Kapitel 2

Photomultiplier XP 4702

Die Entwicklung neuer Photomultiplier für Detektoren mit szintillierenden Fasern gründet sich auf der Tatsache, daß dicht gepackte Faserschichten im Detektor auch entsprechend kompakte Photomultiplier erfordern. Bisher gebräuchliche Einkanalphotomultiplier sind oft zu voluminös, und ihr Preis-Kanal-Verhältnis ist in der Verwendung mit Fasern zu hoch (falls man nicht mehrere Fasern auf einen Multiplier führt und die Information, welche der Fasern von einem Teilchen getroffen wurde, aus einem zusätzlichen Trigger erhält).

Positionssensitive Photomultiplier dagegen können mehrere Fasern auf nur einer Photokathode mit einer eindeutigen Zuordnung auslesen. Diese Eindeutigkeit bleibt jedoch nur gewahrt, solange keine Mehrfachereignisse eintreten (z.B. wenn zwei Fasern gleichzeitig von demselben Teilchen getroffen werden). Diesen Nachteil besitzt der Multiplier XP 4702 von VALVO nicht, denn jedem der 64 Pixel der Photokathode (auf die die Fasern positioniert werden) kann ein von den anderen Pixeln unabhängiges Signal entnommen werden. In einem Gehäuse sind sozusagen 64 getrennte Einkanalphotomultiplier mit einer gemeinsamen Spannungsversorgung zusammengefaßt.

Dieser Multiplier scheint also für den Einsatz in einem Scintillating Fiber Detektor (SFD), und damit auch in dem geplanten Detektor für das Anregungsfunktionsexperiment, besonders geeignet zu sein. Aus diesem Grund soll hier näher auf den Aufbau und die Eigenschaften dieses Photomultipliers eingegangen werden.

2.1 Aufbau des Multipliers

Der VALVO XP 4702 ist ein linear verstärkender Head-On-Photomultiplier.
Die Bezeichnung ’Head-On’ und ’Side-On’ charakterisiert die Lage der Kathode relativ zum

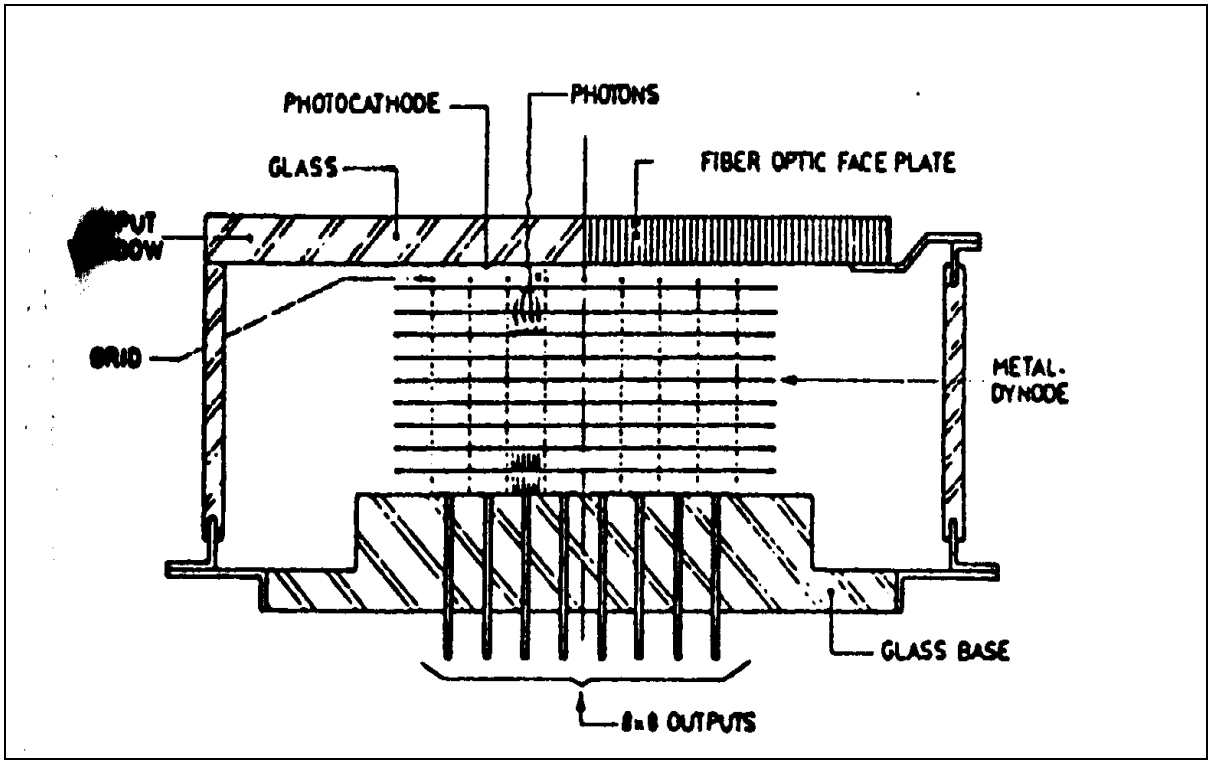

Abb. 2.1 Schnitt durch den VALVO XP 4702 [BOU 87]

Glaskörper des Photomultipliers. Im Head-On Typ befindet sich die Photokathode auf der Stirnseite des Multipliergehäuses.

Die spektrale Empfindlichkeit der semitransparenten Kathode (Material : SbKCs) des Photomultipliers XP 4702 von VALVO liegt bei 400 ± 30 nm, also im Bereich der Emissionsspektren üblicher Plastikszintillatoren und szintillierender Fasern.

Die Kathodenoberfläche setzt sich aus einem Raster von 8 x 8 voneinander getrennten Pixeln zusammen, wobei die effektive Fläche 20 x 20 mm^2 beträgt. Jedes einzelne Pixel nimmt eine Fläche von 2.54 x 2.54 mm^2 ein und kann eindeutig einem Kanal zugeordnet werden (Abb. 2.1).

Die Unabhängigkeit der Ausgänge liegt darin, daß jedes Pixel der Kathodenoberfläche im Prinzip einen Vervielfachungskanal besitzt, der selbst wiederum aus 16 einzelnen Vervielfachungskanälen (Durchmesser jeweils 0.3 mm) besteht (Abb. 2.2). Der Grund dieser 16-fachen Unterteilung ist ein Kompromiß aus einer noch effektiven Vervielfältigung der erzeugten Photoelektronen (PE) und der Minimierung des Übersprechens von Sekundärelektronen in den Vervielfachungskanälen.

