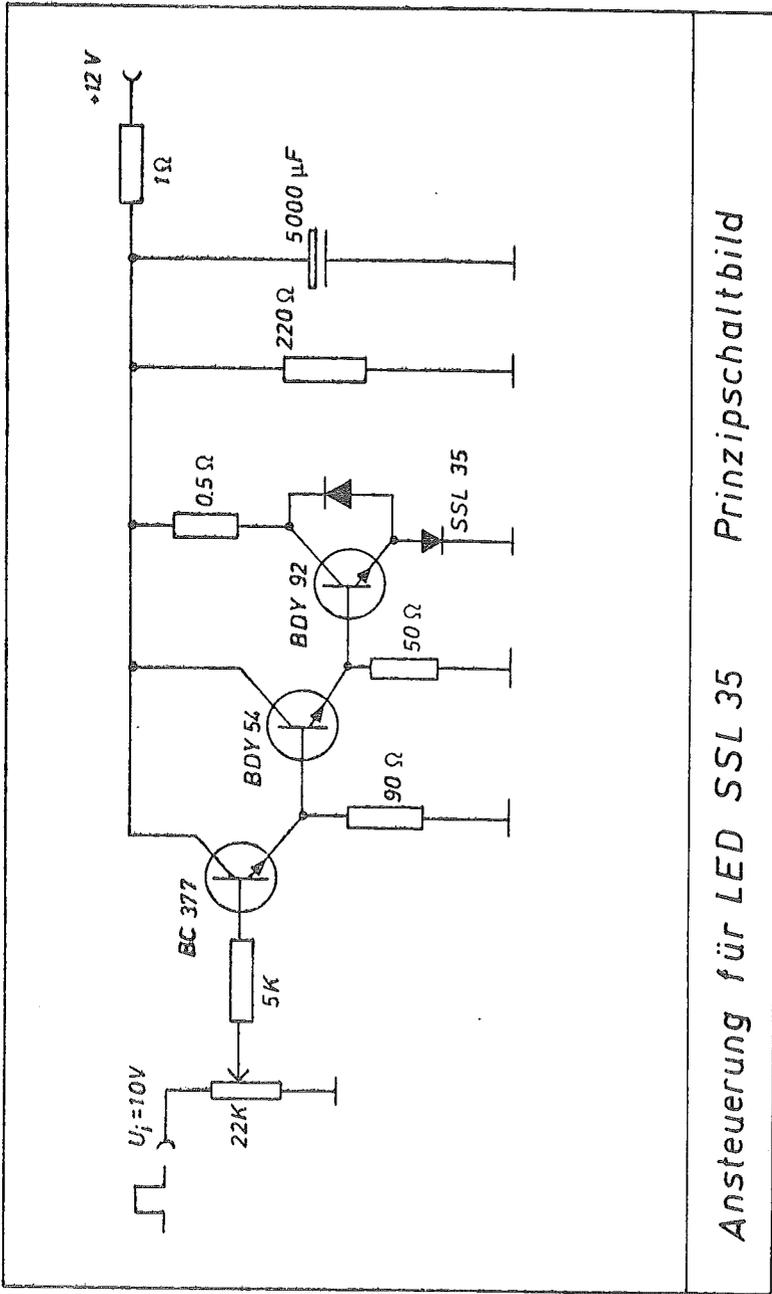
- 1) G.W.Gobeli, F.G.Allen
J.Phys.Chem.Solids 14 (1960) 23
- 2) G.W.Gobeli, F.G.Allen
Phys.Rev. 127 (1962) 141
- 3) F.G.Allen, G.W.Gobeli
Phys.Rev 127 (1962) 150
- 4) D.E.Aspnes, P.Handler
Surf.Sci. 4 (1966) 353
- 5) M.Henzler, Phys.Status solidi 19 (1967) 833
- 6) W.Mönch, Phys.Status solidi 40 (1970) 257
- 7) C.Chiarotti, S.Nannarone, R.Pastore, P.Chiaradia
Phys.Rev. B 4 (1971) 3398
- 8) H.Froitzheim, H.Ibach, D.L.Mills
Phys.Rev. B 11 (1975) 4980
- 9) J.E.Rowe, H.Ibach, H.Froitzheim
Surf.Sci. 48 (1975) 44
- 10) W.Müller, W.Mönch
Phys.Rev.Letters 27 (1971) 250
- 11) J.Clabes, Dissertation, TU Clausthal, (1978)
- 12) J.E.Rowe, S.B.Christman, H.Ibach
Phys.Rev.Letters 34 (1975) 874
- 13) W.Kuhlmann, M.Henzler
Surf.Sci. 69 (1977) 533
- 14) J.A.Appelbaum, D.H.Hamann
Phys.Rev. B 12 (1975) 1410
- 15) M.Schlüter, J.R.Chelikowsky, S.G.Louie, M.L.Cohen
Phys.Rev. B 12 (1975) 4200
Phys.Rev.Letters 34 (1975) 1385
- 16) K.C.Pandey, J.C.Phillips
Phys.Rev.Letters 34 (1975) 1450
- 17) I.P.Batra, S.Ciraci
Phys.Rev.Letters 34 (1975) 1337
- 18) S.Ciraci, I.P.Batra
Solid State Commun. 18 (1976) 1149
- 19) D.Haneman, Phys.Rev. 121 (1961) 1093

