

**Spezielle Untersuchungen über die Randstruktur von
Halbleiterdetektoren mit einem Protonen-Mikrostrahl**

Experimentellphysikalische Staatsexamensarbeit
im Rahmen der wissenschaftlichen Prüfung
für das Lehramt an Gymnasien

vorgelegt von
Carsten Wahlen

UNIVERSITÄT HAMBURG
INSTITUT FÜR ANGEWANDTE PHYSIK
JUNGIUSSTRASSE 11 · 2000 HAMBURG 95

114

1286

Prüfer : Prof. Dr. G. Andersson-Lindström
Zweitgutachter : Prof. Dr. H. Duhm

Hamburg, den 10. Januar 1990

504.91 1.017 457

Inhalt

	Seite
I. Einleitung	
II. Eigenschaften der Detektoren	
1. Funktionsweise, Struktur und Daten	2-1
2. Theoretische Grundlagen zur Sperrschichttiefe	2-3
3. Ermittlung des spez. Widerstandes mit der Kapazitäts- Spannungs-Messung	2-4
4. Sperrstrom und Rauschen	2-7
5. Sperrstrom, Kapazität und Rauschen im Zusammenhang	2-8
III. Messungen mit dem Protonen-Mikrostrahl	
1. Experimenteller Aufbau und Datenverarbeitung	3-1
2. Interpretation eines γ -E-Scans	3-5
IV. Die Problematik der Energieeichung	
1. Theorie der Ladungssammlung	4-1
2. Durchführung der α -Tests	4-3
3. Einflüsse von Flachbandspannung und "ballistischem Defizit"	4-5
4. Auswertung der Messungen am Van-de-Graaff	4-10
V. Sperrschichtprofile	
1. Bestimmung der Sperrschichttiefen	5-1
2. Das Spannungsverhalten der Sperrschicht außerhalb des Detektorfensters	5-7
VI. Zusammenfassung	

Literaturverzeichnis

I. Einleitung

Der Nachweis von Teilchenstrahlung mit Festkörperionisationskammern begann bereits vor über vierzig Jahren. Bestanden diese zunächst aus einem praktisch "isolierenden Einkristall", so wurden in den fünfziger Jahren die ersten Halbleiterdetektoren entwickelt. Mit dem Erfolg bei der Herstellung hochreinen Siliziums zu Beginn der sechziger Jahre wuchs auch die Bedeutung dieses Zählertyps in der kernphysikalischen Forschung, so daß dort seit etwa drei Jahrzehnten Siliziumdetektoren verwendet werden [2].

Die vielfache Anwendung von Halbleiterdetektoren begründet sich in der einfachen Handhabung. Dabei sind deren Eigenschaften durchaus mit denen anderer Zählertypen vergleichbar. Neben der kompakten Bauweise besitzen diese Detektoren die Eigenschaften einer unübertroffenen guten Energie- und Zeitauflösung, sowie einer energielinearen und teilchenunabhängigen "Eichung".

Im Detektorlabor des I. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg, wo die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit stattfanden, wird seit einigen Jahren im Zusammenhang mit der Errichtung der Hadron-Elektron-Ringanlage (HERA) am Deutschen Elektronen-Synchrotron der Bau des ersten mit Siliziumdetektoren instrumentierten hadronischen Kalorimeters ("Plug-Kalorimeter") vorangetrieben [10].

Diesbezüglich sind insbesondere Untersuchungen der Randstruktur von Halbleiterdetektoren von Interesse, da zur flächendeckenden Registrierung von Teilchenenergien die im Plug-Kalorimeter eingebauten Detektoren eine möglichst große empfindliche Fläche (Sperrschicht) haben sollten. Daher zielen die in dieser Arbeit vorgenommenen Untersuchungen in erster Linie darauf ab, wie groß die Ausdehnung der Sperrschicht *außerhalb* des eigentlichen Fensters ist.

Untersuchungen an Halbleiterdetektoren mit einer Protonen-Mikrostrahlsonde fanden erstmalig 1985/86 [3,5] statt, so daß ein Vergleich der hier gewonnenen Ergebnisse mit denen früherer Arbeiten möglich ist. Im Rahmen der institutsübergreifenden Zusammenarbeit mit in- und ausländischen Gästen erfolgten die hier ausgewerteten Messungen bereits im Jahre 1988.

In dieser Arbeit werden zunächst die allgemeinen Eigenschaften der untersuchten Detektoren beschrieben, wobei als die wichtigsten Kenngrößen Kapazität, Sperrstrom und Rauschen zu nennen sind. Nach einer kurzen Beschreibung des Mikrostrahl-Versuchs wird ausführlich auf die in diesem Fall problematische Bestimmung der vom Detektor registrierten Energie eingegangen. Den Abschluß bilden dann Aussagen über die Randstruktur, in denen auch das Verhalten der Sperrschicht bzgl. der Detektorspannung Berücksichtigung findet.

II. Eigenschaften der Detektoren

1. Funktionsweise, Struktur und Daten

In Halbleitern bildet sich zwischen p- und n-leitendem Material eine Verarmungsschicht (Sperrschicht) aus, in der praktisch keine freien Ladungsträger mehr vorhanden sind. Wird an den Halbleiter in Sperrrichtung eine Spannung angelegt, so vergrößert sich die Sperrschichttiefe.

Die vorhandenen Oberflächensperrschicht-Detektoren bestehen nur aus n-leitendem Halbleitermaterial. Trotzdem bildet sich am Metall-Halbleiter-Kontakt eine Verarmungszone aus. Diese entsteht durch eine Erhöhung der akzeptorartigen Oberflächenzustände des Siliziums, bedingt durch Sauerstoffadsorption. Dadurch kann sich unter der Goldschicht eine p-leitende hochdotierte Inversionsschicht ausbilden, so daß die Bedingungen eines "unsymmetrischen p-n-Übergangs" erfüllt sind.

Bei genügend großer Sperrschichttiefe ergibt sich nun die Möglichkeit, die Energie eines ionisierenden Teilchens zu ermitteln. Beim Durchlaufen der Sperrzone des Detektors werden Elektronen-Loch-Paare erzeugt. Das durch die angelegte Spannung erzeugte elektrische Feld zieht nun die Elektronen und Löcher zu den entsprechenden Elektroden, so daß es zu einem Ladungsimpuls kommt, der als Maß für die Energie des eingeschossenen Teilchens angesehen werden kann, da der Energieverlust durch die Ionisation praktisch teilchenunabhängig ist [2].

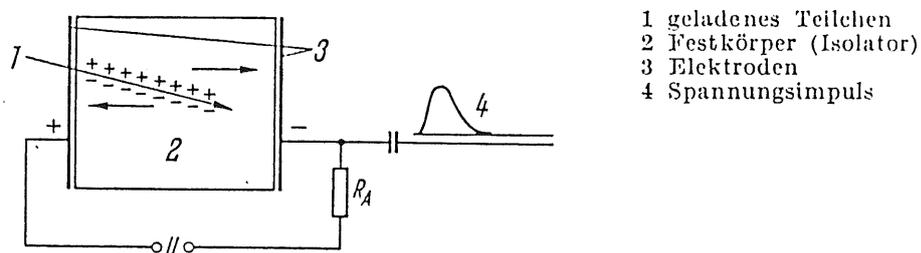


Abb. 2.1 : Arbeitsprinzip eines Detektors als Festkörperionisationskammer [2]

Bei den untersuchten Halbleiterzählern handelt es sich um oxidpassivierte Oberflächensperrschicht-Detektoren. Die Abb.2.2 zeigt den Aufbau des Detektors 87BV09. Der Detektor 87SB35-38.2 hat prinzipiell die gleiche Struktur, mit dem Unterschied, daß die Rückseite vollständig mit Aluminium bedampft wurde und die Goldelektrode eine größere Fläche aufweist (Durchmesser ca. 16 mm). Für beide Detektoren charakteristisch ist der SiO_2 -Gold-Überlapp, der einen Metall-Oxid-Halbleiter-Kontakt (MOS-Kontakt) bedingt. Einige Herstellungsprozesse von Oberflächensperrschicht-Detektoren sind in [2],[3] und [5] beschrieben.

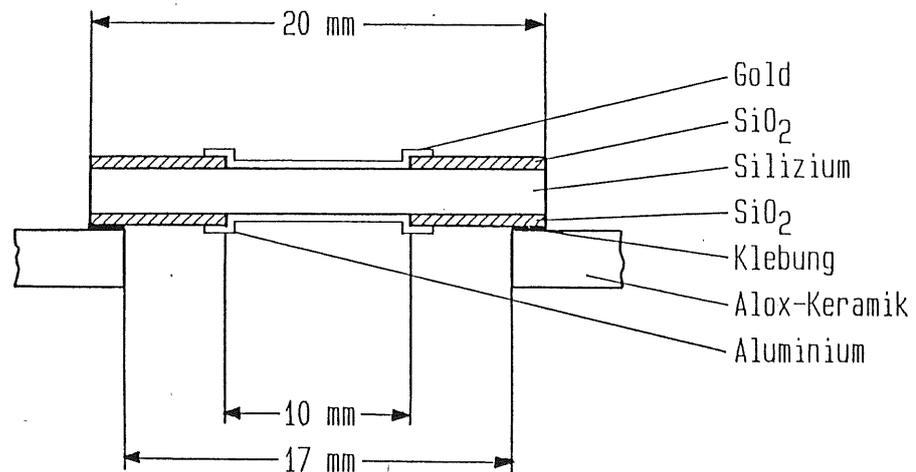
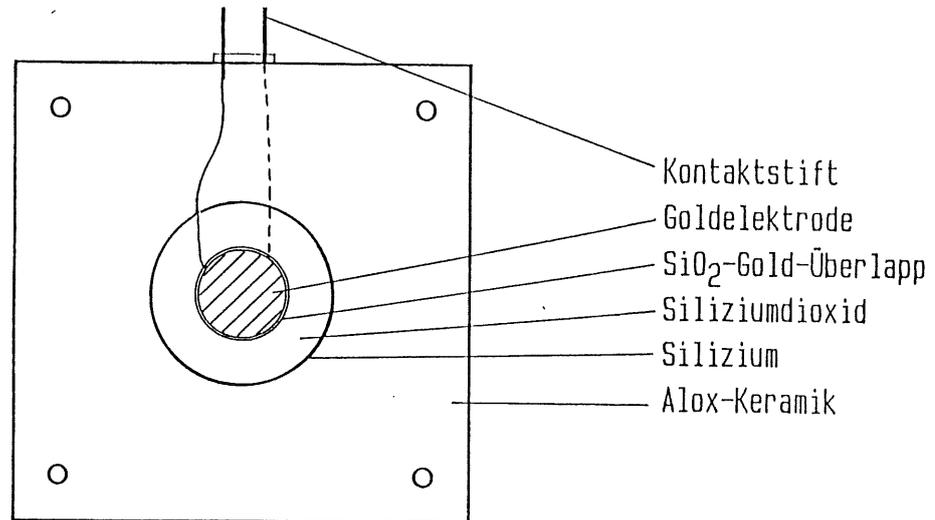


Abb. 2.2 : Struktur des 87BV09

Auf der nächsten Seite sind die Daten der untersuchten Halbleiterzähler nach den Herstellungsprotokollen zusammengefaßt.

Detektor	87BV09	87SB35-38.2
Material	n-Si	n-Si
Dotierungsmaterial	P	P
Orientierung	1-1-1	1-1-1
spez. Widerstand	3-6 k Ω cm*	2 k Ω cm*
Dicke Si	392.9 μ m	389.1 μ m
therm. Oxid (SiO ₂)	trocken	trocken
Dicke SiO ₂	210 nm	210 nm
Frontelektrode	Au	Au
Fläche Au (o.Überl.)	0.785 cm ²	2.024 cm ²
Schichtdicke Au	40 μ g/cm ²	40 μ g/cm ²
Rückelektrode	Al	Al
Schichtdicke Al	100 μ g/cm ²	100 μ g/cm ²

*Angabe des Herstellers

2. Theoretische Grundlagen zur Sperrschichttiefe

Folgende Modellvorstellungen bzgl. der mathematischen Beschreibung der Sperrschichttiefe werden nach [2] postuliert:

- a) Sämtliche Störstellen im Silizium seien ionisiert.
- b) Die Ränder der Sperrschicht seien scharf.
- c) Die Donatordichte N sei konstant über dem gesamten Kristallbereich.

Nach Lösung der Potentialgleichung zur Berechnung der Sperrschichttiefe d ergibt sich:

$$d = \sqrt{2 \cdot \epsilon_{Si} \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_n \cdot \rho_n \cdot (U_{det} + U_{bi})} \quad [2] \quad (II.1)$$

mit Dielektrizitätskonstante $\epsilon_{Si} = 11.75$ [3]

$$\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-14} \text{ F/cm}$$

Elektronenbeweglichkeit $\mu_n = 1427 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{sec})$ bei 20°C

spez. Widerstand $\rho_n = 1/(\mu_n \cdot N \cdot e)$ [2]
(e = Elementarladung)

Detektorspannung U_{det}

"Kontaktspannung" U_{bi} : Potentialunterschied zwischen Metall und Halbleitermaterial

In [6] wurden Messungen zur Bestimmung von U_{bi} an *nichtoxidpassivierten* Oberflächensperrschicht-Detektoren durchgeführt. Eine äquivalente Messung für *oxidpassivierte* Detektoren mit Überlapp ist jedoch wegen der MOS-Struktur des Überlapps nicht möglich (warum, siehe Abschnitt II/5). Daher wird für weitere Berechnungen der in [6] für U_{bi} ermittelte Wert von 0.45 V benutzt.

In Abschnitt 1 dieses Kapitels wurden die spezifischen Widerstände der gegebenen Detektoren genannt. Jedoch sind die Herstellerangaben zur weiteren Verwendung zu ungenau. Um präzisere Aussagen über den Betrag der Widerstände zu erhalten, werden sie im nächsten Abschnitt mit Hilfe der Kapazitäts-Spannungs-Meßmethode berechnet.

3. Ermittlung des spez. Widerstandes mit der Kapazitäts-Spannungsmessung

Nach Gleichung II.1 bewirkt eine Änderung der Sperrspannung U_{det} eine entsprechende Änderung der Sperrzontentiefe. Durch die Beziehungen

$$\delta Q = -e \cdot A \cdot N \cdot \delta d \quad [5] \quad (II.2)$$

$$\begin{aligned} C_{dyn} &= \delta Q / \delta U_{Det} \\ &= \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot A / d \quad [5] \quad (II.3) \end{aligned}$$

mit A als Detektorfläche, fluktuiert bei wechselnder Sperrspannung die Konzentration freier Ladungsträger, die proportional zur "dynamischen Kapazität" ist.

Diese Änderung der Sperrspannung wird nun durch ein Wechselspannungssignal geringer Amplitude erzeugt, welches die Detektorspannung überlagert. Der so erzeugte Verschiebungsstrom gilt als direktes Maß für die dynamische Kapazität [5]. Nach der Umsetzung des Stromes in eine Spannung durch einen Vorverstärker wird diese zur weiteren Verarbeitung einem Lock-in-Verstärker zugeführt.

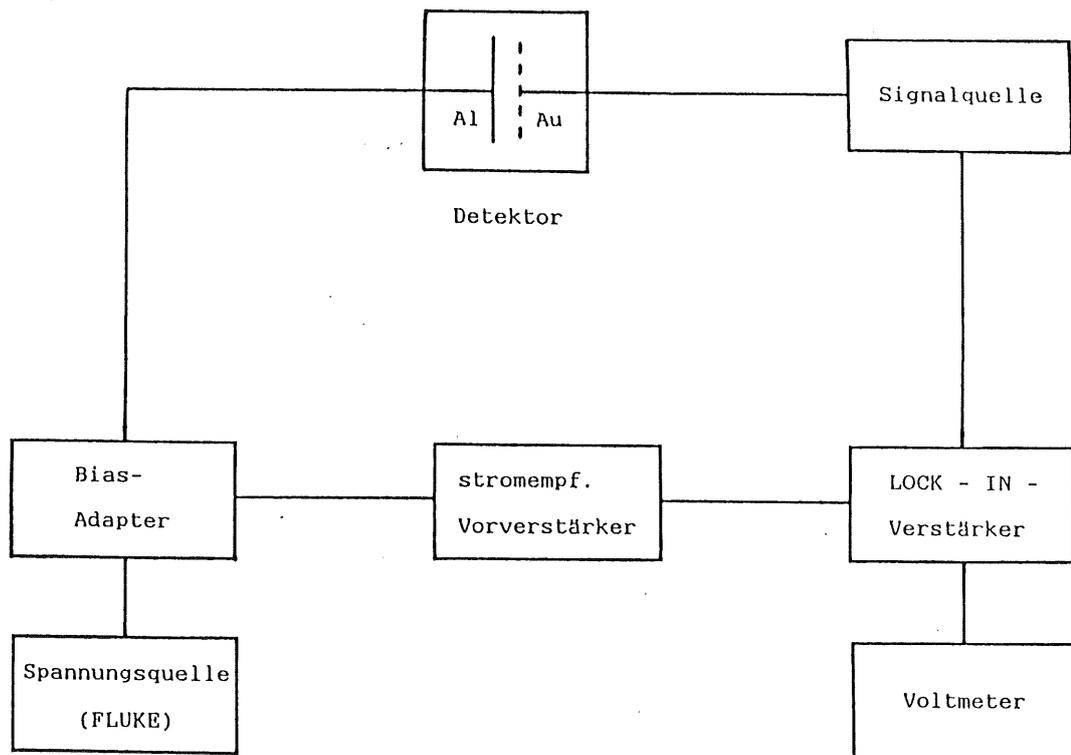


Abb. 2.3 : Meßanordnung für die Kapazitätsmessung [3]

Nach den Gleichungen II.1 bis II.3 folgt, daß sich die Kapazität der Detektoren proportional zu $1/\sqrt{U_{Det}}$ verhält. Die Abbildungen 2.4 und 2.5 zeigen für beide Detektoren entsprechende Auftragungen.