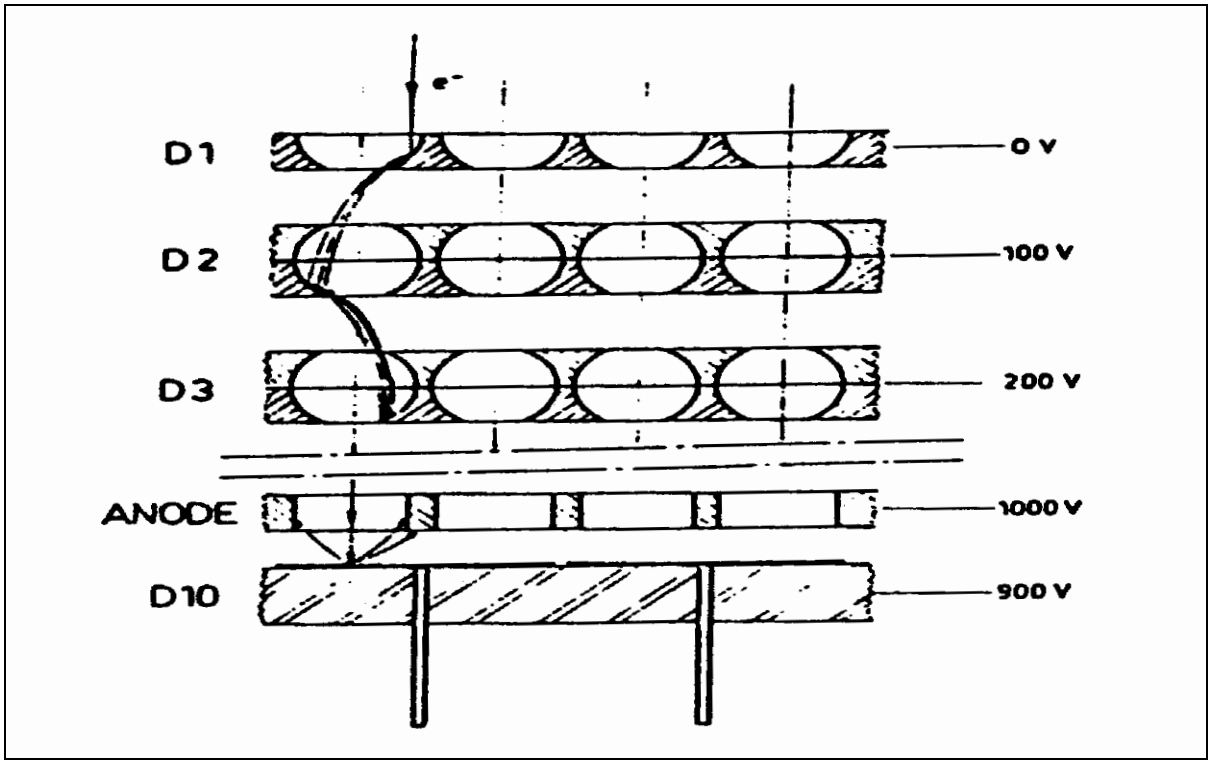

Abb. 2.2 Vervielfachungskanäle des XP 4702 [BOU 87]

Alle 64 Kanäle besitzen eine gemeinsame Spannungsversorgung, die das Potential der zehn Dynodenstufen, der Anode und der zwei Gitter festlegt. Die Gitter, die zwischen Kathode und erster Dynode liegen, dienen der Fokussierung der Photoelektronen auf die erste Dynode und spielen somit im Hinblick auf die Größe des Ausgangsstroms und des Übersprechens zwischen zwei Pixeln eine entscheidende Rolle (s. Abschnitt 2.5).

Die Signale der Pixel werden an den 64 Dynoden d10 abgegriffen. An der Anode liegt das Summensignal aller 64 Pixel an und kann zu Triggerzwecken benutzt werden.

Durch die Polarität der angelegten Anodenspannung wird das Vorzeichen des Pixelsignals festgelegt. Die Erklärung liegt in der Tatsache, daß sich die Anode, von der Kathode aus gesehen, vor der letzten Dynode d10 befindet (Abb. 2.2). Dadurch ergeben sich zwei verschiedene Wirkungsweisen des Multipliers in Abhängigkeit von der Polarität der Anodenspannung:

- bei negativer Spannung wirkt die Anode als elektronenfokussierendes Gitter auf Dynode 10; sowohl das Anoden- als auch das Pixelsignal sind negativ
- bei positivem Potential erhält man den zusätzlichen Verstärkungsfaktor von Dynode 10; hierbei bleibt das Anodensignal negativ; das Pixelsignal wird allerdings positiv.

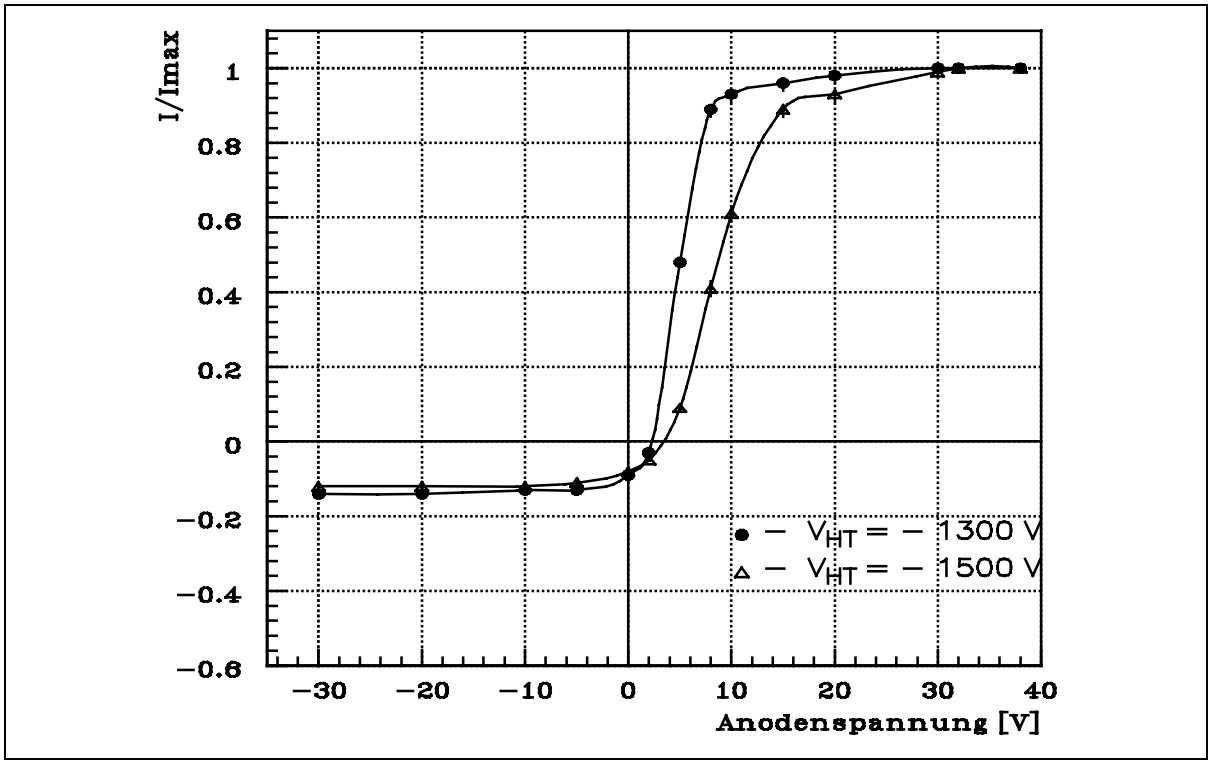

Abb 2.3 Abhängigkeit des Pixelausgangsstromes von der Anodenspannung

Aus der Messung des Ausgangsstroms in Abhängigkeit des Anodenpotentials läßt sich der Verstärkungsfaktor g_{10} von Dynode 10 bestimmen (Abb. 2.3).