- 20) M.Schlüter, K.M.Ho, M.L.Cohen
Phys.Rev. B 14 (1976) 550
- 21) V.T.Rajan, L.M.Falicov
J.Phys. C 9 (1976) 2533
- 22) C.L.Balestra, J.Lagowski, H.C.Gatos
Surf.Sci. 64 (1977) 457
- 23) J.Lagowski, C.L.Balestra, H.G.Gatos
Surf.Sci. 29 (1972) 203
- 24) A.Morawski, M.M.G.Slusarczyk, J.Lagowski, H.C.Gatos
Surf.Sci. 69 (1977) 53
- 25) K.Heilig, Surf.Sci. 44 (1974) 421
- 26) D.R.Frankl, -Electrical properties of semiconductor
surfaces-, Pergamon Press (1967)
- 27) R.H.Kingston, S,F,Neustadter
J.Appl.Phys. 26 (1955) 718
- 28) H.Dember, Z.Physik 32 (1931) 554
- 29) R.Rost,-Silizium als Halbleiter-
Berliner Union, Stuttgart (1966)
- 30) F.Steinrisser, R.E.Hetrick
Rev.Sci.Instr. 42 (1971) 304
- 31) E.O.Johnson, Phys.Rev. 111 (1958) 153
- 32) W.Espe, -Werkstoffe der Hochvakuumtechnik-
Bd. 2 , VEB DVW Berlin (1960)
- 33) F.J.Morin, J.P.Maita, Phys,Rev. 96 (1954) 28
- 34) S.M.Ryvkin,-Photoelectric effects in semiconductors-
Consultants bureau, New York (1964)
- 35) I.N.Bronstein, K.A.Semendjajev, -Taschenbuch der
Mathematik- Harri Deutsch, Frankfurt (1971)
- 36) W.R.Runjan, -Silicon semiconductor technology-
Mc Graw Hill (1965)
- 37) D.R. Frankl, Surf.Sci. 3 (1965) 101
- 38) W.Müller,W.Mönch, Phys.Stat.solidi (a) 24 (1974) 197
- 39) J.Assmann,W.Mönch, W.Müller
Electron. Fisc.Apli. 17 Nums. 1-2 (1974) 128
- 40) D.L.Lile, Surf.Sci. 34 (1973) 337
- 41) D.R.Frankl, E.A.Ulmer, Surf.Sci. 6 (1966) 115
- 42) N.Kasupke, M. Henzler, Surf.Sci. 54 (1976) 111



Impedanzwandler (MOS-FET Eingangsstufe)