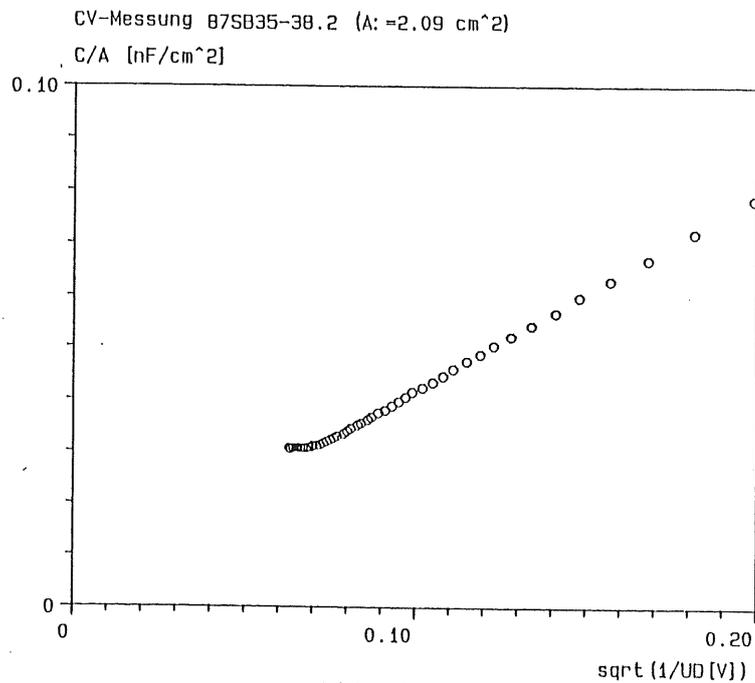


Abb. 2.4

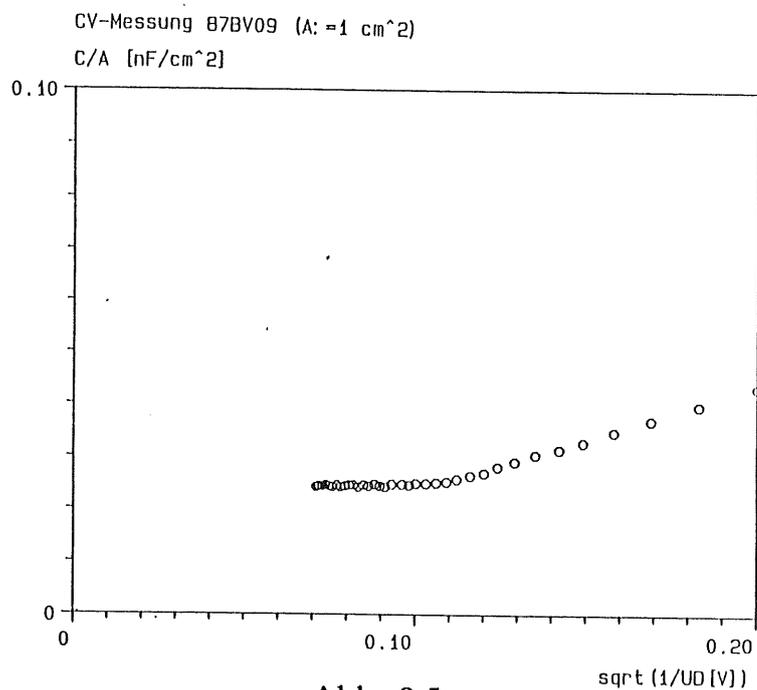


Abb. 2.5

Daß die Graphen an einer Stelle abknicken und dann quasi parallel zur x-Achse verlaufen begründet sich dadurch, daß bei Erreichen dieser Spannung das Gebiet der Verarmungszone bis an die Rückelektrode heranreicht und die Kapazität somit einen konstanten Wert annimmt. Die Spannung, bei der der Detektor vollständige Verarmung zeigt, bezeichnet mit U_{depl} , wird jetzt zur Bestimmung des spezifischen Widerstandes herangezogen.

Mittels linearer Regression der gemessenen Kapazitäts-Spannungswerte wurden die Graphen der Abbildungen 2.4 und 2.5 durch je zwei Geraden approximiert. Deren Schnittpunkt ergab den Wert für U_{depl} . Bei bekannter Detektordicke (= Dicke Si, s.o.) und Umformung von II.1 konnte der spezifische Widerstand berechnet werden. Mit $C_{\text{dyn}}(U_{\text{depl}})$ und der Gleichung II.3 wurde zusätzlich die Fläche des Goldfensters ermittelt. Daß diese größer ausfällt als oben angegeben, liegt an der Ausbreitung der Verarmungszone bis unter das Oxid (siehe Kapitel V).

Detektor	U_{depl} [V]	ρ_n [k Ω cm]	A [cm ²] (gemessen)
87BV09	80.65	6.44	0.96
87SB35-38.2	196.65	2.59	2.41

Mit den obigen Widerstandswerten und der Gleichung II.1 können nun für bestimmte Spannungen die Sperrschichttiefen berechnet werden.

4. Sperrstrom und Rauschen [2,4,5]

Auch bei in Sperrichtung gepolten Detektoren ist ein meßbarer Strom zu verzeichnen, der sich aus mehreren Komponenten zusammensetzt.

Der **Diffusionsstrom** als *unwesentlichster* Sperrstromanteil entsteht durch Diffusion von außerhalb der Sperrzone befindlichen Minoritätsladungsträgern, die bei Eintritt in das Verarmungsgebiet vom elektrischen Feld zur gegenüberliegenden Elektrode gezogen werden. Man erhält für den Diffusionsstrom

$$I_d = e \cdot p_n \cdot A \cdot \sqrt{kT \cdot \mu_p / (e \cdot \tau_r)} \quad [2] \quad (\text{II.4})$$

mit p_n = Konzentration

μ_p = Beweglichkeit

τ_r = eff. Rekombinationslebensdauer

} der Minoritätsladungsträger

sowie

k = Boltzmann-Konstante

T = absolute Temperatur in [K]

Der **Volumenstrom**, der durch innerhalb der Verarmungszone generierte Ladungsträger entsteht, wird berechnet mit

$$I_v = e \cdot n_1 \cdot d \cdot A / (2 \cdot \tau_r) \quad [5] \quad (II.5)$$

mit d = Sperrschichtdicke

n_1 = Eigenleitungskonzentration

Einen erheblichen Anteil am Sperrstrom liefert der **Oberflächengenerationsstrom**, der, sobald sich die Verarmungszone unterhalb des Überlapps ausgebildet hat, durch vorhandene Ladungen an der Grenzschicht Oxid/Silizium entsteht. In [5] wird für diesen Sperrstromanteil angesetzt:

$$I_o = e \cdot G_s \cdot A_g \quad (II.6)$$

mit G_s = zeitliche Rate der Ladungsträgererzeugung pro Flächeneinheit

A_g = Fläche des Überlapps

Aufgrund der beim Gold-Silizium-Kontakt auftretenden Potentialbarriere existiert als vierter Sperrstromanteil der **Barrierenstrom**. Nach [4] gilt:

$$I_b = I_s \cdot (e^{-qU/kT} - 1) \quad (II.7),$$

$$\text{wobei } I_s = A^{**} \cdot T^2 \cdot e^{-q\phi_b/kT}$$

mit A^{**} als einer Funktion der Spannung, ϕ_b als Barrierenhöhe und q als der Elementarladung.

Auf eine quantitative Behandlung des mit dem Sperrstrom verbundenen Rauschens (siehe [2]) wird hier verzichtet, da es im untersuchten Spannungsbereich eine untergeordnete Rolle spielt (siehe folgenden Abschnitt).

5. Sperrstrom, Kapazität und Rauschen im Zusammenhang

Die Abb. 2.6 bis 2.9 zeigen für beide Detektoren jeweils den Verlauf von Sperrstrom, Kapazität und Rauschen als Funktion der Spannung.

△ □ ○
 Sperrstrom, Kapazitaet, Rauschen 87SD35-38.2
 C [nF]; I [uA]; Rauschen [MeV]

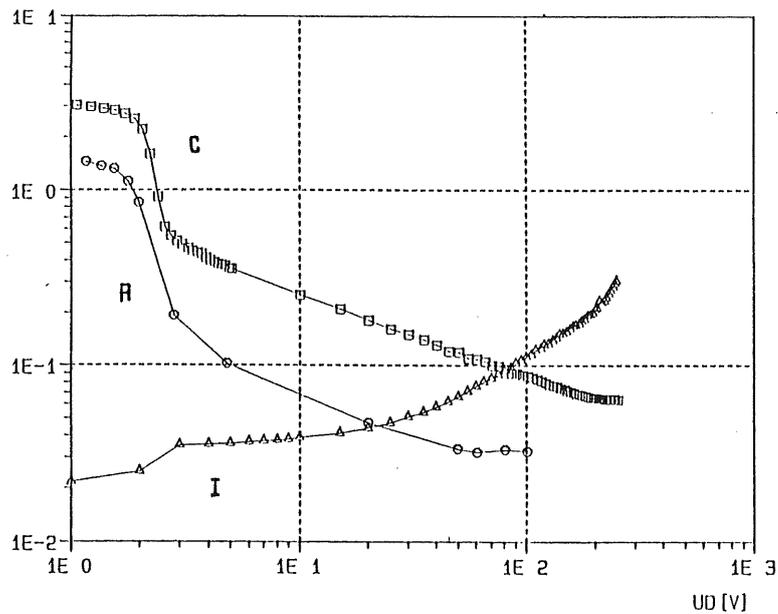


Abb. 2.6

□ △ ○
 Kapazitaet, Sperrstrom, Rauschen 87SB35-38.2
 C [nF]; I [uA x100]; Rauschen [MeV]

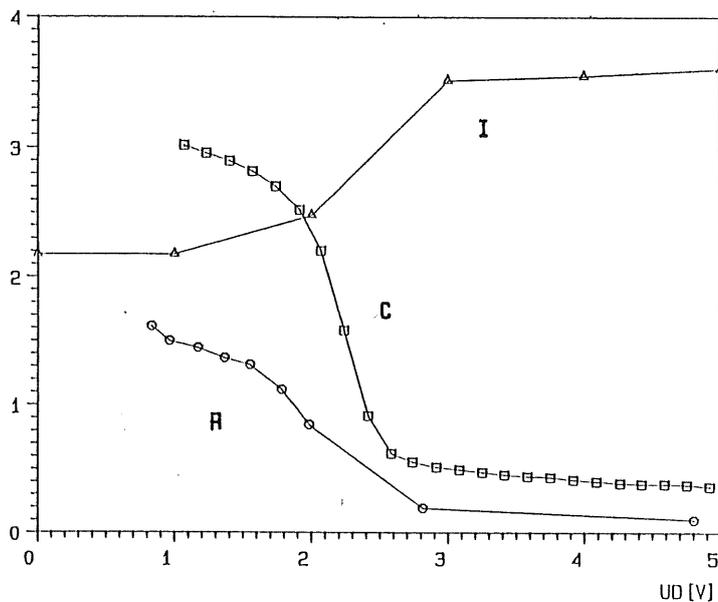
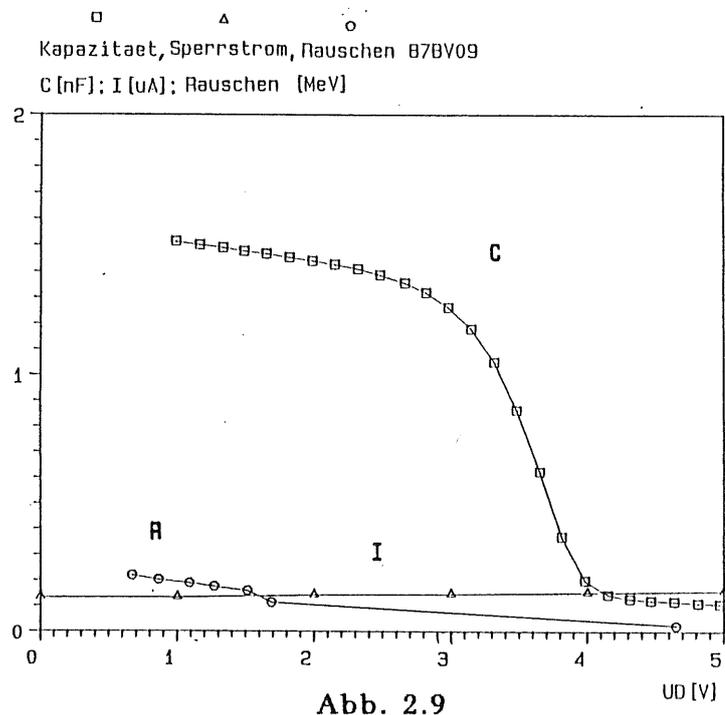
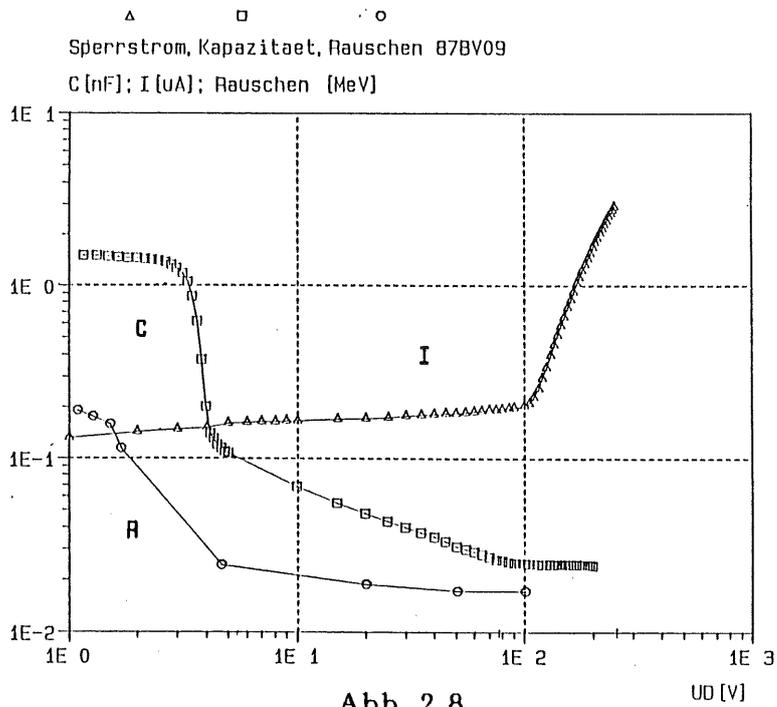


Abb. 2.7



Die Kapazitätskurven zeigen den für Detektoren mit Überlapp typischen Verlauf (siehe auch [3,5]). Bei Spannungen unterhalb von zwei bzw. drei Volt ist die Kapazität relativ konstant, was auf die Dominanz der MOS-Kapazität zurückzuführen ist (siehe [3]). Diese verhindert auch eine Bestimmung der Spannung U_{bi} anhand einer Auftragung von C^{-2} gegen die Detektorspannung, da im unteren Spannungsbereich keine lineare Abhängigkeit gegeben ist, diese aber zur Ermittlung von U_{bi} Voraussetzung wäre.

Im folgenden Bereich der **Flachbandspannung**, in dem sich die Sperrschicht unter dem Überlapp ausbreitet, fällt die Kapazität unmittelbar ab.

Diese Spannung entsteht einerseits durch den zwischen Gold und Silizium hervorgerufenen Potentialunterschied (siehe Bändermodell in [3,5,9]), andererseits durch das Vorhandensein positiver Ladungen im Oxid. Dadurch werden zusätzliche Elektronen an der Grenzfläche zum Überlapp akkumuliert, so daß sich dort die Ausbildung einer Sperrschicht verzögert [5]. Ist der Flachbandpunkt erreicht, so sorgt das nun zusätzliche Verarmungsgebiet unterhalb des Überlapps für ein rapides Absinken der Kapazität.

Im weiteren Verlauf zeigt sich eine Proportionalität zu $1/\sqrt{U_{\text{Det}}}$ (siehe auch Abb. 2.4 und 2.5), ehe die Kapazität auf ihren Endwert bei vollständiger Verarmung des Detektors sinkt.

In der Sperrstromkurve des 87SB35-38.2 zeigt sich am Flachbandpunkt ein sprunghafter Anstieg, der vom Einsetzen des Oberflächengenerationsstromes herrührt. Mit zunehmender Spannung steigt der Anteil des Volumenstromes, ehe oberhalb von U_{dep1} der elektrische Durchbruch einsetzt, der durch Ladungsträgerinjektion der Rückelektrode verursacht wird.

Der weitaus höhere Sperrstrom des 87BV09 erklärt sich aus der niedrigeren Potentialbarriere zwischen Gold und Silizium, so daß der Barrierenstrom größer ist als beim 87SB35-38.2 (Gleichung II.7). Ein Einsetzen des Oberflächengenerationsstromes ist nicht erkennbar. Oberhalb von 100 V ist dann die Durchbruchspannung erreicht.

Die Rauschkurve beider Detektoren wurde durch die Halbwertsbreiten der Testpulse bei den α -Tests (Kapitel IV) ermittelt. Dabei ergab sich, daß das Rauschen vorwiegend durch die Serienschaltung der Kapazitäten von Detektor und Vorverstärker (siehe Abb.4.2) bedingt ist. Dies gilt insbesondere im Bereich kleiner Spannungen, wo die Detektorkapazität große Werte annimmt.

III. Messungen mit dem Protonen-Mikrostrahl

1. Experimenteller Aufbau und Datenverarbeitung [3,5]

Als Quelle des Protonen-Mikrostrahls diente ein Van-de-Graaff-Generator (Abb.3.1), der Protonen auf eine Energie von 2 MeV beschleunigt (1). Durch einen Ablenkmagneten (2) werden die Protonen in ein Strahlrohr gelenkt, in dem Teilchen abweichender Energie durch eine Blende (3) abgefangen werden. Nach Fokussierung des Strahls durch Kreuzschlitze (3), einer Rautenblende (4) und einen Quadrupolmagneten (5) auf ca. 1 μm erreichen die Protonen die Targetkammer (6), in der sich die Detektoren befinden. Mit Hilfe eines Scan-Magneten (7) kann der Protonenstrahl über die zu untersuchenden Bereiche der Detektoren gefahren werden.

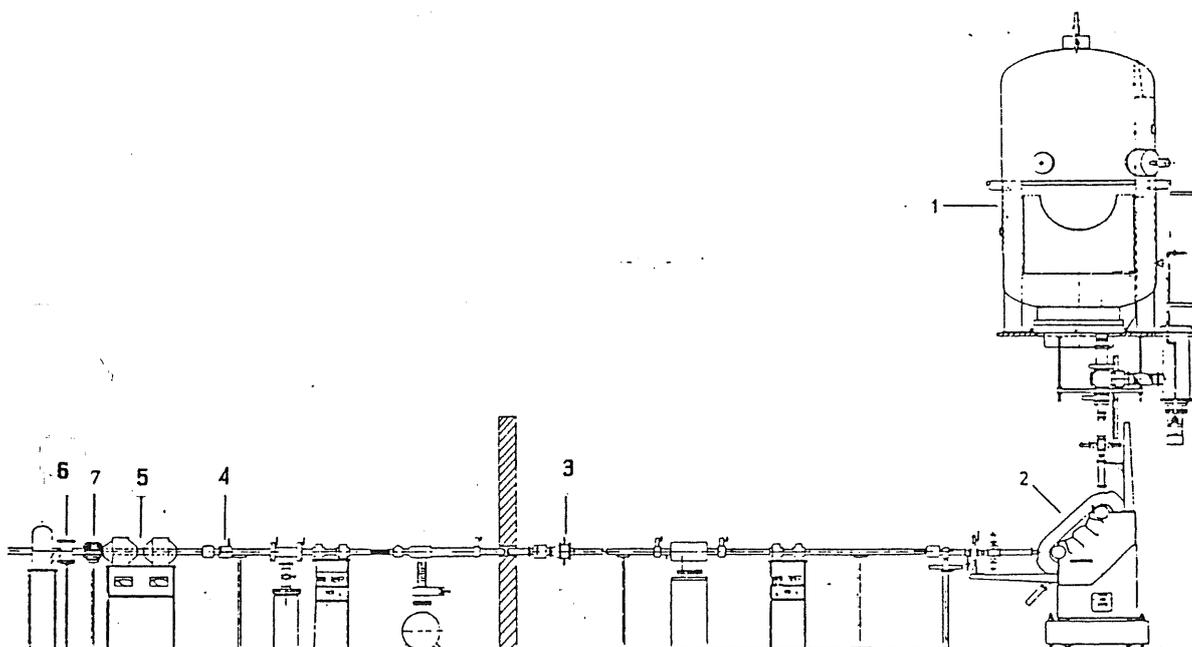


Abb. 3.1 : Experimenteller Aufbau [5]

Mit der in Abb.3.2 dargestellten Meßelektronik wurden nun die vom Detektor registrierten Energieimpulse der auftreffenden Protonen verarbeitet. Die voneinander unabhängig arbeitenden Dreiecksgeneratoren steuern dabei die x-y-Ablenkspulen des Scan-Magneten. Die Verarbeitung der eingehenden Daten kann auf drei verschiedene Weisen erfolgen:

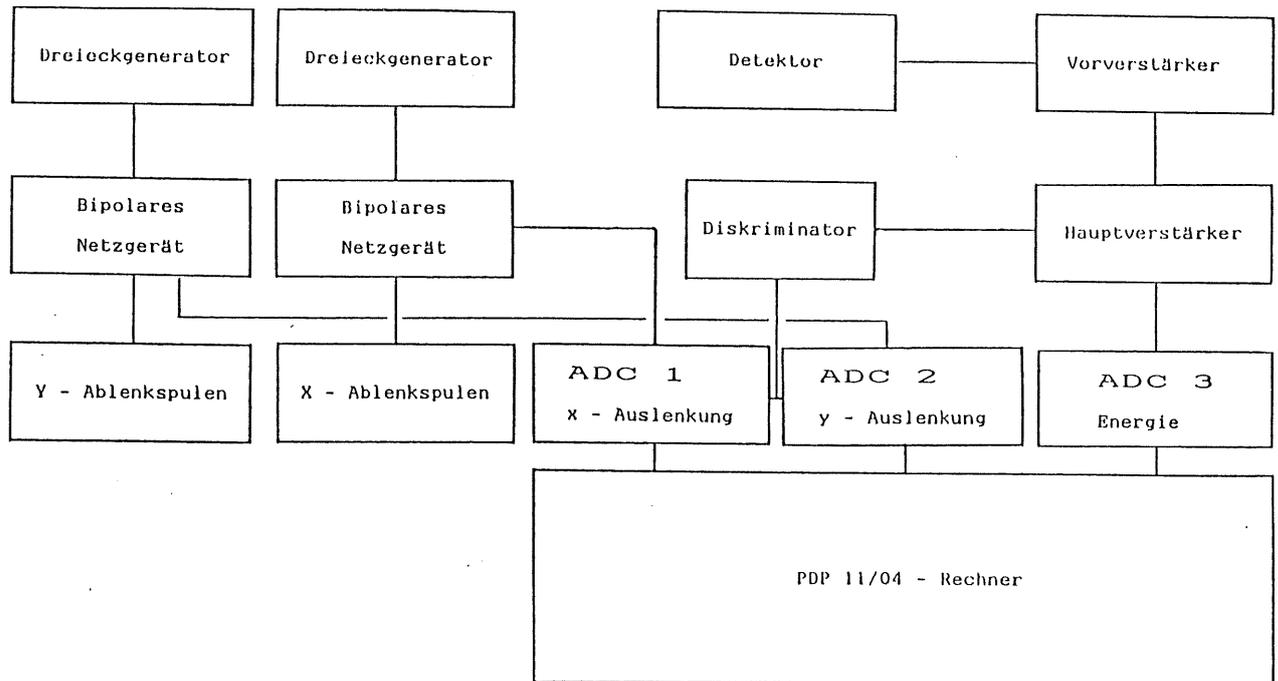


Abb. 3.2 : MeBelektronik zur Signalverarbeitung [3]

Beim Abtasten des Detektors werden dem ADC 3 die Impulshöhensignale zugeführt, die sie digitalisiert an den Rechner weiterleitet, welcher dann ein eindimensionales Impulshöhenspektrum erstellt (Single Mode; siehe Abb.3.3). Gleichzeitig dazu kann mit den ADC's 1 oder 2 jeweils die x- oder y-Koordinate des Signals registriert werden (Dual Mode). Aus diesen Daten entsteht dabei eine 128×256 Matrix (s.u.), deren Elemente ein Fassungsvermögen von 256 Ereignissen besitzen. Bei Einschaltung aller ADC's (Triple Mode) wird eine entsprechende Matrix erstellt, die sich in vier frei wählbare Energiefenster unterteilen läßt. Dadurch wird es möglich, wie in den Abb.3.4 und 3.5, die Randstruktur der Detektoren sichtbar zu machen. Unter welchen Gesichtspunkten die Zuordnung der Detektorbereiche erfolgte, wird im nächsten Abschnitt erläutert.

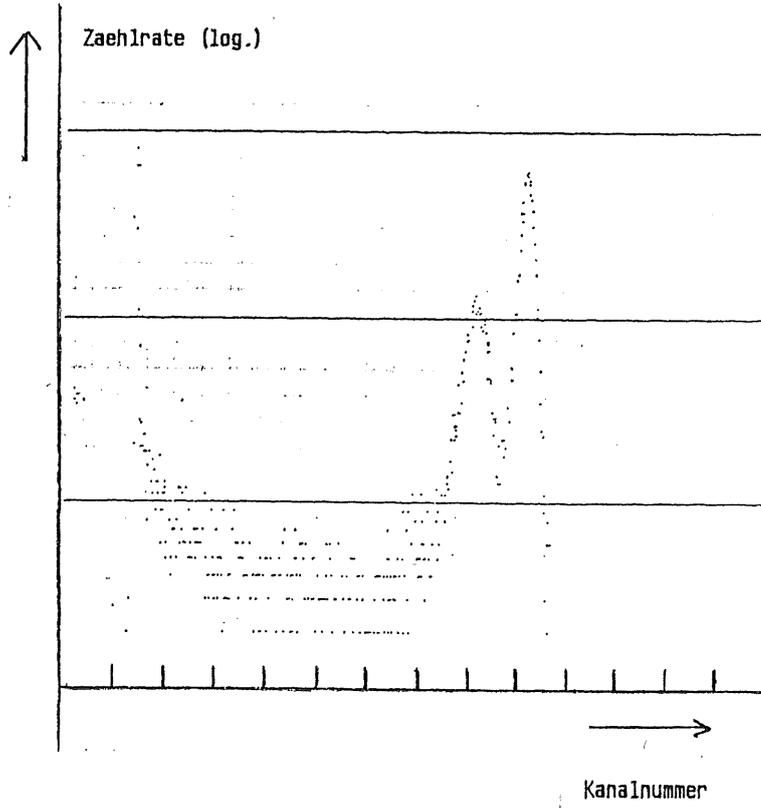


Abb. 3.3 : Impulshöhenspektrum 87SB35-38.2 bei 2.7 V

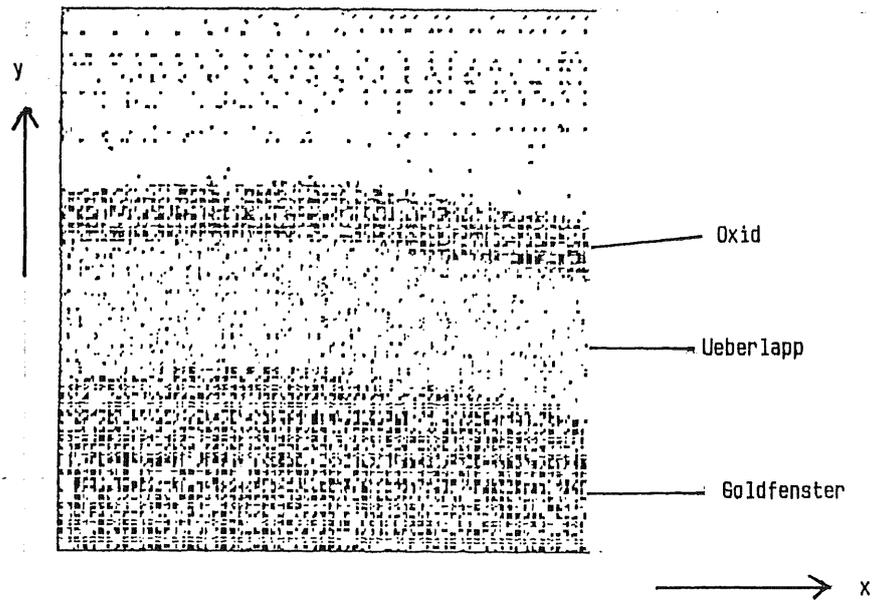


Abb. 3.4 : x-y-Scan 87BV09 bei 2.1 V

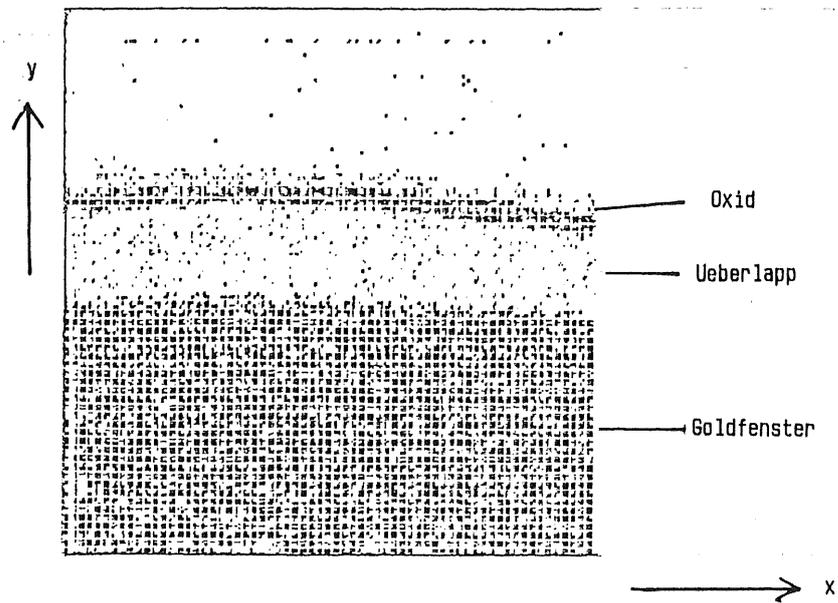


Abb. 3.5 : x-y-Scan 87SB35-38.2 bei 2.5 V

Zur weiteren Auswertung wurden die im Dual Mode erstellten y-E-Scans (Abb.3.6) verwandt, wobei sich bei einem y-Hub von 1664 μm eine instrumentell (128 Kanäle) bedingte Ortsauflösung von 13 μm ergab. Die Energieauflösung (256 Kanäle) betrug im günstigsten Fall 7.8 keV.

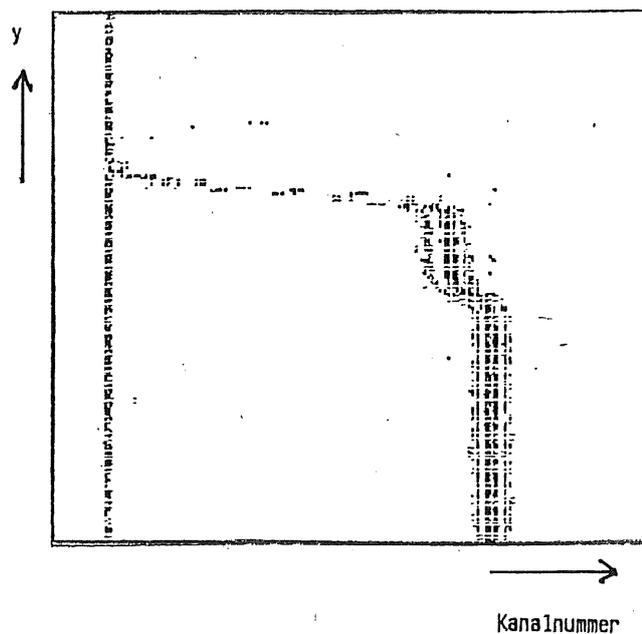


Abb. 3.6 : y-E-Scan 87SB35-38.2 bei 3 V

2. Interpretation eines y -E-Scans

Die im Dual Mode für verschiedene Spannungen erstellten 128×256 Matrizen erlaubten nun eine Zuordnung der Ereignisraten pro Energiekanal, wobei die registrierte Energie der Kanalzahl proportional ist, zum jeweiligen Ort. Aus Abb.3.6, in der die y -Richtung mit derjenigen in den Abb.3.4 und 3.5 skizzierten übereinstimmt, erkennt man über dem unteren y -Kanalbereich eine Registrierung konstanter Energie. Diese entspricht im Impulshöhenspektrum dem rechten "Peak" und unter Berücksichtigung scharfer Sperrschichtbegrenzung (Kapitel II) folgt, daß die hier registrierten Protonen das Detektorfenster passierten. Danach fällt die Energie geringfügig ab, um über einen kleineren Bereich als vorher wiederum konstant zu sein (linker "Peak" in Abb.3.3). Mit den in [3,5] gewonnenen Erkenntnissen, daß sich die Sperrschicht für Spannungen über dem Flachbandpunkt (siehe Kapitel II/IV) unterhalb des Überlapps ausbreitet, in Abb.3.6 ist dies der Fall, läßt sich diese "Stufe" dem Bereich des Überlapps zuordnen. Dadurch kann dessen Lage gut anhand der y -E-Scans abgeschätzt werden. Die abfallende Flanke in Abb.3.6 ist dann schon dem Sperrschichttrand unter dem Oxid zuzuordnen (siehe auch Abb.3.4 und 3.5 sowie Kapitel V). Der Streifen am linken Bildrand schließlich resultiert aus dem stärker werdenden Rauschen in diesem Spannungsbereich (Abb.2.8 und 2.9).

Mit den obigen Erkenntnissen wurde Abb.3.7 (nächste Seite) erstellt, in der drei Ereignisraten bestimmter Energie ihren Positionen im Detektor zugeordnet sind. Auffällig ist dabei, daß nicht nur die registrierte Energie außerhalb des Goldfensters geringer ist, sondern daß auch die "Peaks" breiter werden. Dies hat zur Folge, daß hier mit zunehmender Halbwertsbreite die Energieauflösung schlechter wird.

Das sich nun stellende Problem war, die Energie, die der Detektor registrierte, zu "eichen"; denn daß mit dem Einschub von 2 MeV-Protonen auch eine Energie von 2 MeV gemessen wird, diese Annahme läßt sich schon mit Gleichung II.1 anhand der Sperrschichttiefen widerlegen, da diese beim 87SB35-38.2 für Spannungen kleiner als 2 V unterhalb der Reichweite von Protonen in Silizium ($48 \mu\text{m}$ nach [7]) liegen; d.h. in diesem Spannungsbereich registriert der Detektor nur den *Energieverlust*, den das Proton im Verarmungsgebiet erfährt. Dies gilt, wie aus Abb.3.6 interpretiert, auch für den Randbereich der Detektoren, allerdings für sämtliche Spannungen (siehe Kapitel IV/V). Außerdem ist zu berücksichtigen, daß eindringende Teilchen schon einen, wenn hier auch vernachlässigbar kleinen, Energieverlust durch die Goldschicht und ggf. durch die Oxidschicht erfahren. Dieser beträgt bei beiden Detektoren 1.8 keV (Au) bzw. 5.8 keV (SiO_2) [8]; er liegt somit unterhalb der Energieauflösung (s.o.). Die weitere Problematik der Energieeichung wird im folgenden Kapitel erörtert.

DET 87SB35-38.2
UD= 3.00V

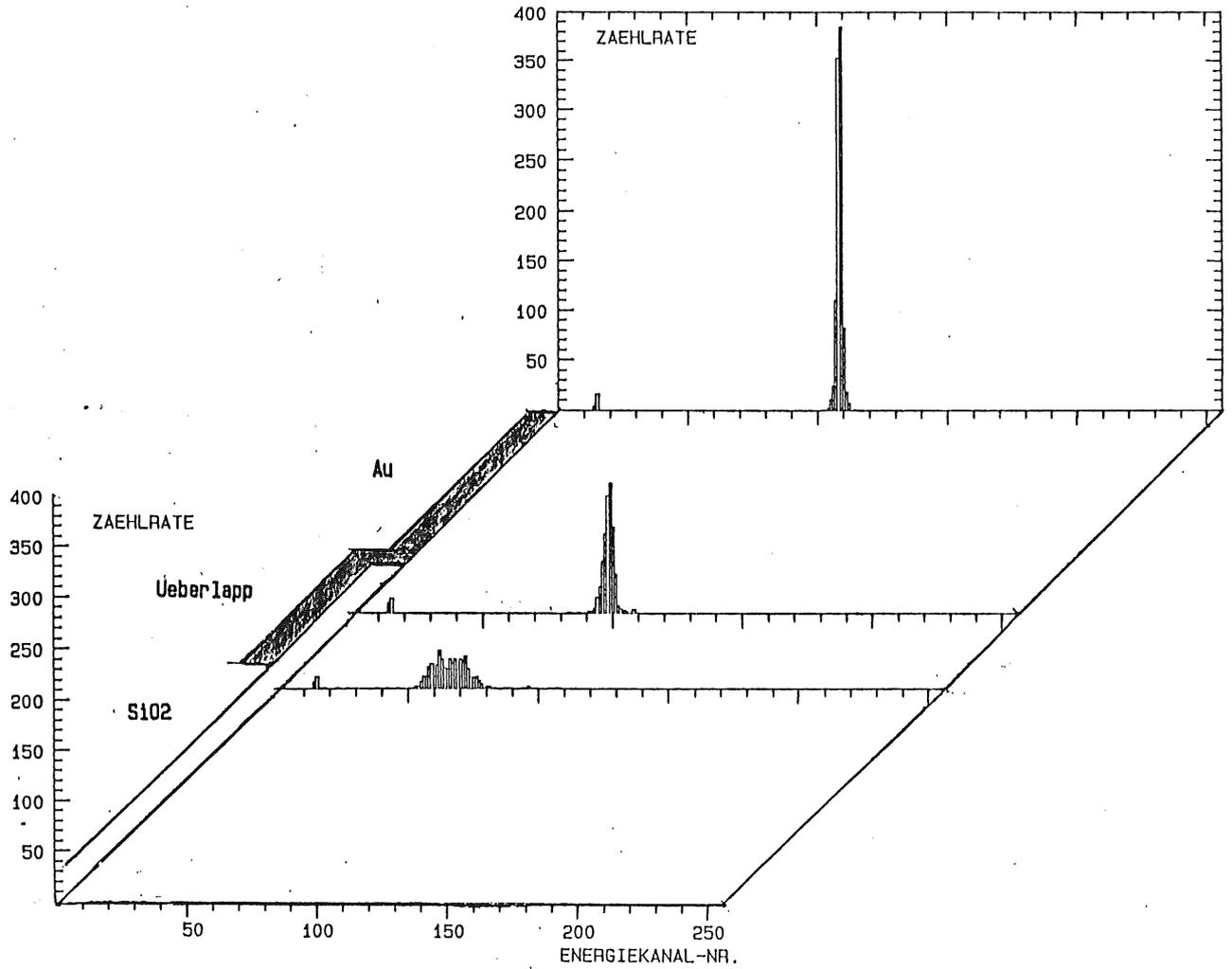


Abb. 3.7

IV. Die Problematik der Energieeichung

1. Theorie der Ladungssammlung

Wie in Kapitel II erwähnt, erzeugen die den Detektor durchlaufenden Teilchen längs ihrer Bahn Elektronen-Loch-Paare. Dabei hängt es von der Ladungsträgerkonzentration in der Ionisationsspur ab, wie schnell das elektrische Feld die Ladungen zu trennen vermag. Diese sog. "Plasmazeit" wird durch zwei Parameter bestimmt, nämlich einerseits durch die diffusionsbedingte Abnahme der Ladungsdichte im Ionisationsgebiet und andererseits durch die Stärke des angreifenden Feldes.

Bei relativ niedrigen Feldstärken und gleichzeitig hoher Konzentration der Ladungsträger im Ionisationsschlauch kann es nun zu Ladungsverlusten aufgrund von Rekombination im Plasma kommen [2].

Einen gegenteiligen Effekt bewirken die *außerhalb* der Feldzone generierten Minoritätsladungsträger, die in die Feldzone hineindiffundieren. Nach [5] erhält man für die Diffusionslänge der Löcher

$$L_p = \sqrt{k \cdot T \cdot \mu_p \cdot \tau_p} / e \quad (\text{IV.1})$$

mit $\mu_p = \text{Beweglichkeit}$ } der Minoritätsladungsträger
 $\tau_p = \text{Lebensdauer}$ }

Für eine angenommene Lebensdauer von $\tau_p = 1 \text{ msec}$ und einer Beweglichkeit von $\mu_p = 502 \text{ cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{sec})$ bei Raumtemperatur erhält man eine Diffusionslänge von ca. 1 mm, die somit zweieinhalb mal so groß ist wie die Detektordicke (ca. 400 μm).