$$g_{10} = \frac{(I / I_{max})_{pos}}{(I / I_{max})_{neg}} \qquad (2.1)$$

Dabei werden für $(I / I_{max})_{pos}$ der Wert bei V_a = + 32 V entsprechend für $(I / I_{max})_{neg}$ der bei V_a = - 32 V eingesetzt.

Es ergeben sich folgende Verstärkungsfaktoren:

V_{ht} = - 1300 V : g_{10} = 6

V_{ht} = - 1500 V : g_{10} = 9

Sie liegen also im Bereich gebräuchlicher Multiplier, und man erwartet daher ein ähnliches Verhalten der Gesamtverstärkung von der Hochspannung (s. auch Anhang A).

In allen weiteren Untersuchungen wurde, in Hinblick auf den maximal erreichbaren

Ausgangsstrom, das Anodenpotential stets positiv und + 32 V gewählt. Das Ausgangssignal mußte dann für die Nachfolgeelektronik invertiert werden. Dies geschah mittels eines invertierbaren FanIn / FanOut der Firma LeCroy (FanIn/Out 428 F).

Da die Entwicklung und Herstellung des Multipliers noch nicht ausgereift sind, werden für die einzustellenden Parameter des Spannungsteilers nur Richtlinien vom Hersteller mitgeteilt; d.h., daß für jeden einzelnen Multiplier die optimale Betriebsart gewählt werden muß.

2.2 Spannungsteiler

Allgemein werden linearverstärkende Photomultiplier mit einer symmetrischen Spannungsteilung der Dynodenstufen betrieben (also gleichgroßen Potentialdifferenzen zwischen den Dynoden). Dies garantiert, daß der Emissionsfaktor jeder Dynode im Mittel gleichgroß ist, d.h., daß pro einfallendes Elektron im Mittel gleichviele Sekundärelektronen ausgelöst werden.

Für den Photomultiplier XP 4702 bietet VALVO keinen fertig konfektionierten Spannungsteiler an. Es wird lediglich in einer mit dem Multiplier mitgelieferten Schaltskizze ein symmetrischer Spannungsteiler empfohlen (Abb. 2.4; hier sind jedoch Anode a und Dynode d10 falsch eingezeichnet; die Anode liegt zwischen Dynode 9 und Dynode 10; s. Abb. 2.2). Die Möglichkeiten, die Potentiale der Gitter g1 und g2 und das Anodenpotential separat einzustellen, sind nicht vorgesehen. Ein nach dieser Skizze nachempfundener Spannungsteiler könnte somit nicht an den jeweiligen Multiplier angepaßt werden.

Deshalb wurde in dieser Untersuchung ein optimierter Spannungsteiler (Abb. 2.5) in Anlehnung an den Schaltplan von G. COMBY [COM 88] konstruiert.

2.2.1 Aufbau des optimierten Spannungsteilers

Zur Erläuterung des optimierten Spannungsteilers seien hier kurz die wichtigsten Bauelemente und deren Funktionen erläutert (s. Abb. 2.5).

Das Potential der Anode wird über eine externe Spannungsquelle eingestellt, die im Bereich zwischen - 32 V und + 32 V regelbar ist.

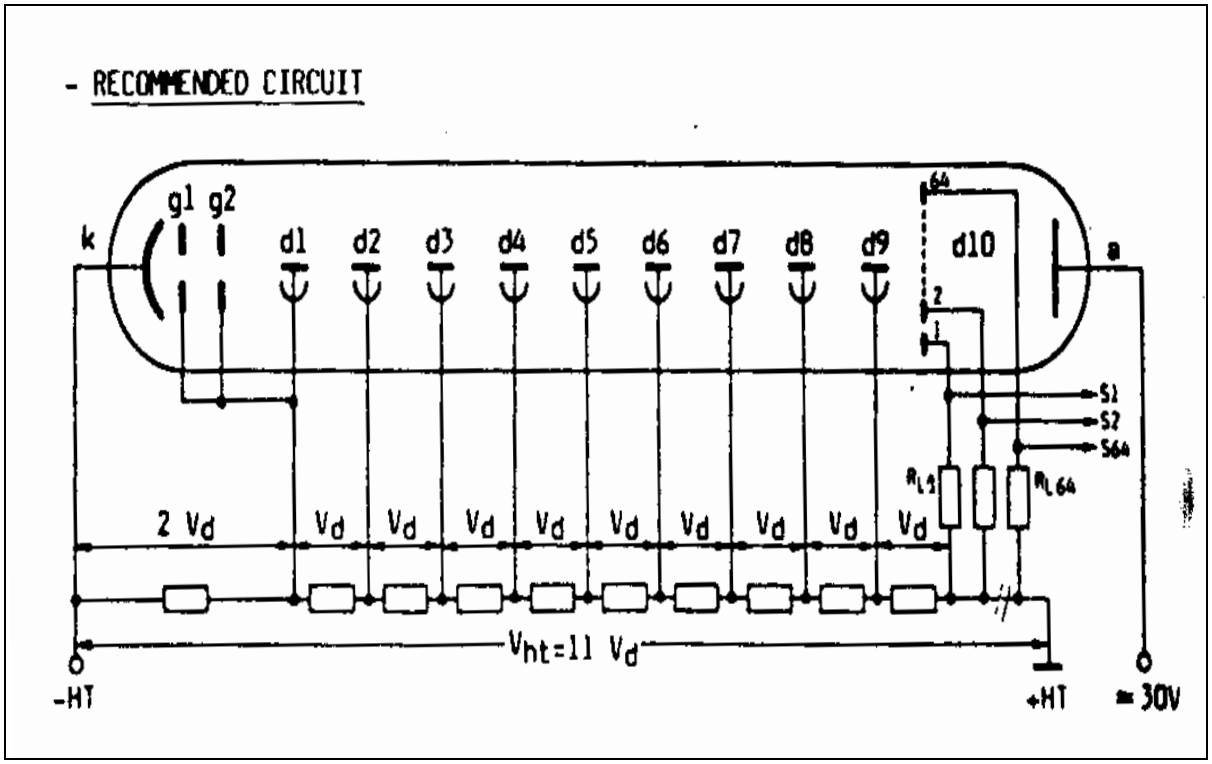

Abb 2.4 Spannungsteiler von VALVO empfohlen [PHI 89]