abgeändert
nach Brookdeal



Ansteuerung für LED SSL 35 Prinzipschaltbild

```

C MESSPROGRAMM FUER BIOMATION TRANSIENTENRECORDER
C ANFANGSDIALOG
0001 WRITE(7,10)
0002 10 FORMAT(1H,'FILE DEFINIEREN? TYP 1')
0003 READ(7,12) NFALL
0004 12 FORMAT(I1)
0005 KON=0
C VORBEREITEN DES SPEICHERS JBUF
0006 DIMENSION JBUF(2048)
0007 15 DO 20 I=1,2048
0008 JBUF(I)=0
0009 20 CONTINUE
C NULLSETZEN DES DIGITALEN EINGANGES
0010 CALL IDOR(1,"170412",-1,0)
C SETZEN DES DIGITALEN AUSGANGES
0011 CALL IDOR(1,"170414",-1,"020000")
C EINGABE DER ANZAHL DER MESSZYKLEN
0012 WRITE(7,30)
0013 30 FORMAT(1H,'18MESSZYKLUSANZAHL=?')
0014 READ(7,40) NMESS
0015 40 FORMAT(I4)
0016 IF(NMESS.EQ.0) NMESS=1
C TEMPERATUR VOR DER MESSUNG BESTIMMEN
0018 ITEM1=IADC(7)
0019 TEM 1=((FLOAT(ITEM1)-2048.)/2048.*5.)*10.
C BEGINN DES MESSZYKLUS
0020 CALL MESSEN(NMESS,JBUF)
C ENDE DES MESSZYKLUS
C TEMPERATUR NACH DER MESSUNG BESTIMMEN
0021 ITEM2=IADC(7)
0022 TEM 2=((FLOAT(ITEM2)-2048.)/2048.*5.)*10.
C BERECHNUNG UND AUSGABE DER TEMPERATUR
0023 T=(TEM 1+TEM 2)*0.5
0024 CALL KELVIN(T)
C AUSGABE DES SPEICHERS
0025 DO 130 I=1,2048
0026 130 JBUF(I)=JBUF(I)/NMESS
0027 120 CONTINUE
0028 CALL GRAPH(JBUF)
0029 140 CONTINUE
0030 WRITE(7,150)
0031 150 FORMAT(1H,'NEUE MESSUNG->1,NEU PLOTTEN->2,SPEICHERN->3,
2 SPEICHERN UND STOP->4')
0032 READ(7,160)IFALL
0033 160 FORMAT(I1)
0034 IF(IFALL.EQ.1)GOTO 15
0036 IF(IFALL.EQ.2)GOTO120
C JBUF WIRD AUF DIE PLATTE GESPEICHERT
C IREC IST DIE RECORDNUMMER AUF DER PLATTE
0038 165 CONTINUE
0039 WRITE(7,170)
0040 170 FORMAT(1H,'RECORDNUMMER ?')
0041 READ(7,180) IREC
0042 180 FORMAT(I2)

```

```

0043      IF(IREC.EQ.0) IREC=KON+1
0045      IF(IREC.GT.KON) GOTO 185
0047      WRITE (7,182)
0048 182   FORMAT(1H,'WIRKLICHT')
0049      READ(7,183) IWE
0050 183   FORMAT(A1)
0051      IF(IWE.NE.B281) GOTO 165
0053 185   CONTINUE
C   AUSGABE AUF PLATTE
0054      IF(NFALL.NE.1)GOTO 190
0056      DEFINE FILE 1 (40,2048,U,ILOC)
0057 190   WRITE (1'IREC) JBUF
0058      KON=IREC
0059      NFALL=0
0060      IF(IFALL.EQ.4) GOTO 200
0062      GOTO 15
0063 200   CONTINUE
0064      STOP
0065      END

```

```

C *****
0001      SUBROUTINE KELVIN (T)
C *****
C   ROUTINE ZUR MESSUNG VON THERMOSFANNUNGEN MIT CU-KONST. ELEMENT
C   T ENTHAELT SPANNUNG IN MILLIVOLT, BEREICH -200 BIS +100 CELSIUS
0002      DIMENSION SKALA (31)
0003      DATA SKALA /-5.7,-5.53,-5.33,-5.13,-4.92,-4.70,-4.46,-4.21,
1   -3.96,-3.68,-3.40,-3.31,-2.81,-2.50,-2.17,-1.85,-1.5,-1.16,
2   -0.76,-0.39,0.0,0.40,0.8,1.42,1.63,2.05,2.47,2.91,3.33,3.80,
0004      IF(T.LT.-5.7) GOTO 200
C   SUCHEN EINES WERTES > T
0006      J=2
0007 100   IF(T-SKALA(J)) 112,111,110
C   NOCH NICHT GEFUNDEN
0008 110   J=J+1
0009      IF(J.LE.31) GOTO 100
0011      GOTO 200
0012 111   TK=FLOAT(J)
0013      GOTO 120
C   INTERPOLIEREN
0014 112   TK=(J-1)+1/(SKALA(J)-SKALA(J-1))*(T-SKALA(J-1))
0015 120   CONTINUE
C   UMRECHNEN AUF KELVIN
0016      TK=(TK-1.)*10.+73.
C   AUSDRUCKEN DES WERTES
0017      WRITE(7,130) TK
0018 130   FORMAT(1H,'T=' ,F6.1,' KELVIN')
0019      RETURN
0020 200   WRITE(7,210)
0021 210   FORMAT(1H,'T NICHT IM BEREICH')
0022      RETURN
0023      END