Zur Veranschaulichung ist in Abb.4.1 die registrierte Energie von α -Teilchen gegen die feldfreie "Totschicht" aufgetragen. Hier wurde allerdings die Rückelektrode des Detektors bestrahlt, so daß die α -Teilchen, die eine Reichweite von ca. 30 μm (siehe berechnete Kurve nach [1]) in Silizium besitzen, bei entsprechenden Detektorspannungen *vollständig* ihre Einschußenergie (ca. 5.8 MeV) im feldfreien Gebiet verloren. Trotzdem wurde bei einer "Totschichttiefe" von mehr als 70 μm aufgrund der Diffusion immer noch die halbe Einschußenergie registriert.

Den größten Einfluß auf die Energieeichung hatte jedoch die Ladungsteilung zwischen den Kapazitäten des Detektors und des ihm nachgeschalteten Vorverstärkers (Abb.3.2 und 4.3). Bezeichnen Q_{VV} die Ladung, die den Vorverstärker erreicht, und Q_{Det} die erzeugte Ladung im Detektor, so gilt:

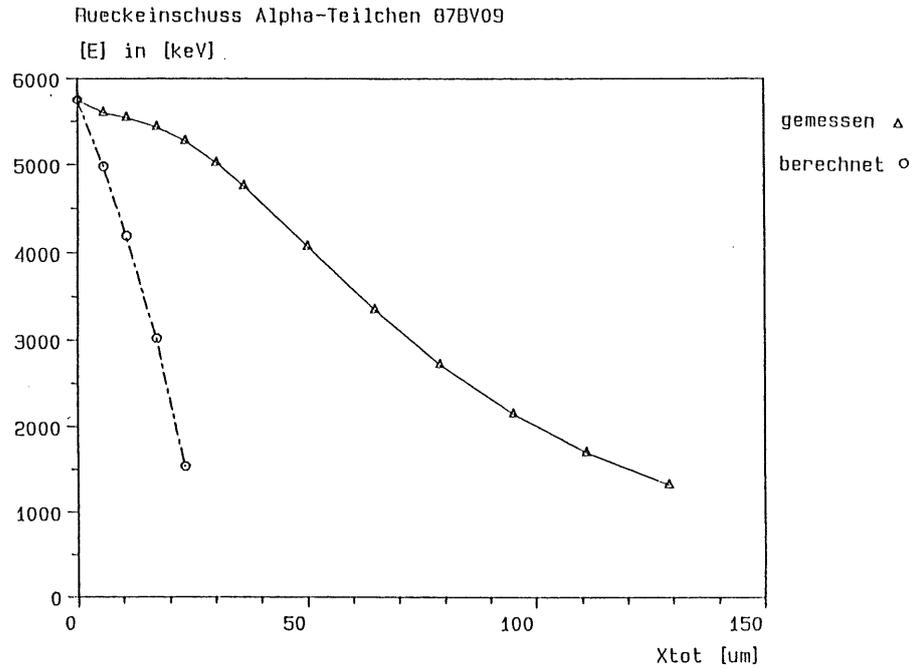


Abb. 4.1

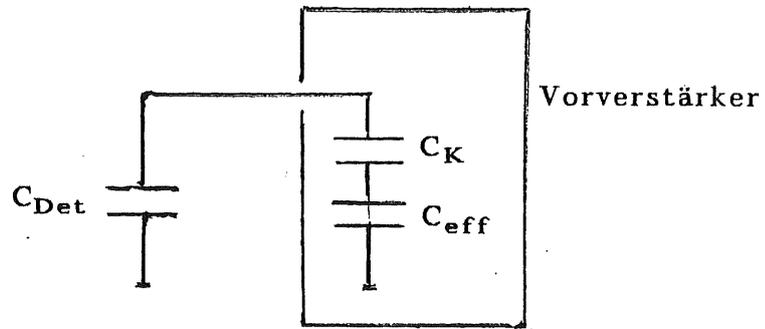


Abb. 4.2 : Ersatzschaltbild zwischen Detektor und Vorverstärker

$$\frac{Q_{\text{VV}}}{Q_{\text{Det}}} = \frac{1}{1 + C_{\text{Det}}/C_S + (C_{\text{ex}}/C_{\text{eff}}) \cdot (1 + C_{\text{Det}}/C_S)} \quad (\text{IV.2})$$

mit C_S = Serienschaltung aus "Koppelkapazität" C_K und C_{eff} = konstant

C_{ex} = Serienschaltung aus C_K und C_{Det}

Da die Größe $(C_{\text{ex}}/C_{\text{eff}}) \cdot (1 + C_{\text{Det}}/C_S)$ vernachlässigbar klein ist, folgt

$$Q_{\text{VV}} \approx (C_S / (C_{\text{Det}} + C_S)) \cdot Q_{\text{Det}} \quad (\text{IV.3})$$

Es ergibt sich also eine Proportionalität zwischen der am Vorverstärker angekommenen Ladung und dem Kehrwert der Detektorkapazität.

Mit der jeweiligen Durchführung eines α -Tests wurden nun die "Eichfaktoren" ermittelt, die insbesondere das Kleinerwerden der Kanalnummer in den y -E-Scans, bedingt durch die oben beschriebene Ladungsteilung, korrigieren sollten. Da diese Messung sich an den Detektorspannungen des Versuchs am Van-de-Graaff orientierte, die α -Teilchen aber auch bei niedrigsten Spannungen wegen ihrer geringeren Reichweite (α : ca. 30 μm ; p : ca. 48 μm) vollständig in der Feldzone absorbiert wurden, konnte der Effekt der Ladungsträgerdiffusion mit den zu ermittelnden Korrekturfaktoren *nicht* berücksichtigt werden; d.h. bei Detektorspannungen, wo die Reichweite der Protonen die Sperrschichttiefe übertrifft, wird bei Anwendung dieser "Eichfaktoren" das Ergebnis verfälscht, und zwar dahingehend, daß die daraus ermittelte Energie *niedriger* liegt als die vom Detektor *inklusive der Diffusionsladungen* registrierte.

2. Durchführung der α -Tests

Die Abb.4.3 zeigt den Aufbau der Elektronik zur Durchführung der α -Tests. Der Detektor befand sich während der Bestrahlung durch ein Curium-Präparat (^{244}Cm mit $E_{\alpha} = 5.805 \text{ MeV}$ als relevante Energie) in einer Vakuumkammer, in der ein Druck von ca. 10^{-5} mbar erzeugt worden war.

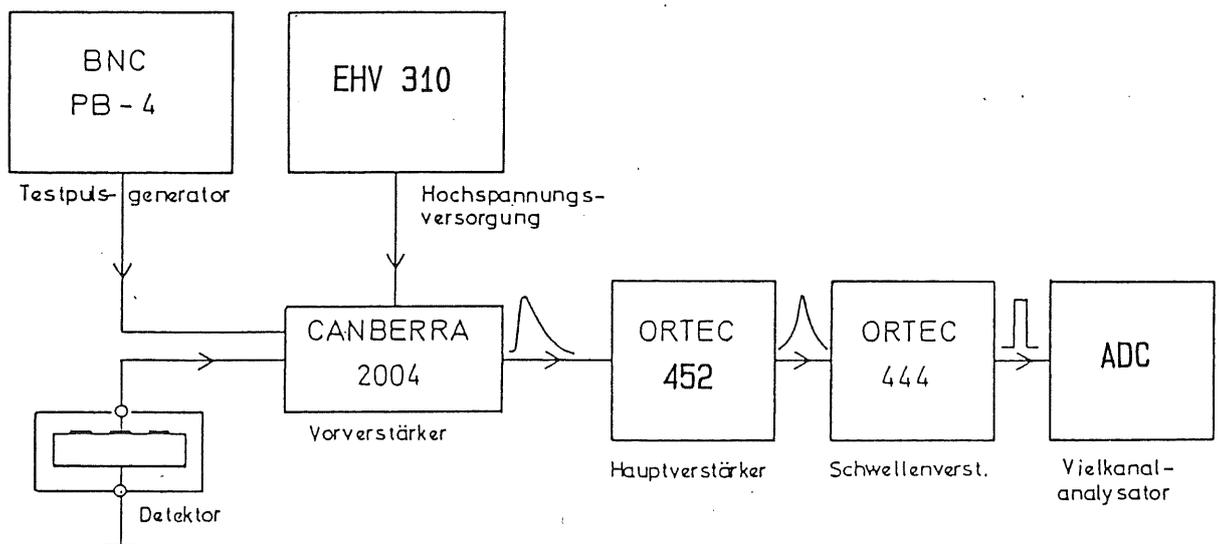


Abb. 4.3

Die Ladungsimpulse des Detektors wurden vom Vorverstärker in proportionale Spannungsimpulse mit kurzer Anstiegs- und langer Abfallzeit umgeformt. Nachdem das Signal-Rausch-Verhältnis im Hauptverstärker durch eine geeignete Impulsformzeitkonstante optimiert und das Signal den Schwellenverstärker, der eine minimale Impulshöhe definiert, passiert hatte, wurde der Impuls des Detektors nach einer Analog-Digital-Umformung einem Kanal des Vielkanalanalysators zugeordnet [5].

Neben dem Detektorsignal wurde an den Vorverstärker ein Testpuls-generator mit variabel einstellbaren Testpulsen angeschlossen, die der Vielkanal ebenfalls einer Kanalnummer zuordnete, welche analog zu den Protonenmessungen einer bestimmten Energie entspricht.

Orientiert an den Spannungswerten des Versuchs am Van-de-Graaff wurden nun mehrere Spektren aufgenommen, wobei zwischen Teilchenenergie bzw. Testpuls und Kanalnummer eine lineare Abhängigkeit besteht [5]. Diese Tatsache ermöglichte zunächst die Bestimmung des "Nullkanals" durch eine lineare Regression der Abhängigkeit der Testpulsamplitude von der Kanalnummer. Dazu wurden bei einer Spannung die Kanäle mehrerer Testpulse ermittelt. Dieser Nullpunktkanal korrigierte dann die "Energiekanäle" der einzelnen Spektren.

Nach Auswahl eines bestimmten Testpulses wurden sowohl dessen Kanäle als auch die der α -Peaks auf die höchste Detektorspannung normiert. Die so ermittelten "Eichfaktoren" sind in den Abb.4.4 und 4.5 gegen die Spannung aufgetragen.

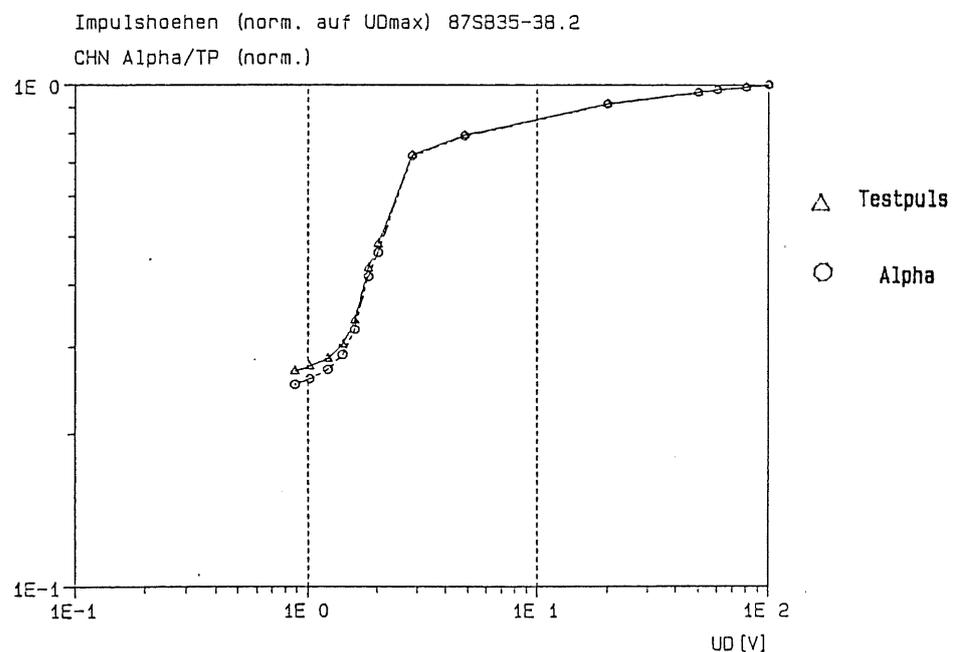


Abb. 4.4

Beide Kurven besitzen einen analogen Verlauf; bevor sie für Spannungen kleiner als zwei Volt divergieren, ist der Abfall der Amplitude, bedingt durch die Ladungsteilung (s.o.), von Testpuls und α -Teilchen praktisch identisch. Die Divergenz erfolgt dann wegen des Ladungssammlungsverlusts (s.o.), der bzgl. des Impulses der eingeschossenen Teilchen einsetzt. Beim Testpuls bestimmt nur die sich ändernde Kapazität des Detektors den Rückgang der Kanalnummer. Einen zusätzlichen Einfluß

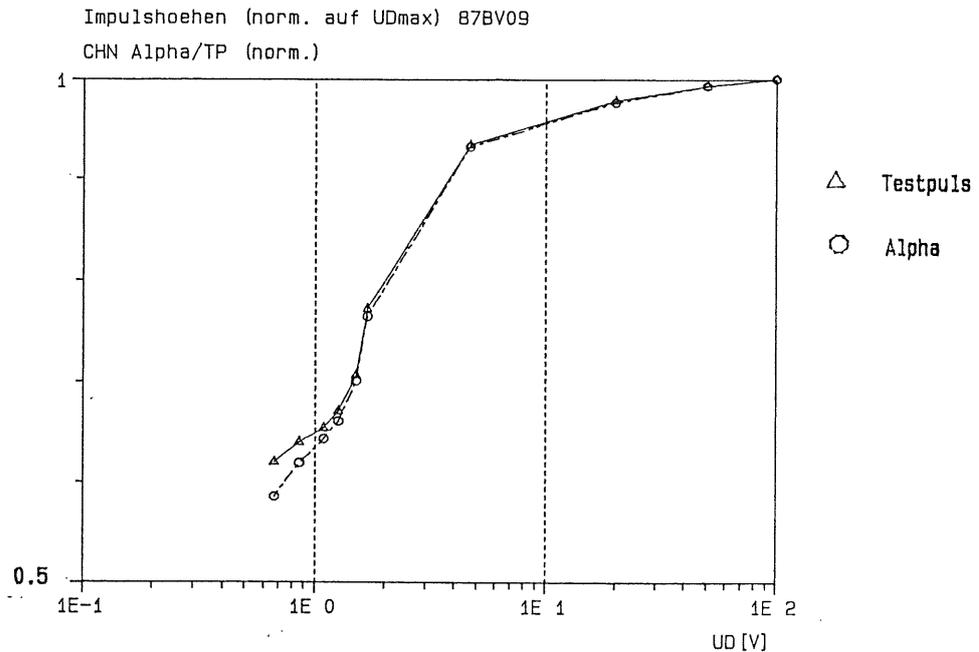


Abb. 4.5

übt das "ballistische Defizit" aus (siehe dazu nächsten Abschnitt). Durch eine Quotientenbildung der Kanäle von α -Teilchen und Testpuls ergibt sich ein Impulshöhendefekt von bis zu 6% für die jeweils niedrigsten Spannungen beider Detektoren.

3. Einflüsse von Flachbandspannung und "ballistischem Defizit"

Die sowohl bei den α - als auch bei den Protonenmessungen geschaltete Elektronik (Abb.3.2 und 4.3) bewirkt eine Serienschaltung der Kapazitäten von Detektor und Vorverstärker (Abb.4.2). Daraus leitet sich, unter Berücksichtigung von Gleichung IV.3, die Annahme einer Proportionalität zwischen dem Kehrwert der normierten Testpulskanäle und der Detektorkapazität ab.

Zur Stützung dieser These wurden in die obige Schaltung anstatt des Detektors Testkapazitäten eingebaut, mit denen in analoger Weise zum α -Test die "Energiekanäle" eines beliebig aber fest gewählten Testpulses ermittelt werden konnten. Die Abb.4.6 zeigt den linearen Zusammenhang zwischen den genannten Größen, der die in den letzten Abschnitten gemachte Annahme, daß der Abfall der Amplitude in erster Linie durch die Ladungsteilung zwischen den Kapazitäten von Vorverstärker und Detektor erfolgt, bestätigt. Die durchgezogene Gerade wurde mit linearer Regression der Meßpunkte berechnet; ihr Schnittpunkt mit der x-Achse liefert den Wert für die "Koppelkapazität" des Vorverstärkers (ca. 1 nF).

Kehrwert norm. TP-Kanaele vs. Testkapazitaeten
 $1/(CHN TP/norm.)$

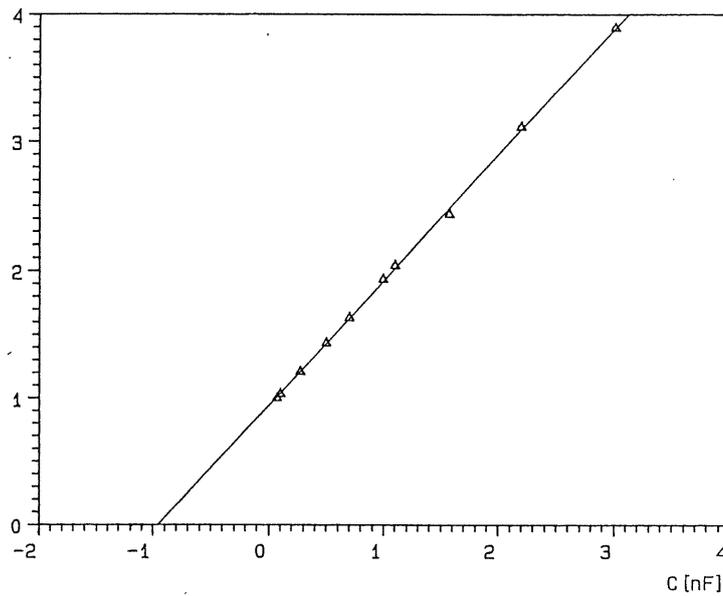


Abb. 4.6

Eine äquivalente Auftragung fand nun für die Werte der beiden Detektoren statt (Abb.4.7 und 4.8). Jedoch ergibt sich hier keine Linearität zwischen der Detektorkapazität und den Kehrwerten der "Eichfaktoren". Die jeweils eingezeichnete Regressionsgerade bzgl. kleiner Kapazitäten zeigt, daß sich die Detektoren nur im Bereich höherer Spannungen scheinbar "normal" verhalten.

Kehrwert norm. TP-Kanaele vs. C (87SB35-38.2)
 $1/(CHN TP/norm.)$

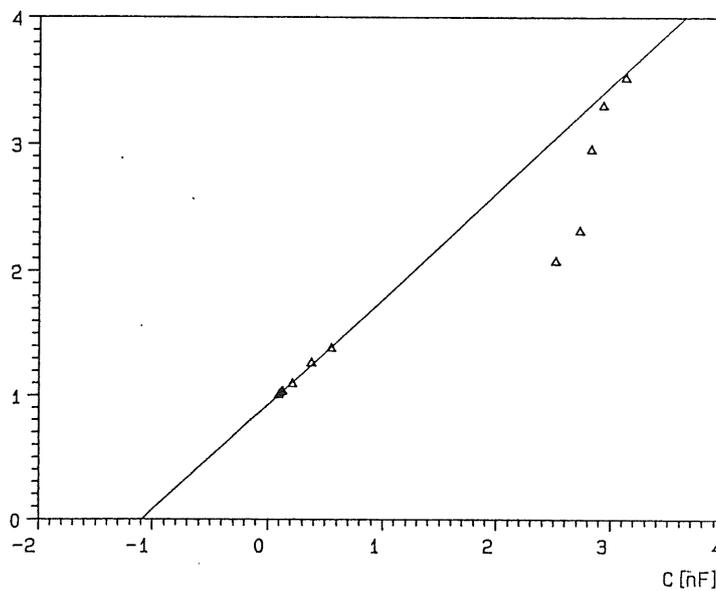


Abb. 4.7

Kehrwert norm. TP-Kanaele vs. C (87BV09)

1/ (CHN TP/norm.)