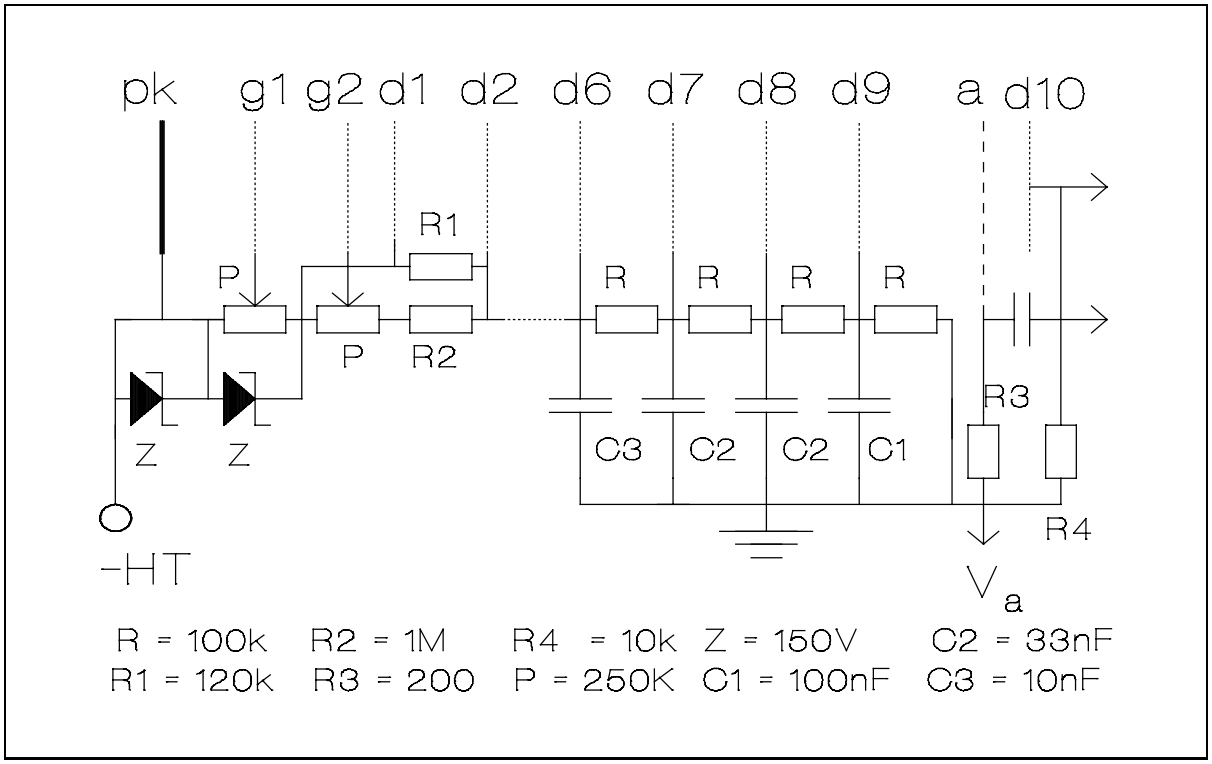

Abb. 2.5 Optimierter Spannungsteiler für den XP 4702

Die Widerstände R von Dynode d2 bis Dynode d9 bewirken eine konstante Potentialdifferenz zwischen diesen Dynodenstufen. Um zu überprüfen, ob diese symmetrische Spannungsteilung für d2 bis d9 geeignet ist, wurde die Abhängigkeit des Ausgangsstroms von dem Potential einer Dynode (hier: Dynode d3) gemessen (Abb. 2.7). Bei dieser Messung wurden die Potentiale aller anderen Dynoden konstant gehalten. Der maximale Ausgangsstrom I ergibt sich, wenn das Potential V(d3) der Dynode d3 genau zwischen V(d2) und V(d4) liegt, also bei einer symmetrischen Spannungsteilung.

Der Widerstand R1 zwischen Dynode d1 und d2 muß jedoch etwas größer gewählt werden (R1 ≈ 1.2 R), um das größte Ausgangssignal zu erhalten (Abb. 2.8).
Dieser Effekt läßt sich auf die Auslösung von Elektronen aus d1 durch Photonen zurückführen, die direkt auf d1 treffen, ohne mit der Kathode wechselzuwirken. Durch das größere Potential zwischen d1 und d2 erhalten diese eine höhere kinetische Energie.

Die Zenerdioden Z halten eine konstante Potentialdifferenz von 300 V zwischen der Photokathode und d1. Dieser Spannungsabfall ist unabhängig von der außen angelegten Hochspannung und ändert sich deshalb nicht bei Spannungschwankungen im Spannungsteiler (wie z.B. Schwankungen durch Querströme oder durch Drift von Widerständenswerten aufgrund von Wärmeentwicklung).

Die Kapazitäten C1-C3 sollen bei einem großem Ladungsträgerfluß in den Vervielfachungskanälen des Multipliers die Potentiale der letzten Dynodenstufen (d6-d10) stabilisieren (das Potential einer Dynode sinkt durch Querströme in den Dynodenzweigen). Diese Querströme zwischen Multiplier und Spannungsteiler machen sich besonders bei hohen Zählraten in den Fasern und bei einer großen Anzahl von Photoelektronen bemerkbar.

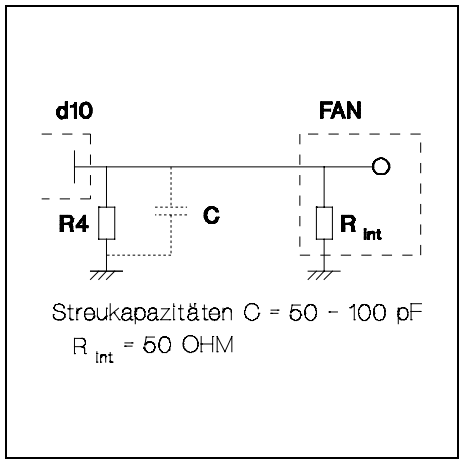

Abb. 2.6 RC - Glied am Ausgang des Multipliers

Die Signale der Pixel werden über die Widerstände R4 (R4 = 10 kΩ) abgegriffen. Da die Eingänge der nachfolgenden Elektronik mit 50 Ω (R_{int}) abgeschlossen sind und somit R4 gegenüber R_{int} zu vernachlässigen ist (s. Abb. 2.6), liegt die Zeitkonstante T_{RC} des RC-Gliedes am Ausgang von d10 in der Größenordnung der Zeitkonstanten T_{Puls} des Ladungsträgerpulses ($T_{RC} \approx T_{Puls} \approx$ 4-5 ns). Eine Vergrößerung der Anstiegszeit des Pixelsignals und damit der Zeitauflösung des