```

```
*****
0001      SUBROUTINE GRAPH(JBUF)
*****
C PROGRAMM UEBERNIMMT DEN SPEICHER JBUF AUS DEM HAUPTPROGRAMM
C UND ZEICHNET AUF DEM X-Y-SCHREIBER
0002      DIMENSION JBUF(2048)
C ANFANGS UND ENDPUNKT DER GRAPHIK WERDEN EINGEGEBEN
0003      WRITE (7,200)
0004 200  FORMAT(1H , 'ANFANGS UND ENDWERT EINGEBEN')
0005      READ (7,210)IANF,IEND
0006 210  FORMAT(2I4)
CBEI GESAMTAUSGABE NUR RETURN DRUECKEN
0007      IF(IANF.GT.IEND) GOTO 290
0009      IF(IANF.NE.0.AND.IEND.NE.0) GOTO 230
0011 220  IANF=1
0012      IEND=2048
0013 230  CONTINUE
C
0014      FORMATIEREN DES SPEICHERS
0015      IPUNKT=IEND-IANF+1
0016      JNLL=0
C LOESCHEN DER D/A REGISTER
0017      JNLL=IDOR(1,"170420",-1,)
0018      JNLL=IDOR(1,"170422",-1,)
C PEN DOWN
0019      CALL IDOR(1,"170414","002000","002000)
0020      ICMF=0
0021      CALL SETR(5,0,100.,ICMF)
0022      CALL LWAIT(ICMF,0)
C DARSTELLUNG DES SPEICHERINHALTES
0023      DO 270 I=1,IPUNKT
0024          IX=IKIMULTI
0025          IY=JBUF(IANF-1+I)*16
0026          IX=IDOR(1,"170420",-1,IX)
0027          IY=IDOR(1,"170422",-1,IY)
C ZEITLICHE PUNKTFOLGE
0028      ICMF=0
0029      CALL SETR(4,0,10.,ICMF)
0030      CALL LWAIT(ICMF,0)
0031 270  CONTINUE
C PEN LIFT
0032      CALL IDOR(1,"170414","002000","000000)
0033      ICMF=0
0034      CALL SETR(5,0,100.,ICMF)
0035      CALL LWAIT(ICMF,0)
0036 290  RETURN
0037      END
```

```

1          ,TITLE MESSEN
2          ,GLOBL MESSEN
3          000000      R0=#0
4          000001      R1=#1
5          000002      R2=#2
6          000003      R3=#3
7          000004      R4=#4
8          000005      R5=#5
9          000006      SP=#4
10         000007      FC=#7
11         170412      INF=170412
12         170414      OUTF=170414
13         170410      ISTAT=170410
14 00000 00000  ADRS!  ,BLKW 1          ;ADRESSE VON JBUF(1)
15 00002 005725 MESSEN: TST (R5)+
16 00004 013502      MOV @ (R5)+,R2      ;R2 ENTHAEHLT MESSANZAHL (NMESS)
17 00006 010567      MOV R5,ADRS      ;ANFANGSADRESSE VON JBUF
18 00012 005067 ANFANG: CLR ISTAT      ;FLAG NULLSETZEN
19         170410'
20         ;ANGENOMMEN WIRD STELLUNG 020000 FUER OUTPUT
21 00016 052767 ;ARMIEREN DES TRANSIENTENRECORDERS
22         004000      BIS #004000,OUTP
23         170414'
24 00024 012700      MOV #157777,R0
25         157777
26 00030 040067      BIC R0,OUTP
27         170414'
28 00034 000240      NOP
29         ;TRIGGERN DER DIODE BIT 13 DIG OUT
30 00036 042767      BIC #177777,OUTP
31         177777
32         170414'
33 00044 052767      BIS #020000,OUTP
34         020000
35         170414'
36 00052 000240      NOP
37         ;WARTESCHLEIFE BIS AUFNAHME BEENDET IST,ABFRAGE BIT 9
38 00054 016703 WART:  MOV INF,R3      ;INPUT LESEN
39         170412'
40 00060 012704      MOV #176777,R4      ;MASKE FUER BIT 9
41         176777
42 00064 040403      BIC R4,R3      ;BIT 9 LESEN
43 00066 005703      TST R3
44 00070 001771      BEQ WART:      ;GESETZT?
45 00072 005067      CLR ISTAT      ;FLAG ZURUECKSETZEN
46         170410'
47 00076 052767 ;OUTPUT REQUEST ABGEBEN BIT 12 DIG OUT
48         010000      BIS #010000,OUTP
49         170414'
50 00104 000240      NOP
51 00106 016701 ;LESEN DES INPUTREGISTERS
52         177666      MOV ADRS,R1      ;ANFANGSADRESSE LESEN
53 00112 012700      MOV #-2048,R0      ;ZAEHLER SETZEN