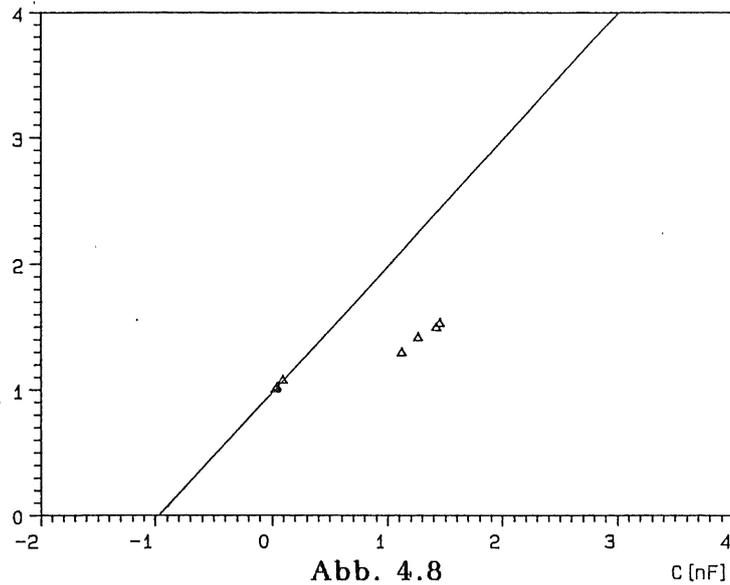


Abb. 4.8

C [nF]

Die Abweichungen im höheren Kapazitätsbereich erklären sich aus der instrumentell bedingten Ungenauigkeit der Bestimmung der Detektorspannung, da die betreffenden Meßpunkte zum Zeitpunkt ihrer Ermittlung im Bereich der Flachbandspannung (siehe S.2-11) lagen, wo entsprechend den Abb.2.6 bis 2.9 die Kapazität innerhalb eines *kleinen* Spannungsintervalls einer rapiden Änderung unterliegt. Würde man die abweichenden Meßpunkte auf die Regressionsgerade "schieben", ergäbe sich nur eine Spannungskorrektur von wenigen Zehntelvolt. Als Konsequenz ergibt sich, daß die Korrekturfaktoren im Niederspannungsbereich für die Energieermittlung ungeeignet sind, da sie nicht mehr den Effekt der Ladungsteilung im vorgegebenen Maße berücksichtigen.

Vergleiche mit C-V-Messungen, die zum Zeitpunkt der Protonenstrahlung stattfanden, ergaben, daß sich die Flachbandspannung zwischen den beiden Versuchsreihen auf einen höheren Wert verschoben hatte (Abb.4.9).

Verschiebung UFB

87SB35-38.2

C [nF]

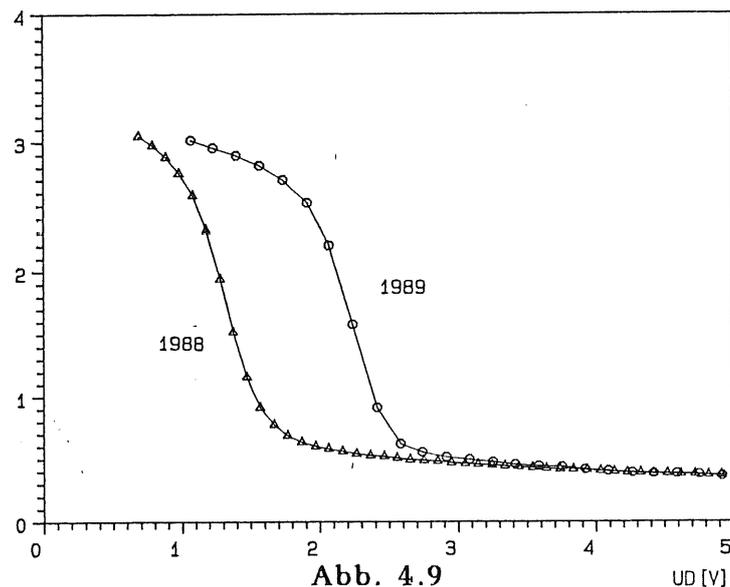


Abb. 4.9

UD [V]

Die Ursache der Flachbandverschiebung liegt darin, daß beim Teilchenbeschuß von passivierten Detektoren nicht nur Elektronen-Loch-Paare in der Sperrschicht, sondern auch im Oxid erzeugt werden. Da dort die Löcherbeweglichkeit wesentlich kleiner ist als die der Elektronen, entstanden bei der Protonenbestrahlung zusätzliche, quasi "ortsfeste" positive Ladungen, während die Elektronen unter Einfluß des Feldes zur Rückelektrode drifteten [9]. Diese Ladungsgenerierung im Oxid ist somit für den Anstieg der Flachbandspannung verantwortlich (vgl. S.2-11).

Um nun für die von der Verschiebung betroffenen Spannungen doch noch die gewünschten Korrekturfaktoren zu erhalten, wurden diese anhand der in den Abb.4.7 und 4.8 dargestellten Abhängigkeit mit Hilfe der zum Zeitpunkt der Protonenmessung bei diesen Detektorspannungen ermittelten Kapazitäten interpoliert. Diese "neuen" Faktoren repräsentieren jedoch nicht nur den Amplitudenabfall durch Ladungsteilung (Abb.4.10 und 4.11), da die Meßpunkte, die bei den niedrigsten Detektorspannungen aufgenommen wurden, nach wie vor im Einflußbereich der Flachbandspannung liegen (wie dieses Problem gelöst wurde, siehe nächsten Abschnitt), sondern auch das "ballistische Defizit" sorgt in diesem Spannungsbereich für eine Abweichung von der Regressionsgeraden.

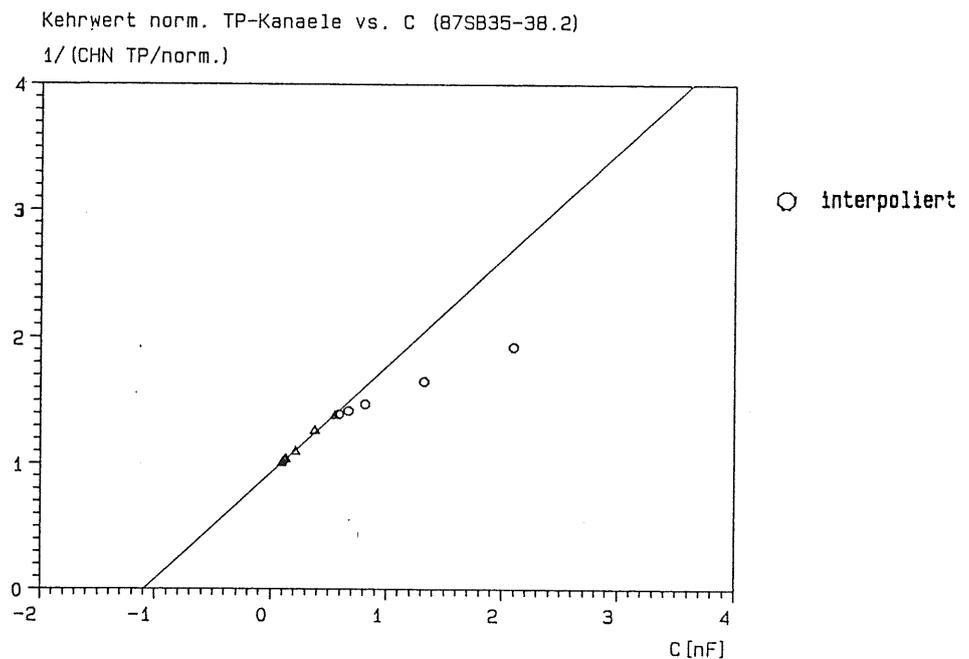


Abb. 4.10

Kehrwert norm. TP-Kanaele vs. C (87BV09)
 1/ (CHN TP/norm.)

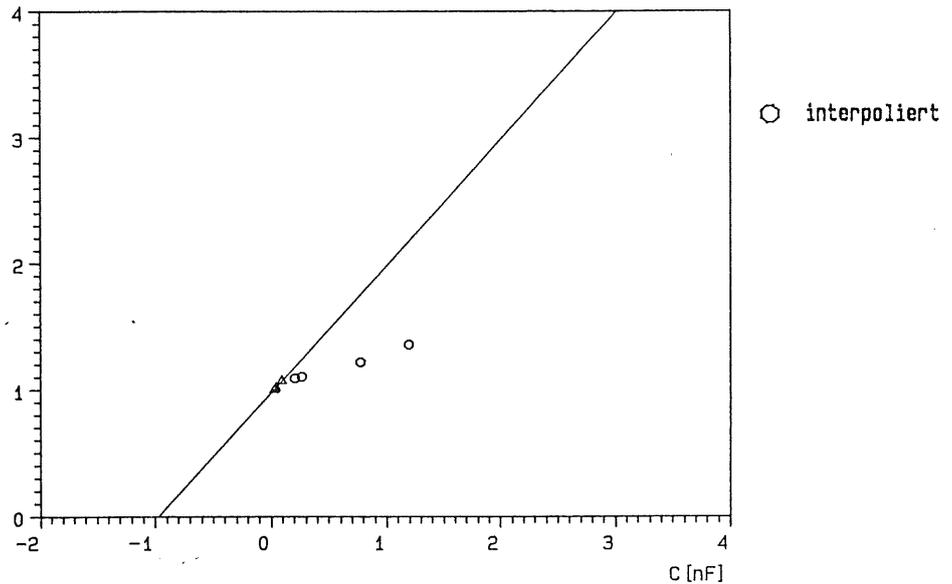


Abb. 4.11

Wie in Abschnitt IV/2 erläutert, verarbeitet der Vorverstärker die Ladungsimpulse derart, daß er sie in Spannungsimpulse mit kurzer Anstiegs- und langer Abfallzeit umformt. Dies trifft im wesentlichen jedoch nur für kurze Ladungssammelzeiten zu. Bei niedrigen Spannungen aber brauchen die Ladungen aufgrund der geringeren Feldstärke mehr Zeit, um zu den Elektroden zu driften; außerdem ist die feldfreie "Tot-schicht", die sich wie ein Serienwiderstand verhält (Abb.4.12), in diesem Spannungsbereich, je nach spez. Widerstand des Detektors, auf spürbare Größe angewachsen und verzögert die Impulsformung im Vorverstärker (der Parallelwiderstand des Sperrstroms kann vernachlässigt werden).

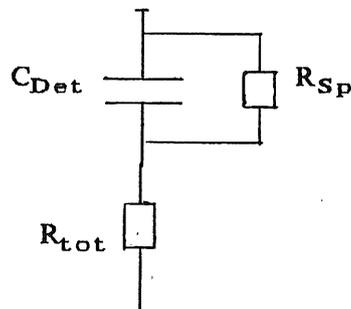


Abb. 4.12 : Ersatzschaltbild eines Detektors mit

C_{Det} = Detektorkapazität

R_{Sp} = Widerstandsanteil des Sperrstroms

R_{tot} = Widerstandsanteil der "Tot-schicht"

Ist nun die Ladungssammlung durch die genannten Einflüsse beeinträchtigt, so lädt sich der Kondensator des Vorverstärkers nicht vollständig mit der im Detektor erzeugten Ladung auf, da vor dem Erreichen des eigentlichen Maximums der Entladungsvorgang einsetzt. Der so produzierte Ladungsverlust wird als "ballistisches Defizit" bezeichnet.

Abschließend sei zum Thema der "Eichfaktoren" noch gesagt, daß wegen der auf S.4-7 angesprochenen Ungenauigkeit der Detektorspannung sich bei der Energiebestimmung eine Abweichung von bis zu 2.5% ergibt !

4. Auswertung der Messungen am Van-de-Graaff

Zur weiteren Bearbeitung der aus Kapitel III vorliegenden γ -E-Scans mußte zunächst, analog zum α -Test, der Energie-"Nullkanal" bestimmt werden. Dazu wurde eine bei 20 V Detektorspannung am Van-de-Graaff durchgeführte Messung des 87SB35-38.2 herangezogen, in der statt der Protonenenergie die Amplituden von fünf Testpulsen einer "Energiekanalnummer" entsprachen. Entsprechend der Verfahrensweise in Abschnitt IV/2 ergibt sich der Schnittpunkt der Geraden mit der "Energieachse". Da ein entsprechender γ -E-Scan beim 87BV09 *nicht* vorliegt, mußte zwangsläufig die universelle Gültigkeit dieses Kanals angenommen werden (im weiteren Verlauf zeigte es sich, daß die Annahme in *diesem* Fall richtig ist).

In der Erwartung, daß die Detektoren bei der höchsten gemessenen Spannung (ca. 100 V) im Bereich des Fensters die volle Einschußenergie (2 MeV) registrieren, konnte als weiterer "Eichfaktor" der Wert für die Energie pro Kanal berechnet werden. Insgesamt ergibt sich:

NCH = Nullkanal, der die Energie-Kanäle der γ -E-Scans korrigiert.

MEK = mittlerer "Energiekanal" der γ -E-Scans

EFAK 1 = Energie pro γ -Kanal bei höchster Detektorspannung

EFAK 2 = Korrekturfaktoren, ermittelt aus den α -Tests

EFAK = EFAK 1/EFAK 2 als *endgültiger* "Eichfaktor"

$E = (\text{MEK} - \text{NCH}) \cdot \text{EFAK}$ als registrierte Teilchenenergie

Aufgrund der oben vorgenommenen "Eichung" erhält man für alle vorliegenden Messungen am Van-de-Graaff pro γ -Kanal die *mittlere* registrierte Energie. Eine Ausnahme bilden die Spektren des 87SB35-38.2 für Spannungen kleiner-gleich 2 V. Da in diesen Fällen die Reichweite der Protonen die Tiefe der Sperrschicht übertrifft, wurde unter Berücksichtigung der Abhängigkeit des Energieverlusts von der Eindringtiefe (siehe Kapitel V) anhand der Tabellen in [7] die registrierte Energie berechnet, wodurch der Einfluß der Flachbandspannung auf die Korrekturfaktoren (Abb.4.10) umgangen wurde. Jedoch gilt analog zu den α -Tests, daß die Ladungsträgerdiffusion in das Feldgebiet (Abschnitt IV/1) in diese Berechnung nicht mit einbezogen ist.

Die Abb.4.13 bis 4.22 für den 87SB35-38.2 und 4.23 bis 4.32 für den 87BV09 zeigen das Ergebnis der Auswertung.