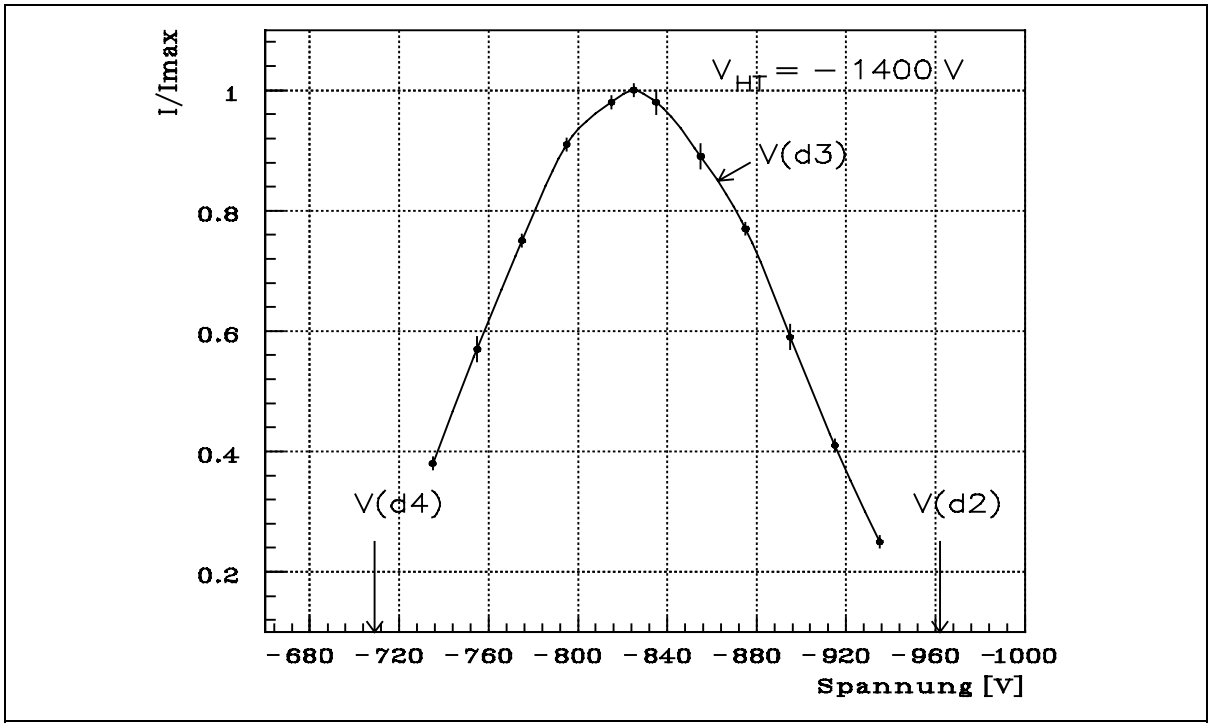

Abb. 2.7 Variation der Dynodenspannung V(d3) bei festgehaltenem Potential V(d2) von Dynode d2 und V(d4) von Dynode d4

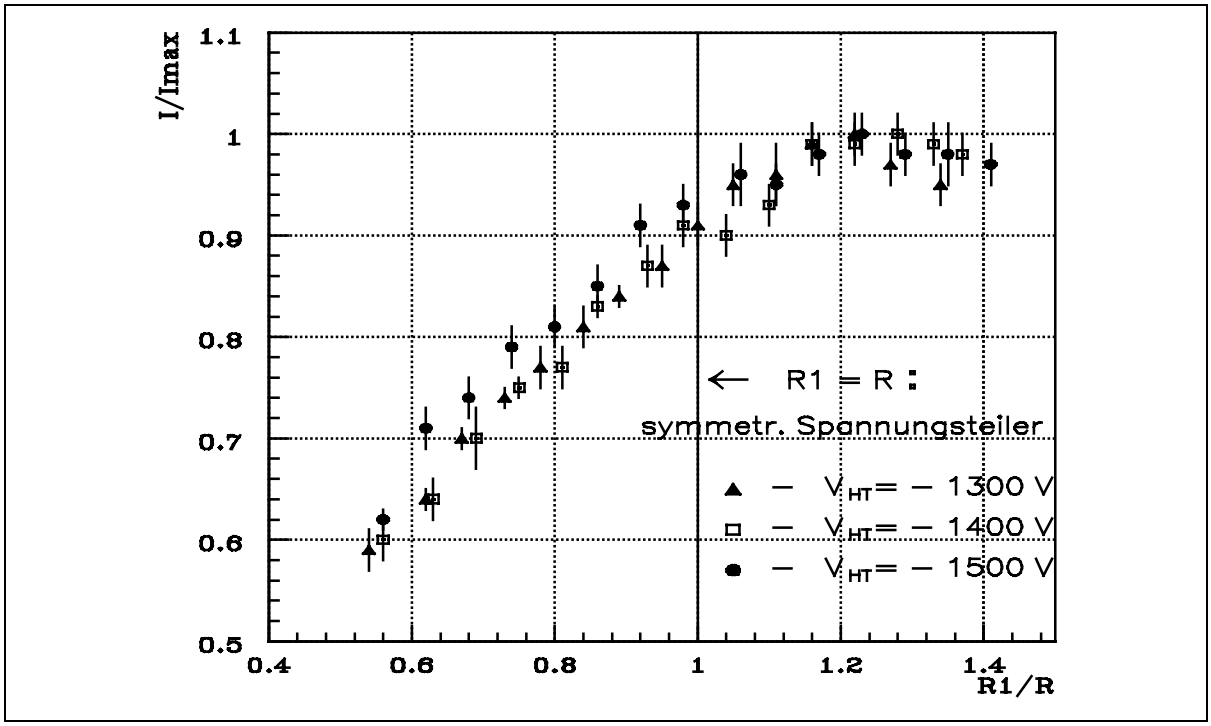

Abb. 2.8 Variation des Widerstandes R1 bei festgehaltenem Potential der anderen Dynoden