```

```

174000
42 00116 000240      NOP
43 00120 016703 START: MOV ISTAT,R3
170410'
44 00124 012704      MOV #177577,R4      ;MASKE FUER FLAG
177577
45 00130 040403      BIC R4,R3          ;READ INFLAG
46 00132 005703      TST R3
47 00134 001771      BEQ START          ;NICHT GESETZT,ZURUECK
48 00136 116703 LOOP: MOVE INF,R3
170412'
49 00142 042703      BIC #177400,R3
177400
50 00146 060321      ADD R3,(R1)+
51 00150 005200      INC R0             ;ZAEHLER HERAUFSETZEN
52 00152 001371      BNE LOOP          ;FERTIG MIT LESEN?
53 00154 012700      MOV #177777,R0
177777
54 00160 040067      BIC R0,OUTP
170414'
55 00164 052767      BIS #020000,OUTP      ;OUTPUT ZURUECKSETZEN
020000
170414'
56 00172 005302      DEC R2             ;NMESS HERUNTERSETZEN
57 00174 001306      BNE ANFANG        ;NOCH MESSUNGEN ?
58 00176 000207      RTS PC            ;BACK TO PROGRAM
59      000001'      .END

```

MESSEN RT-11 MACRO VM02-12 5-JAN-79 14:50:42 PAGE 14
 SYMBOL TABLE

ADRS	000000R	ANFANG	000012R	INF	= 170412
ISTAT	= 170410	LOOP	000136R	MESSEN	000002RG
OUTP	= 170414	PC	=%000007	R0	=%000000
R1	=%000001	R2	=%000002	R3	=%000003
R4	=%000004	R5	=%000005	SP	=%000006
START	000120R	WARTE	000054R		
.ABS.	000000		000		
	000200		001		

ERRORS DETECTED: 0
 FREE CORE: 15600. WORDS

```

C PROGRAMM ZUR AUSWERTUNG DER ABFALLKURVEN
C WERTE WERDEN VON DER PLATTE GELESEN
C DEFINIEREN DES FILES
0001   DEFINE FILE 1 (40,2048,U,ILOC)
C SPEICHERDEFINITION
0002   DIMENSION IBUF (2048),BUF (2048),IRECO (40),RATE (40)
0003   DIMENSION FELD (24)
C EINGABE DER RECORDNUMMER UND DES SAMPLEINTERVAL
0004   WRITE (7,5)
0005   5   FORMAT (1H,'EINGABE: RECORDNUMMER ZEITBASIS')
0006   I=1
0007   10  CONTINUE
0008   READ (7,15) IRECO(I),RATE(I)
0009   15  FORMAT(I3,F5.2)
0010   IF(IRECO(I).EQ.0) GOTO 20
0012   I=I+1
0013   IF(I.EQ.41) GOTO 20
0015   GOTO 10
0016   20  WRITE(7,25)
0017   25  FORMAT(1H,'FERTIG')
C #####EINGABE BEENDET#####
0018   IS=I-1
0019   IZ=1
0020   30  CONTINUE
0021   IWENN=0
0022   NREC=IRECO(IZ)
0023   SAMPLE=RATE(IZ)
C LESEN DER GEWUENSCHTEN KURVE
0024   READ(1,NREC)IBUF
0025   DO 35 I=1,2048,1
0026   BUF(I)=FLOAT(IBUF(I))
0027   35  CONTINUE
C BUF ENTHAELT DIE MESSKURVE
C BESTIMMUNG DER NULLLINIE
0028   DELREF=0.
0029   REF=0.
0030   DO 40 I=10,150,1
0031   40  REF=REF+BUF(I)
0032   REF=REF/141.
C BESTIMMUNG DES MITTLEREN QUADRATISCHEN FEHLERS DER NULLLINIE
0033   DO 50 I=10,150,1
0034   50  DELREF=DELREF+(BUF(I)-REF)**2.
0035   DELREF=SQRT(DELREF/(141.*140.))
C REF=NULL-REFERENZWERT      DELREF=QUADR. FEHLER
C NORMIEREN DER KURVE
0036   DO 60 I=1,2048,1
0037   60  BUF(I)=BUF(I)-REF
C *****
C UMFORMEN DER KURVENWERTE DURCH MITTELUNG
0038   DO 70 I=1,2048,1
0039   C ERSTE 5 WERTE WERDEN LINEAR GEMITTELT
      IF (I.LT.6) GOTO 82
0041   C STARKE STEIGUNG ,WERT BLEIBT
      AB1=ABS(BUF(I-1)-BUF(I))