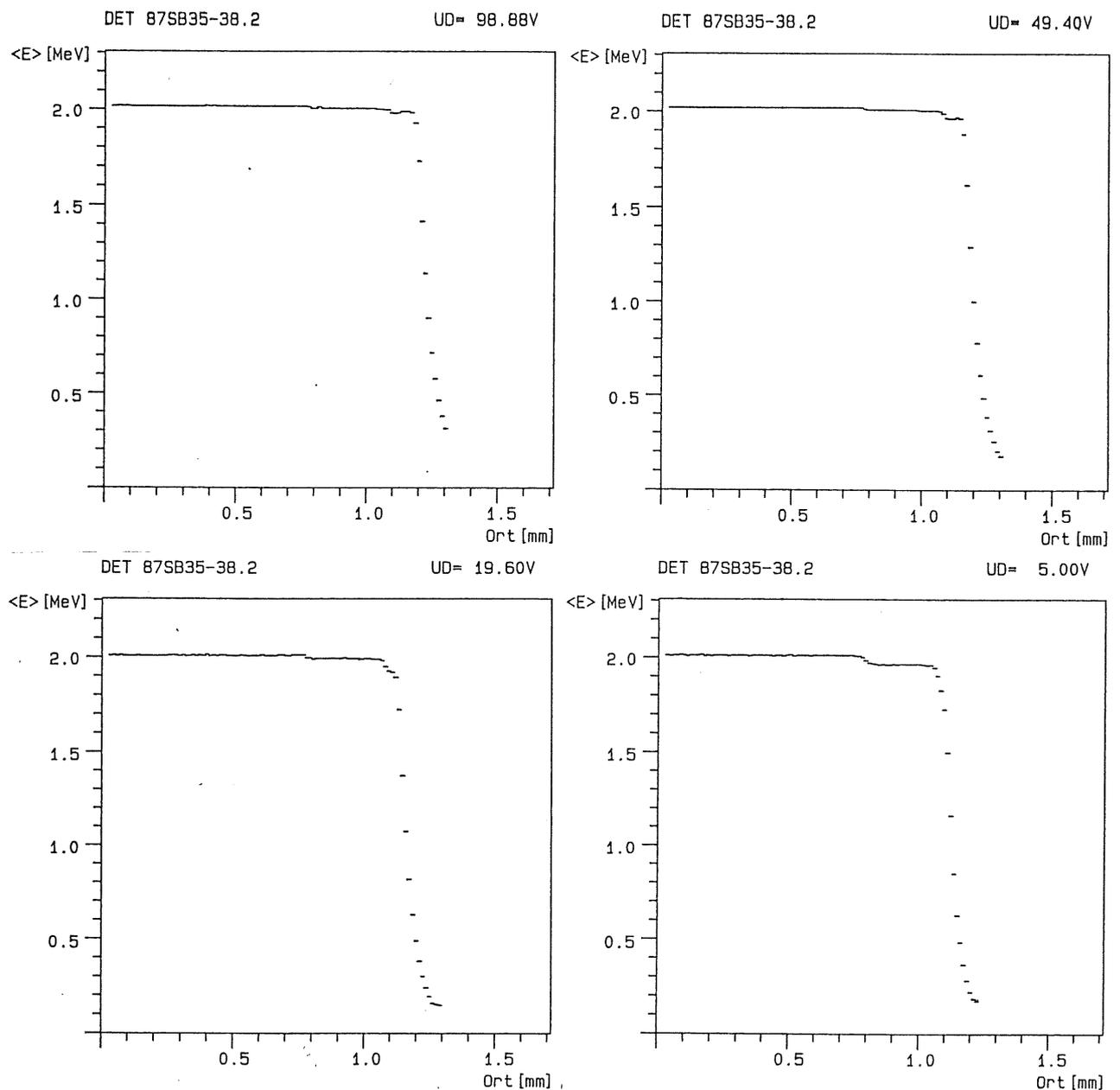


Abb. 4.13 bis 4.16 : Energiespektren 87SB35-38.2

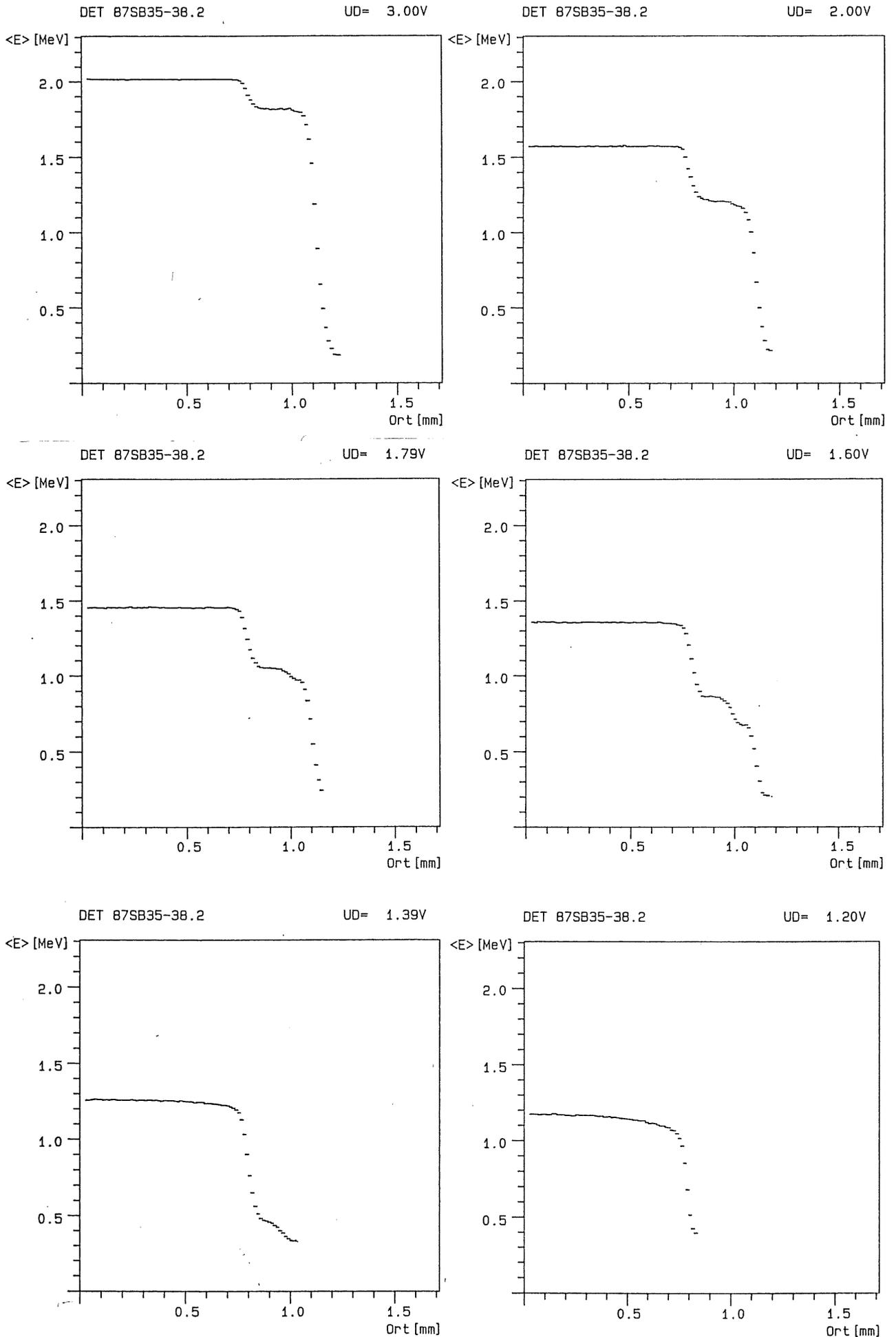


Abb. 4.17 bis 4.22 : Energiespektren 87SB35-38.2

Die Spektren des 87SB35-38.2 zeigen entsprechend den Ergebnissen aus [3,5] ein "normales" Verhalten. Bei Spannungen oberhalb 19.6 V wird selbst unter dem Goldüberlapp annähernd die volle Einschubenergie gemessen.

In Kapitel III wurde ein Energieverlust durch den Überlapp von insgesamt 7.6 keV berechnet. Die maximal erreichbare Energieauflösung liegt bei 7.8 keV, falls der 2 MeV-"Energiepeak" die Kanalnummer 256 besitzt. Da das bei *beiden* Detektoren nicht der Fall war (bei höchster Spannung ergaben sich als maximale Energieauflösung: 87SB35-38.2 : 14.2 keV; 87BV09 : 9.3 keV), muß der Energieverlust bzgl. des Überlapps beim niederohmigen Detektor ca. 15 keV bzw. beim hochohmigen ca. 10 keV betragen, da er sonst in den Energiespektren nicht zu bemerken wäre.

Bei kleineren Spannungen ab 5 V bildet sich beim 87SB35-38.2 ein Stufenprofil aus, da hier unterhalb des Überlapps die Sperrschichttiefe kleiner als die Reichweite der Teilchen ist. Ab 2 V registriert der Detektor auch für den Bereich des Goldfensters nur noch einen *Energieverlust* des Protons. Mit sinkender Spannung entartet die Stufe unterm Überlapp zu einer "Treppe" (1.6 V), was durch die Nähe zur Flachbandspannung erklärbar ist. Diese dürfte zum Zeitpunkt der Protonenstrahlung knapp unter 1.4 V gelegen haben, da hier der Überlappbereich im Vergleich zum Fenster aufgrund abnehmender Sperrschicht nur noch wenig Energie registriert (daß die Spektren nicht bis 0 MeV hinunterreichen, liegt an der eingestellten Energieschwelle der Elektronik).

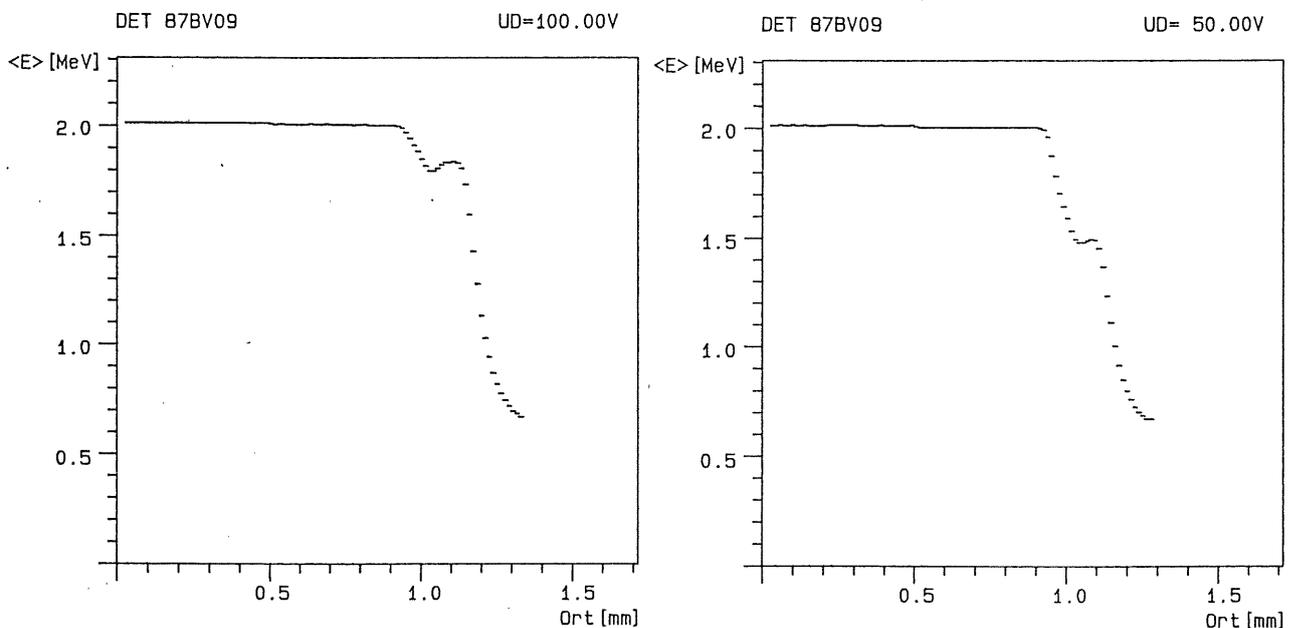


Abb. 4.23 und 4.24 : Energiespektren 87BV09

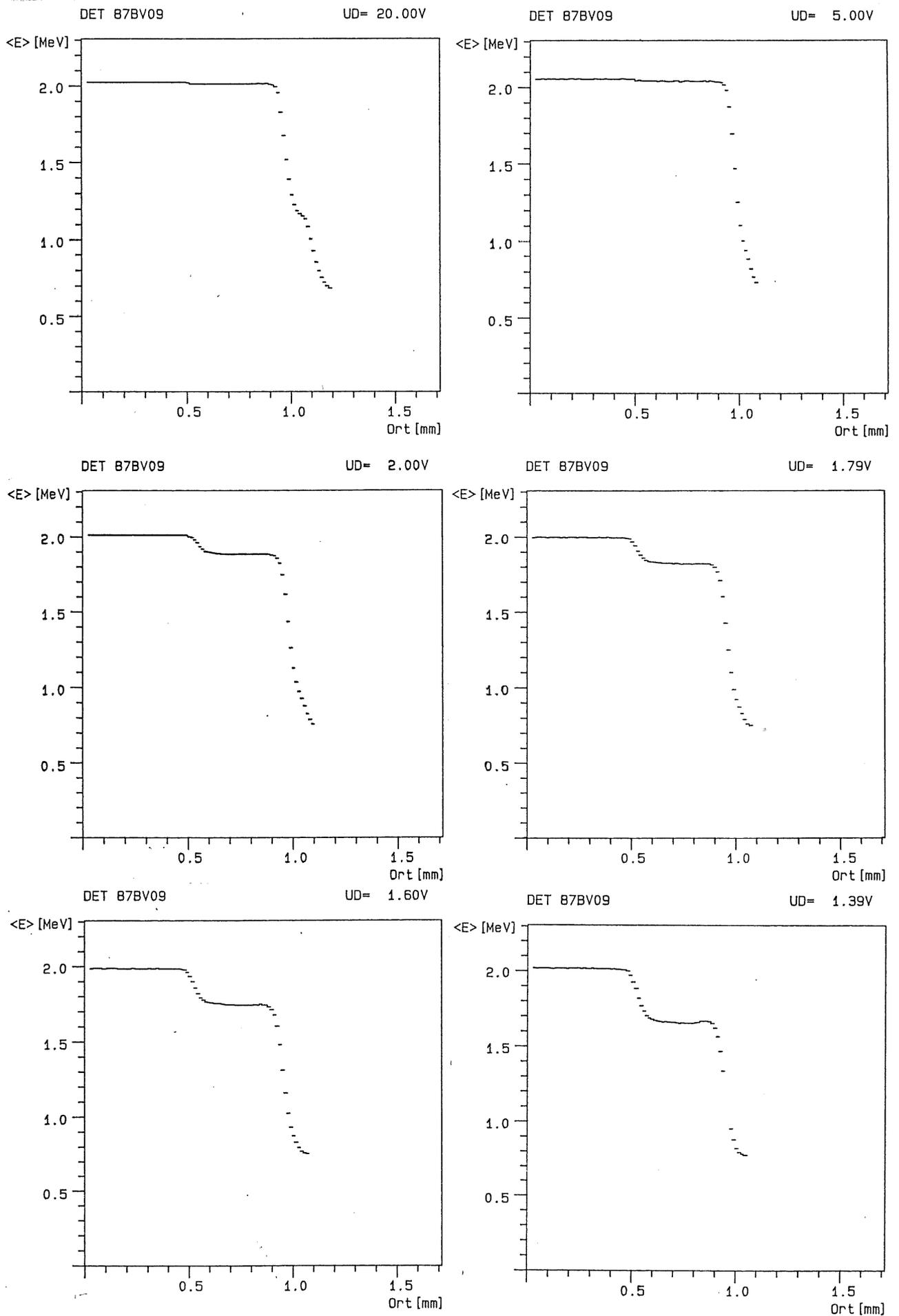


Abb. 4.25 bis 4.30 : Energiespektren 87BV09

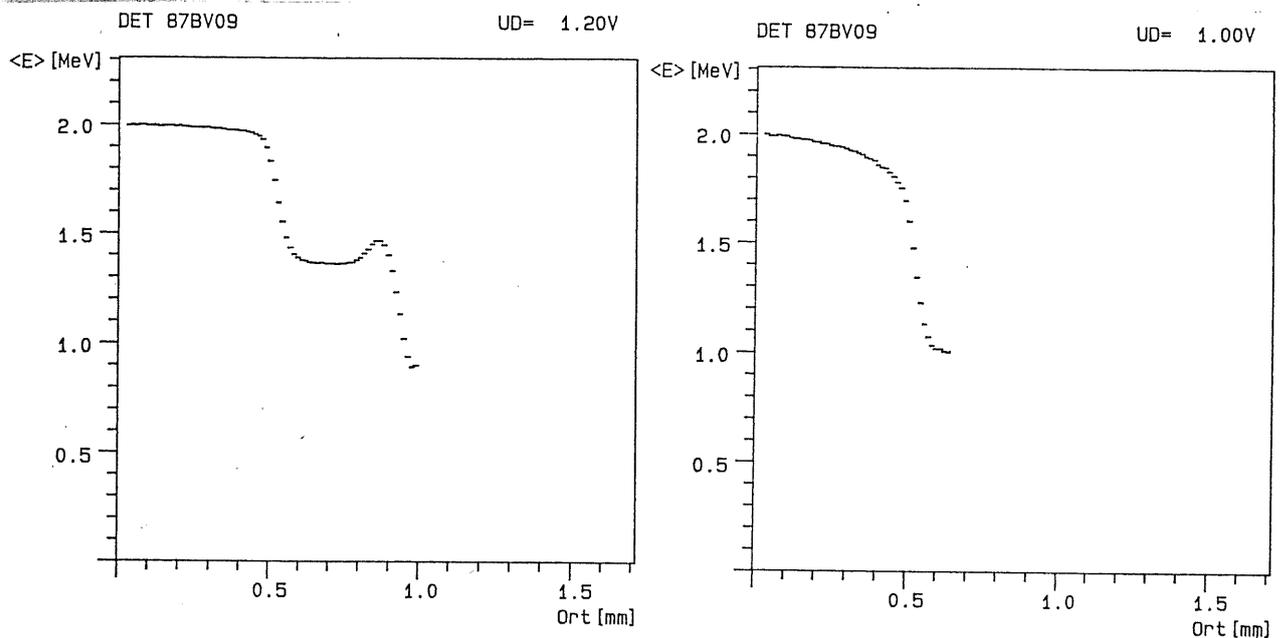


Abb. 4.31 und 4.32 : Energiespektren 87BV09

Der 87BV09 zeigt analog zum obigen Detektor bei Spannungen größer-
gleich 5 V ein äquivalentes Verhalten. Wie oben erwähnt, wird auch hier
der Energieverlust bzgl. des Überlapps erkennbar. Der sich ab 20 V
ausprägende und ab 50 V deutlich hervortretende "Buckel" in der abfal-
lenden Flanke scheint dagegen ein typisches Verhalten hochohmigen
Materials zu sein. In [5] wurde dieser Effekt ebenfalls im hohen Span-
nungsbereich festgestellt, was wahrscheinlich durch lokal "auf das Oxid
transportierte Ladungen" zurückzuführen ist.

Bedingt durch den höheren spez. Widerstand setzt das Stufenprofil erst
ab 2 V ein, wobei hier, entsprechend den Abb.3.4 und 3.5, der breitere
Überlapp des 87BV09 erkennbar wird. Daß sich bei 1.2 V abermals ein
"Buckel", allerdings jetzt am Übergang Überlapp/Oxid, ausbildet, liegt
wahrscheinlich am Vorhandensein von Oxidladungen an der Goldkante,
die eine stärkere Ausprägung der Sperrschicht verursachen. Bei $U_{\text{Det}} = 1$
V wurde dann der Flachbandpunkt unterschritten, so daß sich die em-
pfindliche Fläche des Detektors auf das Goldfenster beschränkt.

Anzumerken sei noch, daß bei diesem Detektor die beiden niedrigsten
Spannungswerte so nah am Flachbandpunkt lagen (Abb.4.11), daß selbst
mit einer Interpolation der Korrekturfaktoren durch die Kapazitätswerte,
welche zum Zeitpunkt der Protonenbestrahlung ermittelt wurden,
keine vernünftigen Ergebnisse zu erzielen sind (Abweichung 7% !). Da
bei diesen Spannungen die Sperrschichttiefe stets größer ist als die
Reichweite der Protonen, ist eine Berechnung der Energie wie beim
87SB35-38.2 nicht möglich. Daher wurden die betreffenden Spektren auf
die zu erwartende Energie (2 MeV) bzgl. des Fensters normiert.

V. Sperrschichtprofile

1. Bestimmung der Sperrschichttiefen

Unter Verwendung der im letzten Kapitel ermittelten Energieverteilungen wurden nun die Sperrschichttiefen, insbesondere diejenigen außerhalb des Goldfensters, berechnet. Dabei ist zu beachten, daß einerseits der Energieverlust des Teilchens *nicht* linear zur Eindringtiefe verläuft (Abb.5.1); andererseits, bedingt durch die Reichweite der Protonen, nur Aussagen bzgl. der Sperrschicht bis zu einer Tiefe von 48 μm [7] getroffen werden können.

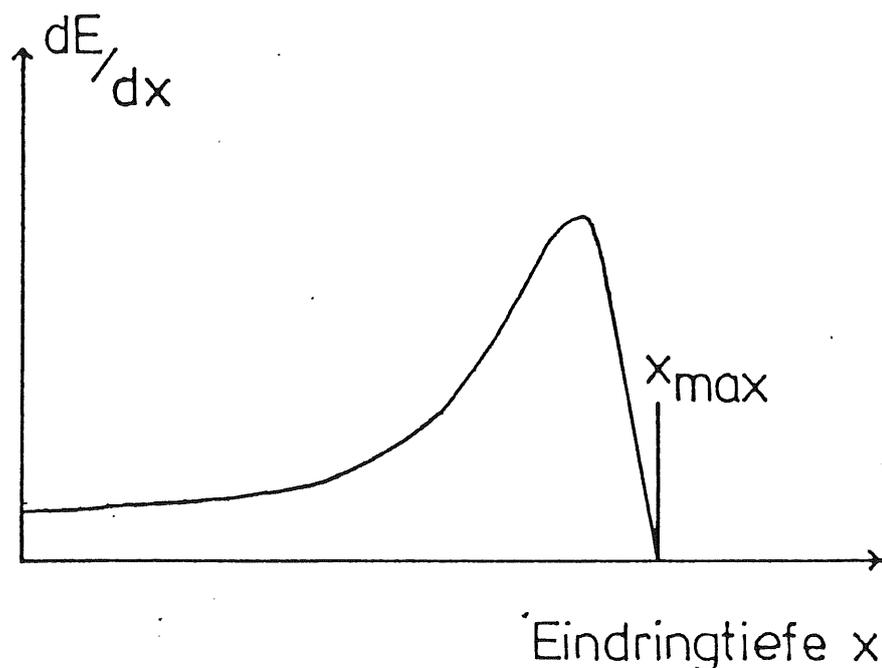


Abb. 5.1 : Abhängigkeit des Energieverlustes von der Eindringtiefe für Protonen in Silizium [3]

Bezeichnen E_0 die Einschubenergie und δE den Energieverlust in der Verarmungsschicht, so läßt sich mit Gleichung V.1 (nächste Seite) und der Kenntnis der genannten Größen die Sperrschichttiefe d nach den Tabellen in [8] berechnen (in Kapitel IV wurde in analoger Weise bei bekannter Sperrschichttiefe für den 87SB35-38.2 der Energieverlust δE bestimmt). In E_0 sind die Energieverluste durch das Gold bzw. Oxid berücksichtigt. Da diese aber, wie in Kapitel IV diskutiert, größer sind als in Kapitel III berechnet, können die Energieverluste durch den Überlapp nur mangelhaft ausgeglichen werden.

$$R(E_0) = d + R(E_0 - \delta E) \quad (V.1)$$

mit $R(E_0)$ = Reichweite des Protons in Silizium

$R(E_0 - \delta E)$ = "Restreichweite" in der "Totschicht"

d = Sperrschichttiefe

Mit der obigen Verfahrensweise wurden nun die folgenden Profile erstellt, in denen die Lage und Größe des Überlapps eingezeichnet sind.