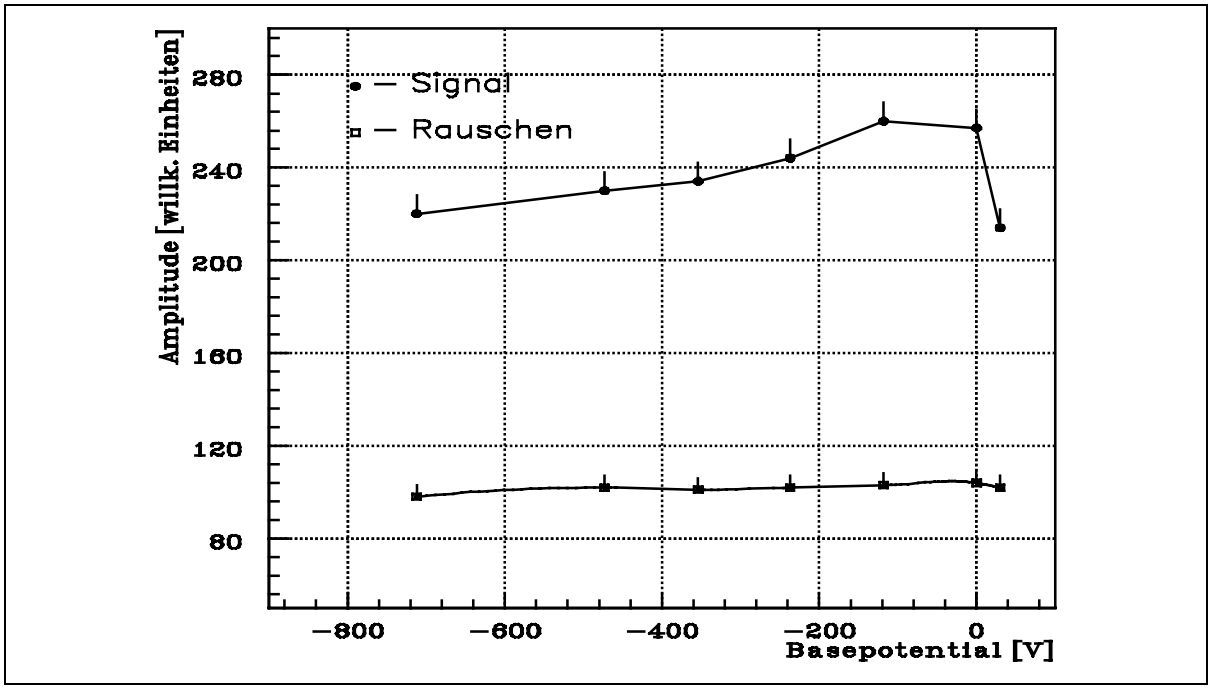

Abb. 2.9 Signal-Rausch-Verhältnis bei unterschiedlichem Basepotential

Multipliers durch R4 sind daher nicht zu erwarten.

Bei Ereignissen, die nur wenige Photoelektronen liefern, ist ein niedriges Rauschen der Röhre Voraussetzung, um das Signal vom Untergrund trennen zu können. Der Hersteller VALVO empfiehlt deshalb, den Metallring (ein Teil des Photomultipliergehäuses) auf Masse zu legen [PHI 89]. Um zu testen, ob eventuell noch andere an den Metallring angelegte Potentiale (= Basepotentiale) geeignet sind, wurde das Signal- und Rauschverhalten in Abhängigkeit des Basepotentials untersucht (Abb. 2.9). Man erkennt, daß das Potential keinen großen Einfluß auf das Signal-Rausch-Verhältnis hat. Unterschiede zwischen Pixeln in der Mitte und am Rand der Photokathode konnten nicht beobachtet werden. Der Metallring wurde deshalb stets auf Masse gelegt.

Für den optimalen Betrieb des Multipliers müssen noch die Potentiale der Gitter g1 und g2 eingestellt werden. Dies ist mittels der Potentiometer P möglich (Abb. 2.5).

2.2.2 Einstellung des Spannungsteilers

Die Gitter g1 und g2 dienen der Fokussierung der Photoelektronen auf Dynode 1 und

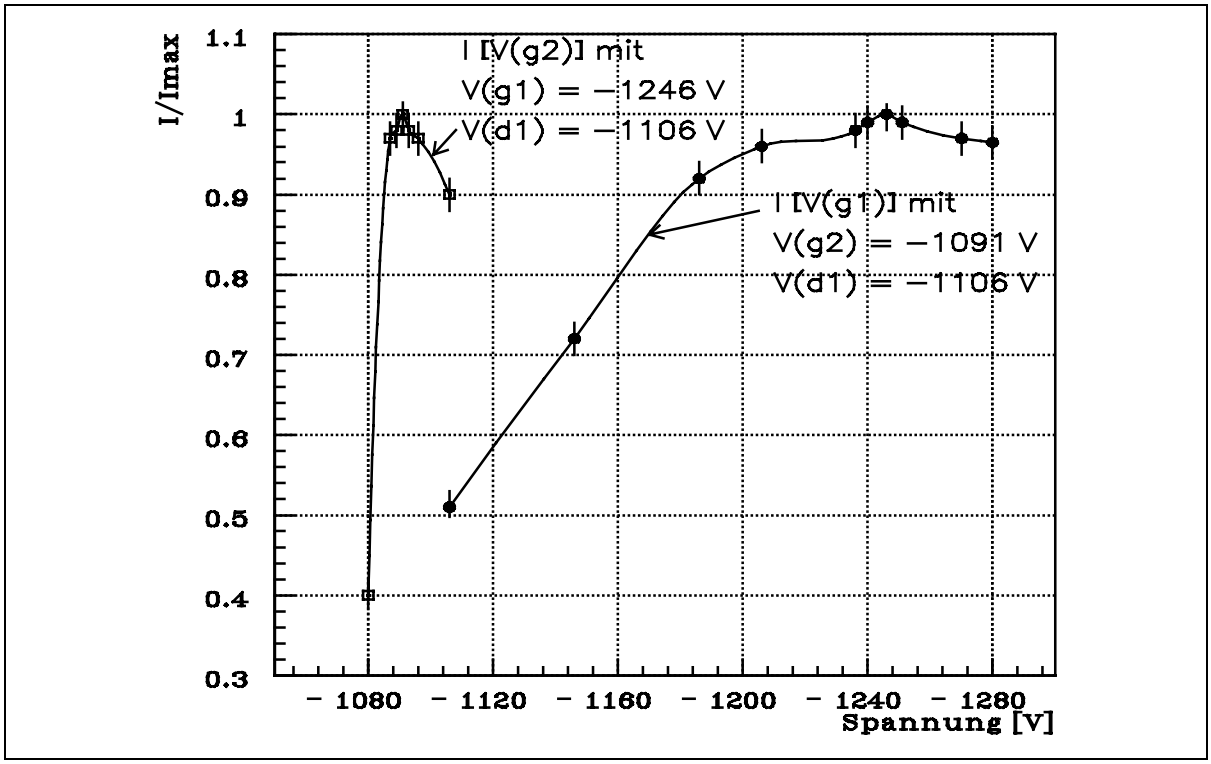

Abb. 2.10 Variation der Gitterspannungen V(g1) und V(g2) bei ΔV = 300 V ; $\Delta V = V(d1) - V_{PK}$

beeinflussen somit die Größe des Ausgangsstroms I.