```

```

0042      AB2=ABS(BUF(I+1)-BUF(I))
0043      IF((AB1,GE,2.),AND,(AB2,GE,2.)) GOTO 70
C MITTLERE STEIGUNG, LOG. MITTELUNG ZWEIER WERTE
0045      IF((AB1,GE,1.),AND,(AB2,GE,1.)) GOTO 80
C ELSE
0047      GOTO 90
0048 82      SUM=0.
0049      DO 83 K=I,I+5
0050 83      SUM=SUM+BUF(K)
0051      BUF(I)=SUM/6.
0052      GOTO 70
0053 80      IF(BUF(I),LE,0.1) GOTO 84
0055      IF((BUF(I+1),LE,0.1),OR,(BUF(I-1),LE,0.1)) GOTO 84
0057      BUF(I)=EXP(((ALOG(BUF(I+1))+ALOG(BUF(I-1)))*0.5)+
1ALOG(BUF(I)))*0.5)
0058      GOTO 70
0059 84      BUF(I)=(((BUF(I+1)+BUF(I-1))*0.5)+BUF(I))*0.5
0060      GOTO 70
0061 90      DO 92 K=I-5,I+5
0062      IF(BUF(K),LE,0.1) GOTO 94
0064 92      CONTINUE
0065      SUM=0.
0066      DO 96 K=I-5,I+5,1
0067      SUM=SUM+ALOG(BUF(K))
0068 96      CONTINUE
0069      SUM=SUM/11.
0070      BUF(I)=EXP(SUM)
0071      GOTO 70
0072 94      SUM=0.
0073      DO 98 K=I-5,I+5,1
0074      SUM=SUM+BUF(K)
0075 98      CONTINUE
0076      BUF(I)=SUM/11.
0077 70      CONTINUE
C *****
C KURVE IST DURCH MITTELUNG GEOLAETTET
C AUSDRUCKEN DES KOPFES
0078      WRITE (7,100) IRECO(IZ),RATE(IZ)
0079 100     FORMAT(1H , 'RECORD=' , I3, 2X, 'SAMPLERATE=' , F5.2)
0080      WRITE (7,115) DELREF,REF
0081 115     FORMAT(1H , 'SCHWANKUNGEN DER NULLLINIE=' , F8.4, ' BIT   NULL=' ,
1F7.2)
C *****
0082      WRITE (7,120)
0083 120     FORMAT(1H , 3(X, 'ZEIT', 5X, 'SPU', 5X, 'U/U0', 3X, 'TAU /6*10-6 )
C BERECHNUNG DER LEBENSDAUERN
0084      REAL MAX
C SUCHEN DES MAXIMALWERTES
0085      MAX=0.
0086      DO 130 I=1,1500,1
0087      IF(MAX,GT,BUF(I)) GOTO 130
0089      MAX=BUF(I)
0090      IMAX=I
0091 130     CONTINUE