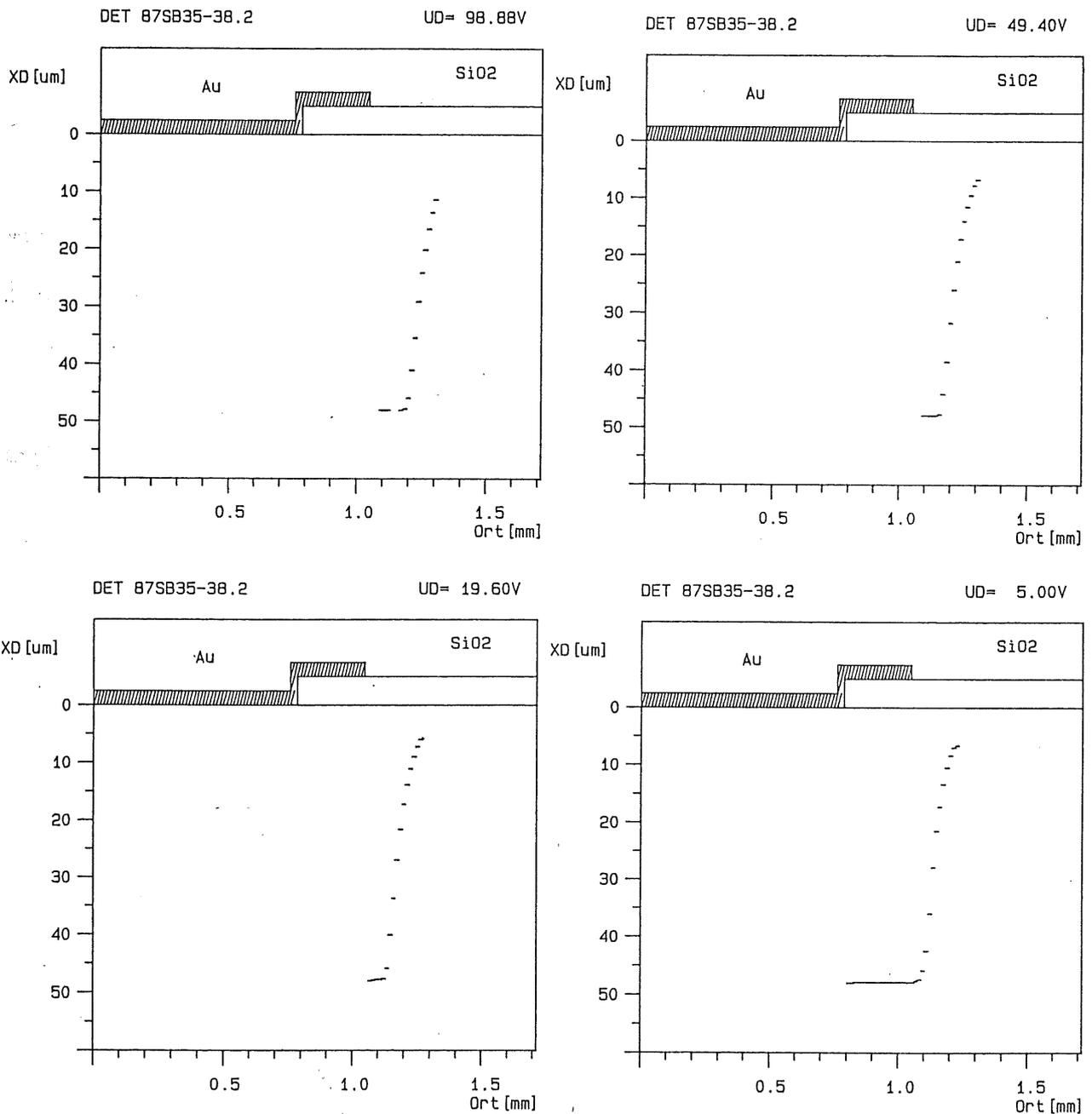


Abb. 5.2 bis 5.5 : Sperrschichtprofile 87SB35-38.2

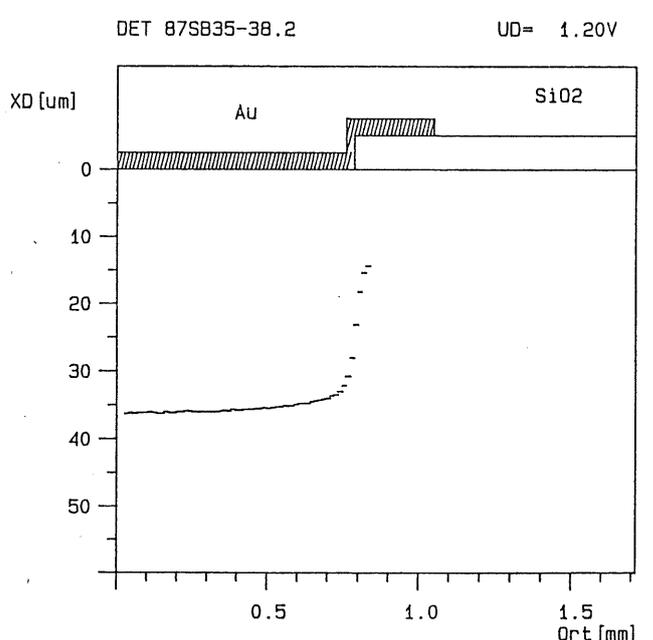
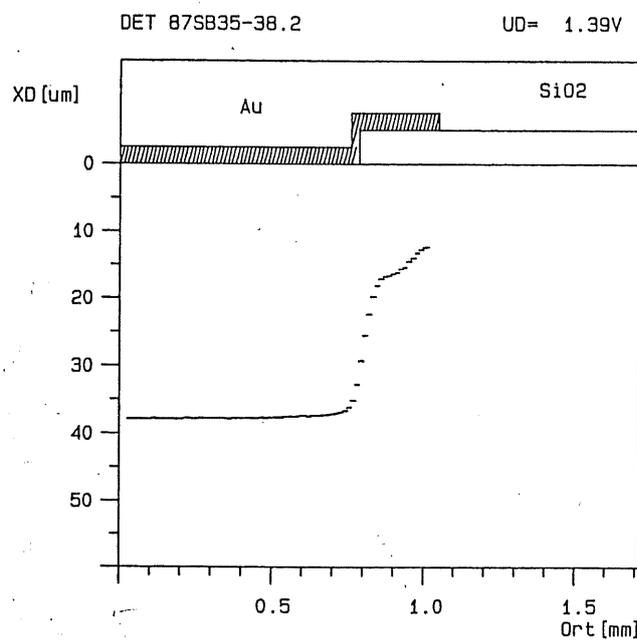
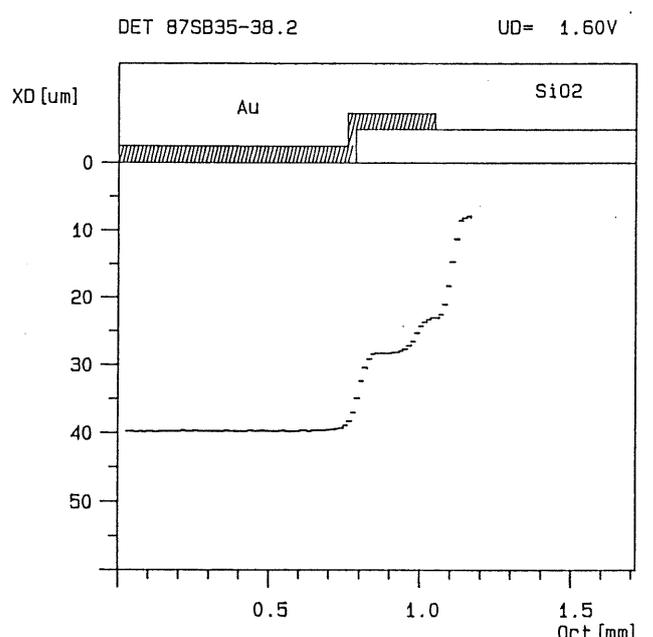
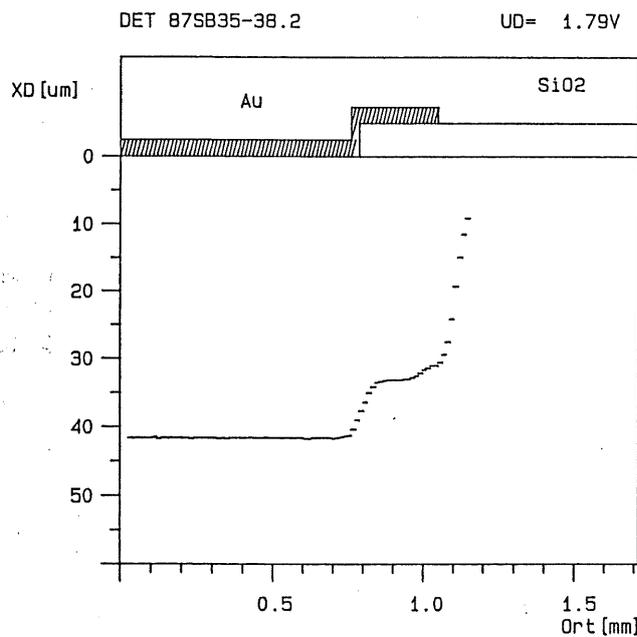
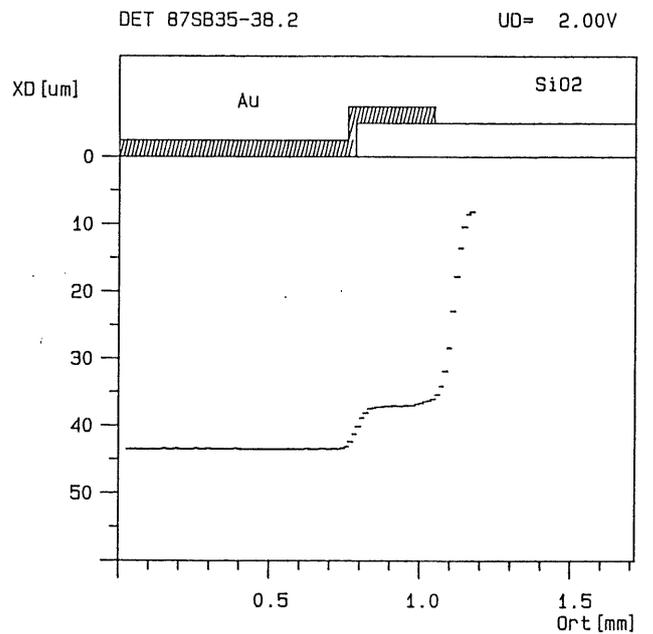
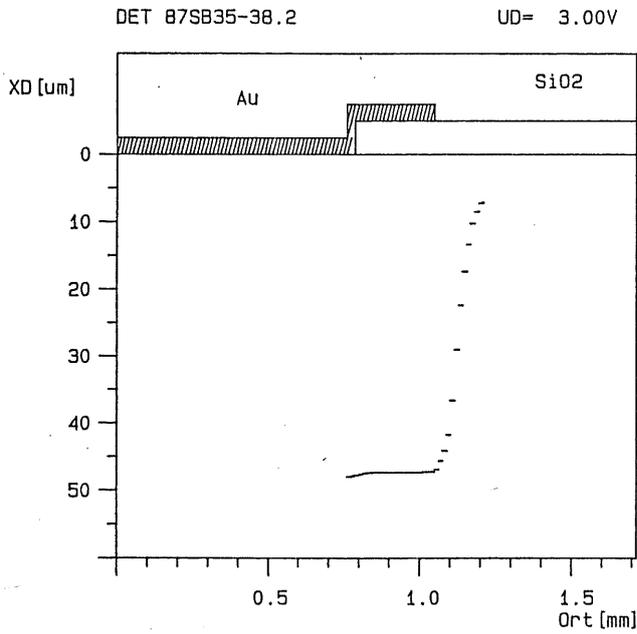


Abb. 5.6 bis 5.11 : Sperrschichtprofile 87SB35-38.2

Bei Spannungen oberhalb von 19.6 V zeigt sich beim 87SB35-38.2 eine Ausdehnung der Sperrzone bis weit unter das Oxid (siehe auch Abschnitt V/2). Bei einer Tiefe um 48 μm deutet sich ein Plateau von knapp 0.1 mm Breite im Sperrschichtprofil an, das sich bei 5 und 3 V sogar bis unter den Überlapp ausbreitet. Ob sich hier tatsächlich ein Stufenprofil ergibt, ist sehr zweifelhaft, da der Energieverlust durch die Oxid- bzw. Goldschicht nicht hinreichend bei der Bestimmung der Sperrschichttiefe ausgeglichen werden konnte, so daß es wahrscheinlicher ist, daß in diesem Bereich das Proton seine *gesamte* Energie im Feldgebiet verloren hat und somit keine Aussage zur Sperrschichttiefe getroffen werden kann.

Als gesichert kann dagegen das Stufenprofil unterm Überlapp bei Spannungen kleiner-gleich 2 V angesehen werden, da selbst unter dem Goldfenster nur noch ein Energieverlust gemessen wird. Bis zum Erreichen der Flachbandspannung entartet dieses Profil völlig, um dann ganz zu verschwinden. Bemerkenswert ist, daß sich bis zu einer Spannung von 1.6 V noch eine Verarmungszone außerhalb des Überlapps bildet (siehe nächsten Abschnitt).

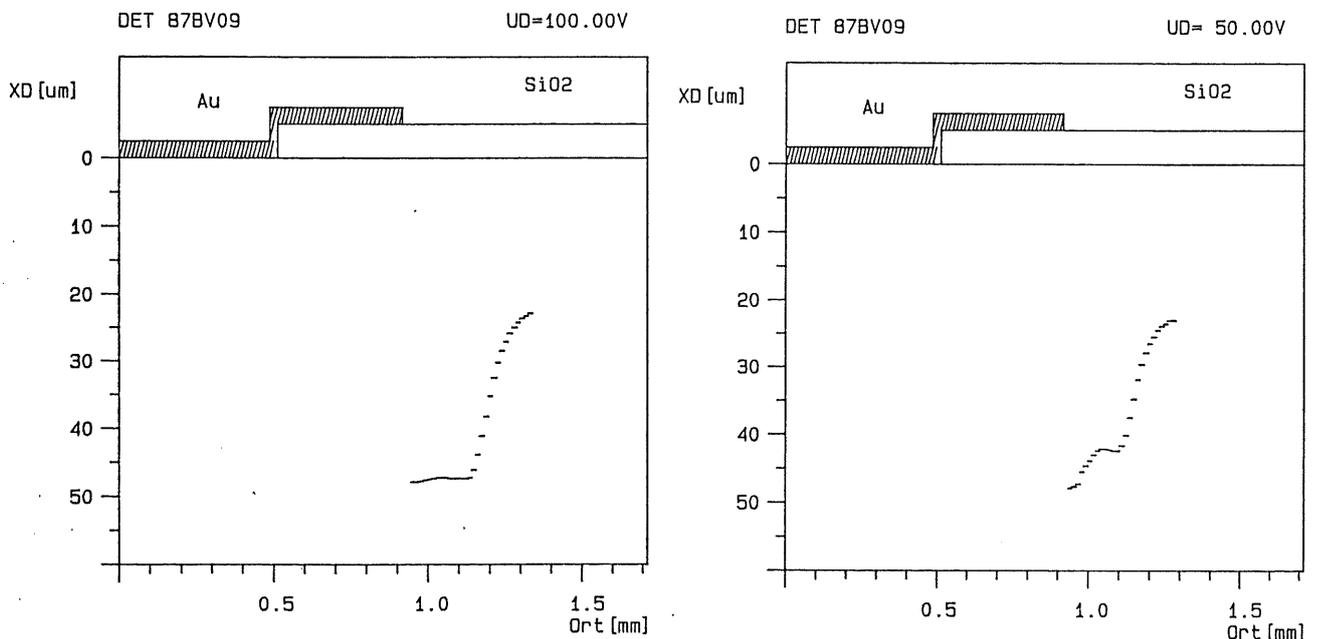


Abb. 5.12 und 5.13 : Sperrschichtprofile 87BV09

Das Sperrschichtprofil des 87BV09 zeigt, entsprechend seinem höheren spez. Widerstand, eine noch extremere Ausdehnung der Sperrzone unter das Oxid. Der bei den Energiespektren im Spannungsbereich oberhalb von 20 V auftretende "Buckel" macht sich hier als minimale Einbuchtung der Sperrzonentiefe bemerkbar (20 und 50 V). Anhand der Energieverteilung ist dies plausibel, da das Proton fast seine gesamte Energie