Das Potential von g1 sollte Werte zwischen denen der Photokathode und der Dynode 1 annehmen, um die aus der Kathode austretenden Photoelelektronen in die Richtung von d1 zu beschleunigen. Ist Gitter g2 positiver gegenüber d1, erreicht man den Fokussierungseffekt auf d1. Somit liegen die Einstellbereiche der Gitter relativ zu d1 fest.

Gesucht sind nun die optimalen Feineinstellung der Gitterpotentiale in diesen Einstellbereichen. Dazu wird das Verhalten des Ausgangsstroms I für bestimmte, festgewählte Potentialdifferenzen ΔV (mit ΔV sei hier die Potentialdifferenz zwischen Photokathode und d1 bezeichnet: $\Delta V = V(d1) - V_{PK}$) in Abhängigkeit der Gitterpotentiale V(g1) und V(g2) untersucht (ΔV = 150V, 200V, 250V, 300V). Man variiert hierzu systematisch die Parameter V(g1) und V(g2) und sucht die Einstellung, bei der der gemessene Ausgangsstrom I am größten ist.

Graphisch dargestellt ergibt die Abhängigkeit I [V(g1), V(g2)] für festeingestelltes ΔV einen 3-dimensionalen Plot. Um die Abhängigkeit von I von nur einem Gitterpotential zu veranschaulichen, wird der 3-dimensionale Plot im Punkt I $[V(g1), V(g2)]_{max}$ des größten

Ausgangsstroms auf die beiden Achsen V(g1) und V(g2) projeziert. Man erhält in diesen Projektionen die Abhängigkeit des Ausgangsstroms von nur einem Gitterpotential. Das jeweilig andere Gitterpotential ist dann der Parameter der Kurve.

Abb. 2.10 zeigt die Messung für ΔV = 300 V. In dieser Abbildung sind beide Kurven mit jeweils einem festgewählten Gitterpotential eingezeichnet.

Man beachte die starke Abhängigkeit von Gitterpotential V(g2), die darauf zurückzuführen ist, daß die Fokussierung der Photoelektronen auf d1 im wesentlichen durch Gitter g2 beeinflußt wird (Gitter g2 liegt dichter an d1 als Gitter g1 und hat ein positves Potential gegenüber d1). Die Einstellung von g2 sollte also mittels eines Feintriebpotentiometers durchgeführt werden, um die Feinheit der Einstellung zu erhöhen.

Desweiteren konnte im Gegensatz zu den Messungen von G.COMBY [COM 88] nur eine geeignete Einstellung der Gitter festgestellt werden. Der Fall V(g1) = V(g2) = V(d1) ergab einen, relativ zu der hier gefundenen optimalen Einstellung, um 20% niedrigeren Ausgangsstrom.

Sucht man nun für verschiedene Werte ΔV (dazu müssen die Zenerdioden des Spannungsteilers (Abb. 2.5) entsprechend ausgetauscht werden) die optimalen Gitterpotentiale V(g1), V(g2), so erkennt man, daß sie jeweils auf einer Geraden liegen (Abb. 2.11).

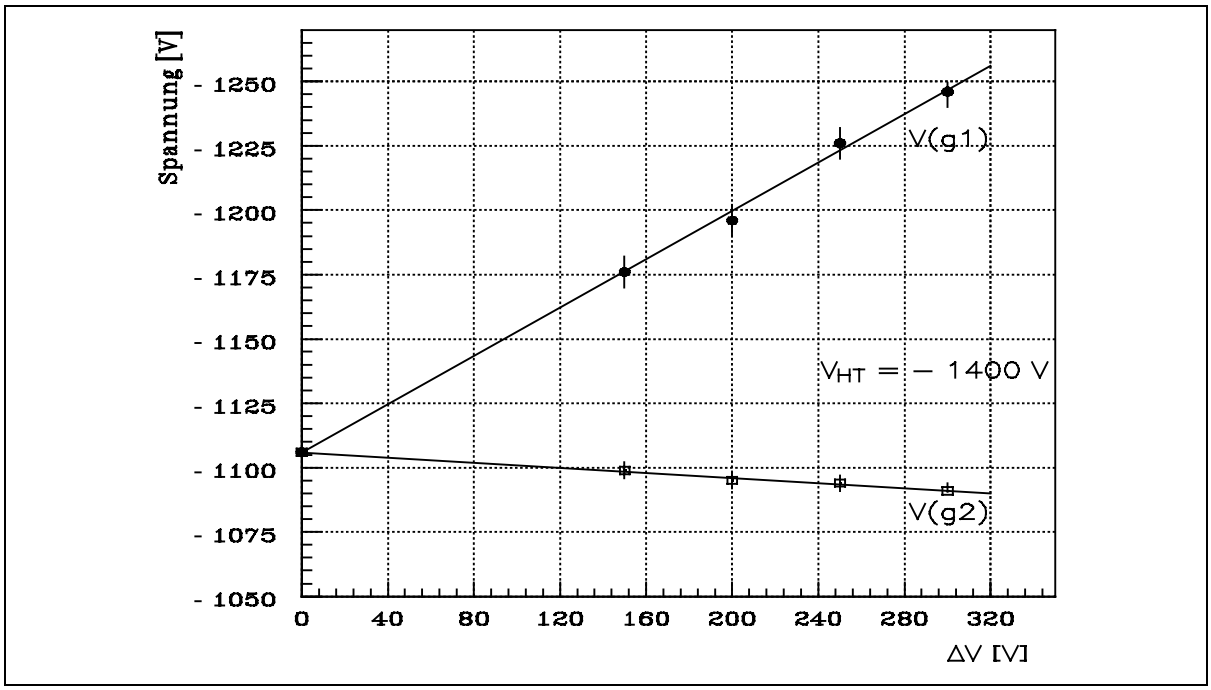

Abb. 2.11 Optimale Gittereinstellung V(g1) und V(g2) für 4 verschiedene Werte ΔV ; $\Delta V = V(d1) - V_{PK}$

Aus einer Regression ergibt sich :

$$V(g1) = V(d1) + 0.47 \cdot \Delta V$$
$$V(g2) = V(d1) - 0.05 \cdot \Delta V \qquad (2.2)$$

Mit den Parametern ΔV = 300 V, V_a = + 32 V und den nun gefundenen optimalen Gittereinstellungen werden alle folgenden Messungen durchgeführt.

2.3 Effizienz der Verstärkungskanäle

Die relative Effizienz von Photomutlipliern einer Bauserie, d.h, der, bei gleich ausgeleuchteter Kathode, gemessene Ausgangsstrom, ist im allgemeinen unterschiedlich. Dies liegt hauptsächlich an der jeweiligen Ansprechwahrscheinlichkeit (**Q**uantum**e**fficiency : QE) der Photokathode und den Vervielfältigungsprozessen der Dynodenstufen.

Da der Multiplier XP 4702 von VALVO 64 getrennte Kanäle besitzt, erwartet man, daß auch dieses Modell Schwankungen von Kanal zu Kanal aufweist.