```

C MAX IST MAXIMALWERT, IMAX ZUGEH, X-WERT

C *****

```

0092      K=IMAX
0093      I=K+1
0094 125   KT=1
0095 135   CONTINUE
0096      AB1=BUF(K)
0097      AB2=BUF(I)+0.5
0098      IF(AB1.GT.AB2.OR.I.GE.2048) GOTO 140
0100      IF(AB1.LE.0.01) IWENN=1
0102      I=I+1
0103      GOTO 135

C GESUCHT WURDE EIN BUF-WERT, DER UM 0.5 KLEINER ALS DER AUSGANGSW.
0104 140   DELTAX=FLOAT(I-K)
0105      SUM=0.
0106      DO 150 J=K,I
0107      SUM=SUM+BUF(J)
0108 150   CONTINUE
0109      SUM=SUM/(DELTAX+1.)
C SUM ENTHAELT DEN MITTELWERT VON BUF(K-I)
0110      FELD(KT)=((I+K)*SAMPLE)*0.5
0111      FELD(KT+3)=(SUM*SAMPLE)/(BUF(K)-BUF(I))/DELTAX
0112      FELD(KT+1)=SUM
0113      FELD(KT+2)=SUM/MAX

C EIN WERTEQUADRUPEL IST GEFUNDEN (ZEIT-TAU-SPV-U/UO)
0114      KT=KT+4
0115      K=I
0116      I=K+1
0117      IF(K.LT.2048.AND.KT.LT.21) GOTO 135
0119      IF(K.GE.2048) GOTO 175

C 5 WERTEQUADRUPEL WERDEN AUSGERECHNET UND ANSCHLIESSEND GEMITTELT
0121      IB=0
0122 165   SUM=0.
0123      DO 170 IA=1,17,4
0124 170   SUM=SUM+FELD(IA+IB)
0125      FELD(21+IB)=SUM*0.2
0126      IB=IB+1
0127      IF(IB.LE.3) GOTO 165

C AUSDRUCKEN DER WERTE *****
0129 175   CONTINUE
0130      WRITE(7,180)(FELD(J),J=1,12)
0131 180   FORMAT(1H ,3(F7.1,X,F7.2,X,F8.5,X,E10.3,X))
0132      WRITE(7,190)(FELD(J),J=13,24)
0133 190   FORMAT(1H ,2(F7.1,X,F7.2,X,F8.5,X,E10.3,X), 'MW= ',
1(F7.1,X,F7.2,X,F8.5,X,1PE10.3), ' *')
0134      IF(K.LT.2048.AND.IWENN.NE.1) GOTO 125
0136      IF(IZ.EQ.IS) GOTO 200
0138      IZ=IZ+1
0139      GOTO 30
0140 200   CONTINUE
0141      STOP
0142      END

```

*

Danksagung

Herrn Prof. Dr. M. Henzler gilt mein aufrichtiger Dank für die Möglichkeit der Durchführung dieser Arbeit sowie für die zahlreichen Ratschläge und Diskussionen, die mir eine große Hilfe waren.

Des weiteren danke ich den Mitgliedern des Instituts für Anregungen und Unterstützung, sowie den Mitarbeitern der Werkstätten für die Lösung technischer Probleme.

Die Siliziumkristalle wurden freundlicherweise von der Firma Wacker Chemitronik, Burghausen, zur Verfügung gestellt.

Außerdem möchte ich mich für die finanzielle Hilfe für diese Arbeit bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft bedanken.

Lebenslauf

Werner Kuhlmann

- geboren am: 15. März 1949 in Kolenfeld als Sohn
des Kaufmanns Heinrich Kuhlmann und
seiner Frau Lisbeth, geb. Knoke
- Schulbesuch: 1956 - 1960 Volksschule in Wunstorf
1960 - 1968 Besuch des neusprachlich-
naturwissenschaftlichen Hölty-Gymna-
siums in Wunstorf, Abitur am 18.6.68
- Wehrdienst: 1968 - 1969 18 Monate als Wehrpflich-
tiger bei der Luftwaffe
- Studium: Ab Oktober 1969 Studium der Physik an
der technischen Universität Clausthal,
Diplomvorprüfung am 13.4.72
Diplomarbeit am Institut für Experimen-
talphysik
Diplomhauptprüfung am 4.9.75
- Tätigkeit: Ab 1.10.75 wissenschaftlicher Mitarbeiter
(DFG) bei Prof. Dr. M. Henzler
Ab 1.8.77 wissenschaftlicher Assistent
an der Universität Hannover