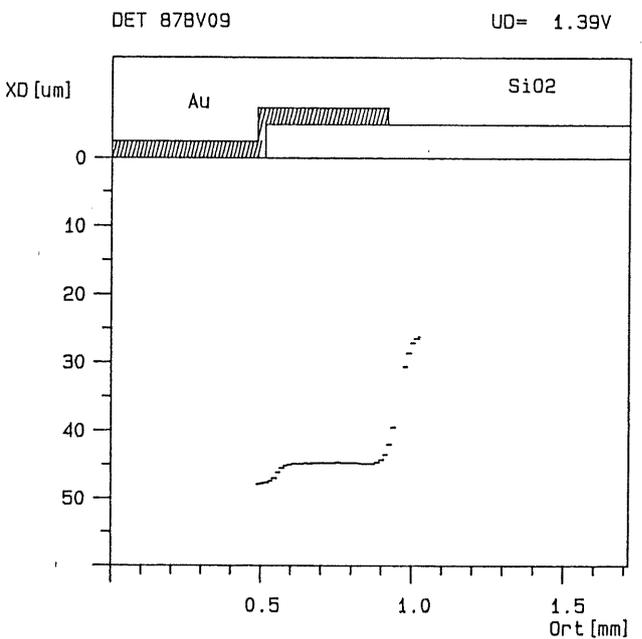
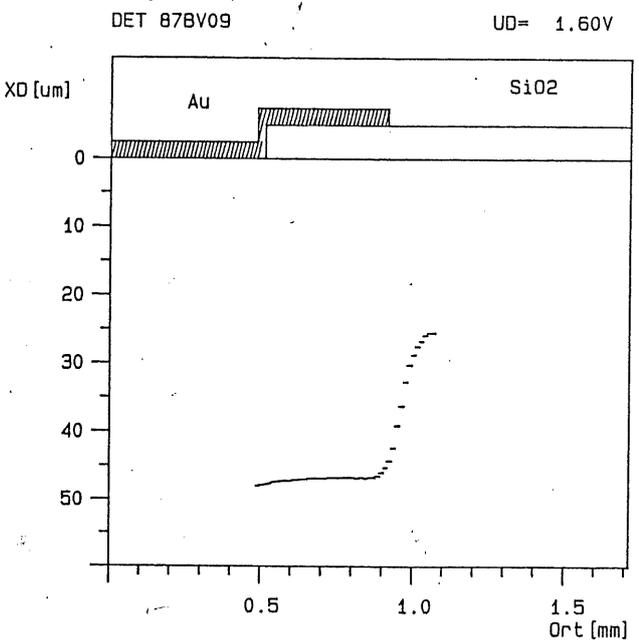
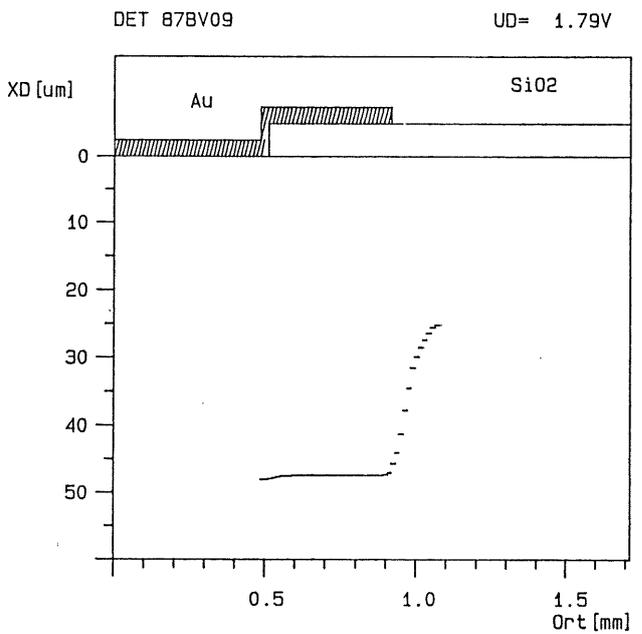
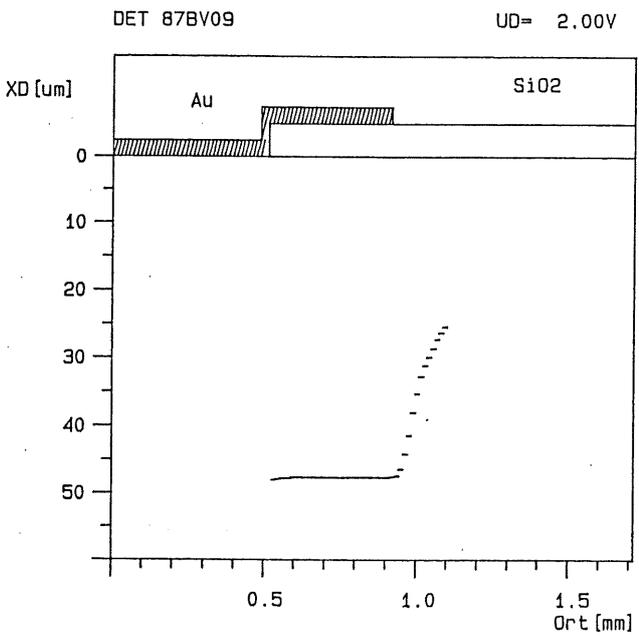
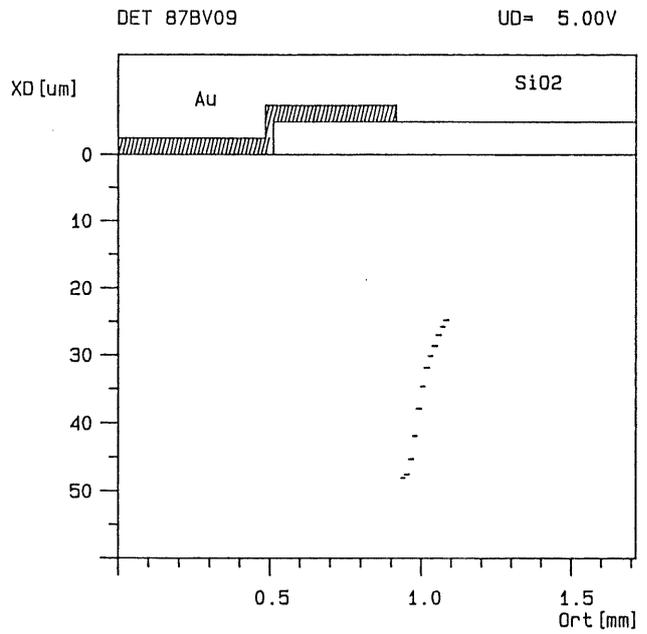
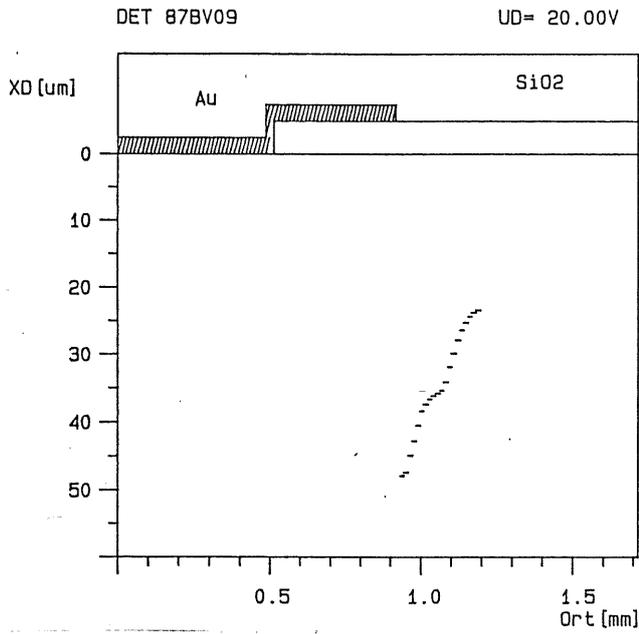


Abb. 5.14 bis 5.19 : Sperrschichtprofile 87BV09

durch Ionisation verloren hat und sich somit kurz vor der maximalen Eindringtiefe befindet. Aus dem Verlauf der in Abb.5.1 dargestellten Kurve wird aber deutlich, daß in diesem Bereich *minimale* Schwankungen der Sperrzonentiefe einen *großen* Einfluß auf die Energieregistrierung des Detektors besitzen.

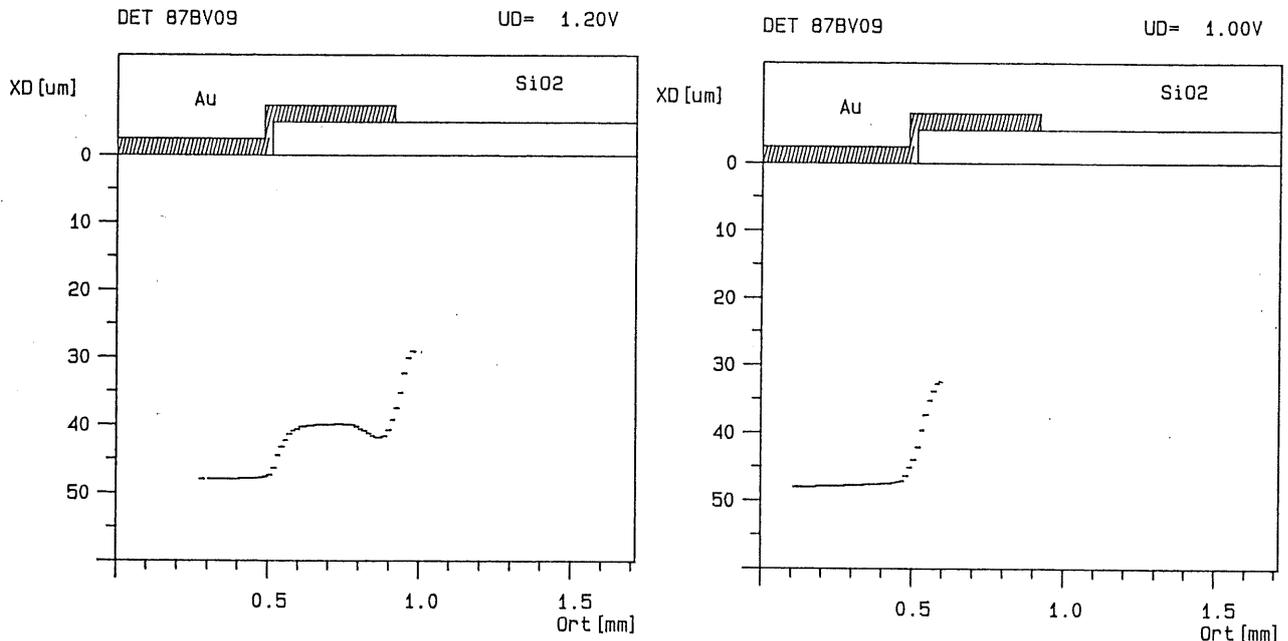


Abb. 5.20 und 5.21 : Sperrschichtprofile 87BV09

Analog zum niederohmigen Detektor sind die Stufenprofile bei der Spannung 100 V sowie zwischen 1.6 und 2 V aus den oben erwähnten Gründen als nicht gesichert zu betrachten.

Bei 1.2 V ist der hier stärker als im hohen Spannungsbereich ausgeprägte "Buckel" auch im Sperrschichtprofil deutlich erkennbar. Selbst bei dieser Spannung ragt die Verarmungszone noch unter das Oxid; erst nach der Unterschreitung des Flachbandpunktes beschränkt sich die empfindliche Fläche größtenteils auf das Goldfenster.

In den Profilen der beiden niedrigsten Spannungen fällt auf, daß insbesondere bei 1 V im Randbereich des Fensters die Sperrschichttiefe die Reichweite der Protonen unterschreitet. Da eine unzureichende Berücksichtigung des Energieverlusts durch das Goldfenster hierbei nicht die Ursache sein kann, da sich sonst über den gesamten Bereich des Fensters dieses Profil ausdehnen würde, ist eher anzunehmen, daß das Modell scharfer Sperrschichtbegrenzung für das Detektorfenster unterhalb der Flachbandspannung nur eine grobe Näherung ist, zumal ein ähnlich abgerundetes Profil bei dem niederohmigen Detektor (1.2 V) zu verzeichnen ist.

2. Das Spannungsverhalten der Sperrschicht außerhalb des Detektorfensters

Aufgrund der bekannten Detektorgeometrie ist es möglich, die Abhängigkeit der Sperrschichttiefen von der Detektorspannung außerhalb des Fensters zu untersuchen.

Die Bestimmung der Ausdehnung der Sperrschicht jenseits der Gold-elektrode erwies sich als relativ schwierig, da wegen der Diskriminator-schwelle keine Aussage über die Sperrschichttiefen direkt unter der Detektoroberfläche getroffen werden konnte. Deshalb wurde anhand der Energiespektren der Versuch unternommen, die Ausdehnung der Verar-mungsschicht unter das Oxid zu extrapolieren.

Dazu wurde zunächst der Energiemittelwert (E_1) des Überlapp-Plateaus bestimmt, um diesen zur kleinsten registrierten Energie (E_2) der abfal-lenden Flanke zu addieren. Nach der Halbierung dieser Summe erhielt man praktisch den Mittelpunkt ($E_{1/2}$) des Sperrzonenrandes unter dem Oxid, welcher dann als Maß für die Ausdehnung definiert wurde (Abb.5.22).

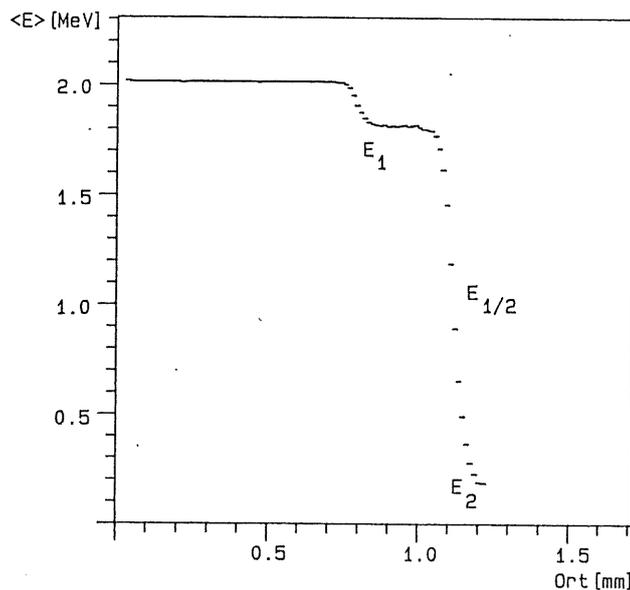


Abb. 5.22 : Extrapolation der Sperrschichtausdehnung unterm Oxid anhand von Energiespektren;

$$E_{1/2} = \frac{E_1 + E_2}{2}$$

Die Abb.5.23 zeigt die Spannungsabhängigkeit der Ausdehnung der Sperrschicht unterm Oxid. Für den niederohmigen Detektor ergibt sich, bis auf die niedrigen Spannungen, eine Proportionalität zur vierten Wurzel von U_{Det} , während sich eine entsprechende Abhängigkeit für den hochohmigen Detektor nicht ermitteln ließ. Die Fluktuation der Kurve erklärt sich aus dem in der Flanke auftretenden "Buckel", der eine verlässliche Ermittlung der Sperrschichtausdehnung nach der beschriebenen Methode nicht ermöglichte.

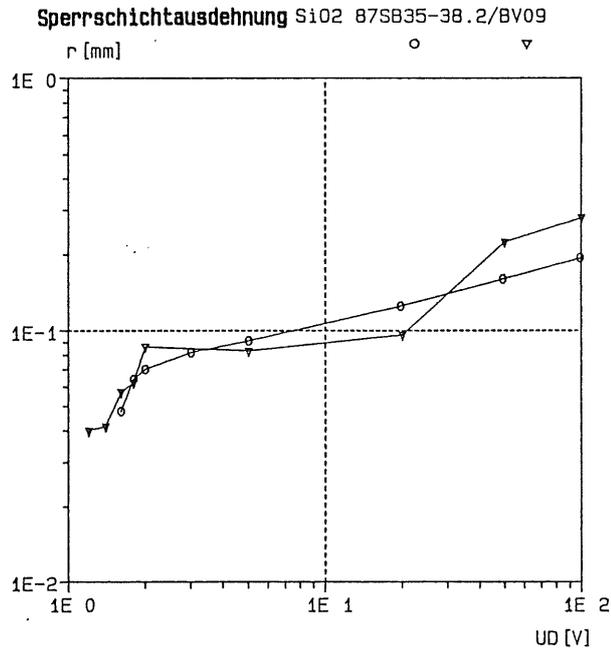


Abb. 5.23

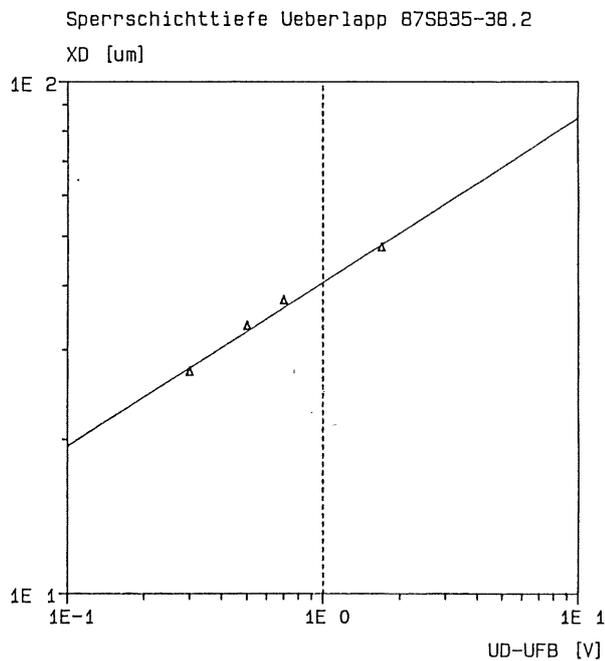


Abb. 5.24

In Abb.5.24 ist die Abhängigkeit der Sperrschicht unterm Überlapp von der Detektorspannung dargestellt. Da die Stufenprofile des 87BV09 als nicht zuverlässig anzusehen waren (Abschnitt V/1), sind nur diejenigen des 87SB35-38.2 aufgetragen. Wegen des verzögerten Einsetzens der Verarmung aufgrund der Flachbandspannung wurde diese von der Detektorspannung subtrahiert, damit der Einfluß der Oxidladungen auf die Sperrschichttiefe in dieser Darstellung ausgeschlossen bleibt.

Für die Sperrschichttiefen des Überlapps zeigt sich eine Proportionalität zur dritten Wurzel von U_{Det} , so daß sich außerhalb des Detektorfensters insgesamt ein abweichendes Verhalten zu Gleichung II.1 (S.2-4) feststellen läßt.

Zur Relativierung der festgestellten Abweichung von der Theorie, insbesondere bzgl. des Sperrschichtverhaltens außerhalb der Goldelektrode, sei gesagt, daß aufgrund der Unschärfe der Energie bei niedrigen Detektorspannungen und besonders im Bereich der Flanke ein Fehler bei der Bestimmung der Sperrschichtausdehnung im Prozentbereich nicht zu vermeiden war.

VI. Zusammenfassung

Unter Verwendung einer Protonen-Mikrostrahlsonde wurden die Randbereiche von Siliziumdetektoren untersucht. Von besonderem Interesse war dabei die Ausdehnung der Sperrzone außerhalb des Detektorfensters und deren Spannungsabhängigkeit.

Zunächst mußte die von den Detektoren registrierte Energie der Protonen bestimmt werden. Da die Messungen am Van-de-Graaff nicht reproduzierbar waren, konnten die Einflüsse der Meßelektronik (Ladungsteilung) nur mit einem α -Test verifiziert werden.

Diese Methode zur Energiebestimmung hatte aber nur im oberen Spannungsbereich Erfolg. Da sich unter dem Einfluß der Protonenbestrahlung die Flachbandspannung verschob, konnte die Energie entweder nur über die Sperrschichttiefe (für $d < 48 \mu\text{m}$) bestimmt werden, oder sie wurde auf die Einschußenergie normiert ($d > 48 \mu\text{m}$).

Mit den ermittelten Energiespektren wurden dann die dazugehörigen Sperrschichtprofile berechnet. Dabei ergab sich insbesondere bei hochohmigem Material, wie auch schon in früheren Arbeiten [3,5], eine Ausdehnung der empfindlichen Fläche bis weit unter das Oxid.

Eine Untersuchung zur Spannungsabhängigkeit der Verarmungszone außerhalb des eigentlichen Detektorfensters zeigte eine Abweichung vom theoretisch erwarteten Spannungsverhalten ($d \sim \sqrt{U_{\text{Det}}}$). Auch ist die Sperrschichtbegrenzung im Randbereich nicht als "scharf" zu bezeichnen, was auf den Einfluß der Überlappstruktur zurückzuführen ist.

Bezüglich der Verwendung von Überlapp-Detektoren im Plug-Kalorimeter ist festzustellen, daß dieser Detektortyp im Vergleich zu den Detektoren *ohne* Überlapp eine flächendeckende Messung von Teilchenenergien besser ermöglicht, da hier eine größere Ausdehnung der Sperrschicht unter den Oxidrand erfolgt [3].

Literaturverzeichnis

- [1] H.H.Andersen, J.F.Ziegler : "Stopping Powers and Ranges in all Elements", Vol.4, New York 1977
- [2] H.Neuert : "Kernphysikalische Meßverfahren", Karlsruhe 1966
- [3] A.Burmeister : "Herstellung und Untersuchung von ortsempfindlichen Silizium-Streifendetektoren", Staatsexamensarbeit Hamburg 1986
- [4] S.M.Sze : "Physics of Semiconductor Devices", 2nd Edition, New York 1981
- [5] J.Nagel : "Untersuchungen an oxidpassivierten Oberflächensperrschicht-Detektoren mit Mosaik-Konfiguration", Diplomarbeit Hamburg 1985
- [6] R.Wunstorf : "Untersuchungen zur Diodencharakteristik von Silizium-Oberflächensperrschichtdetektoren", Staatsexamensarbeit Hamburg 1986
- [7] H.Bichsel, Chr.Tschalaer : "A Range Energy-Table for Heavy Particles in Silicon", University of California, Berkeley 1967
- [8] H.H.Andersen, J.F.Ziegler : "Stopping Powers and Ranges in all Elements", Vol.3, New York 1977
- [9] M.Rollwagen : "Strahlenschädigung von Silizium-Oberflächensperrschichtdetektoren mit 21 MeV-Protonen", Diplomarbeit Hamburg 1989
- [10] I.Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg : Jahresbericht 1986/87

Ich versichere, daß ich diese Arbeit ohne fremde Hilfe verfaßt und mich dabei anderer als der angegebenen Hilfsmittel nicht bedient habe.

Mit einer späteren Ausleihe der Arbeit bin ich einverstanden.