Um dies zu vermessen, wurde eine exakt (1/10 mm Genauigkeit) verfahrbare Halterung vor das Eintrittsfenster der Kathode montiert. An dieser Halterung ist eine blaue Leuchtdiode befestigt, die, von einem Pulsgenerator (PHILIPS PM 5715 pulse generator 1 Hz - 50 MHz) angesteuert, die jeweils konstante Lichtmenge liefert (Abb. 2.12).

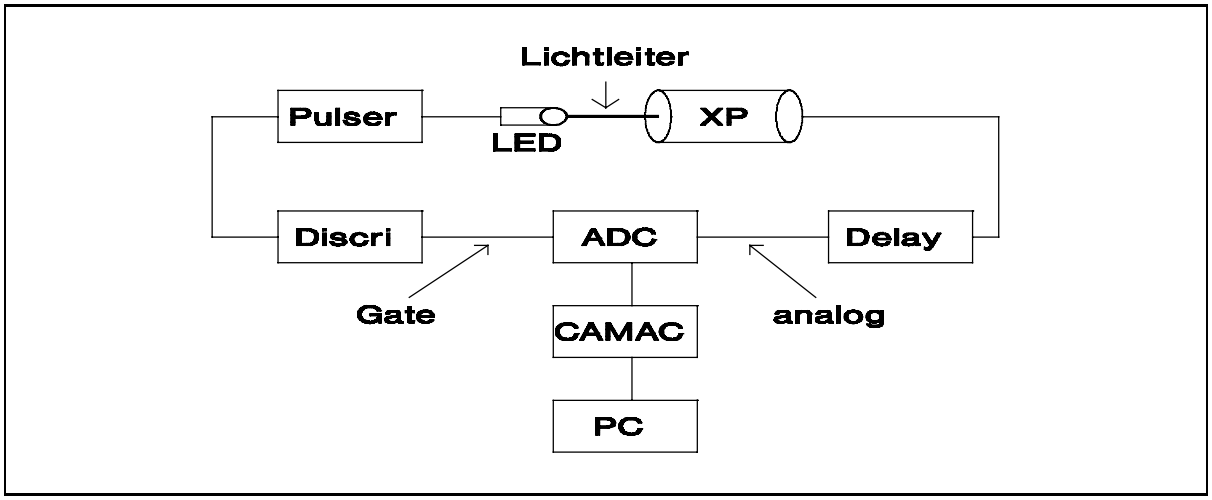

Abb. 2.12 Aufbau d. Multipliertestandes

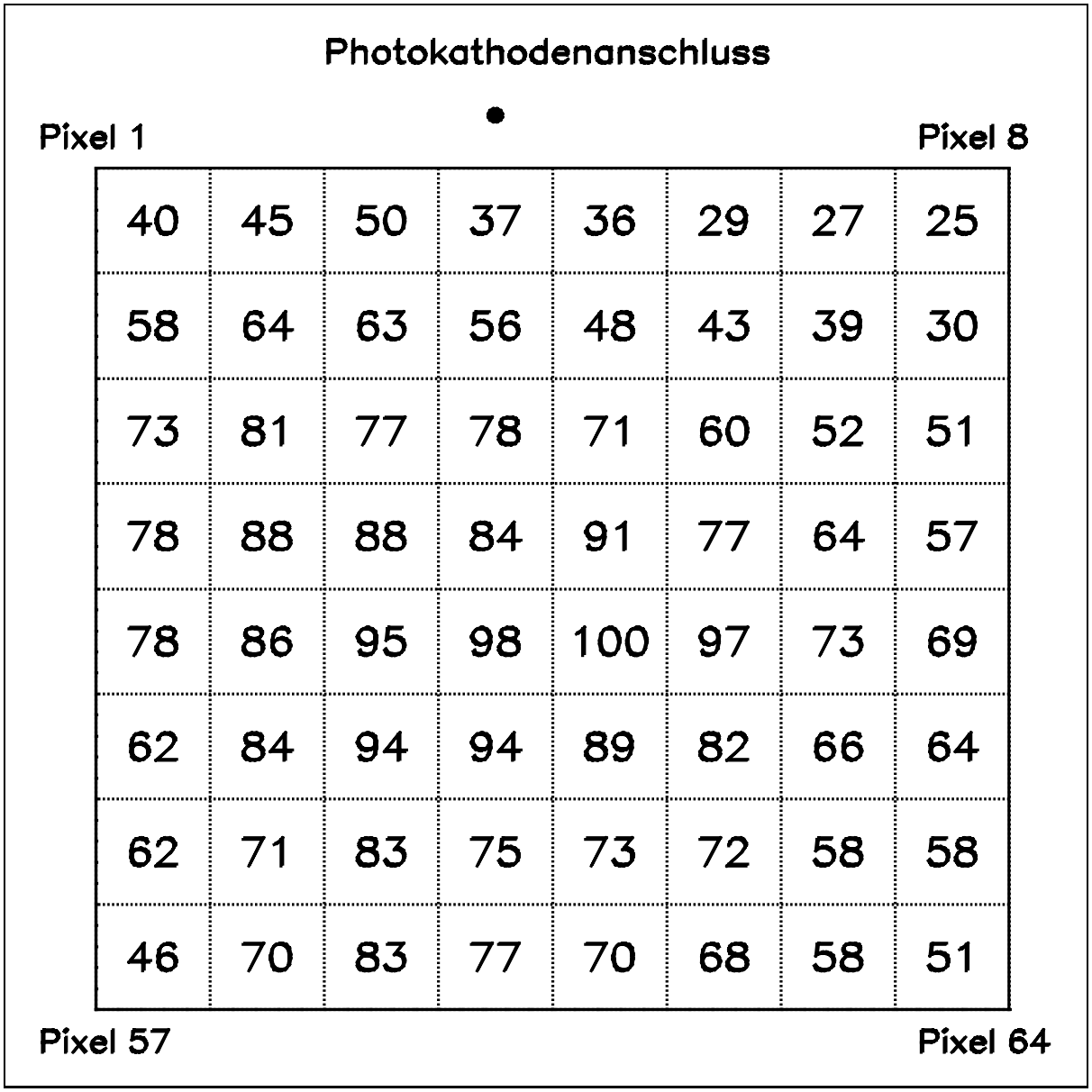

Abb. 2.13 Rel. Homogenität [%] d. Ausgangskanäle zum max. gemessenen Ausgangsstrom

In Abhängigkeit von der entsprechend auf ein Pixel zentrierten Position der Diode wird der Ausgangsstrom bestimmt. Abb. 2.13 zeigt das Resultat der gemessenen Homogenität der Kanäle. Man erkennt einen globalen Abfall der Effizienz zu den Randzonen der Kathodenoberfläche. Die maximale Abweichung beträgt 75 % , im Mittel schwankt die Homogenität um 29 % .

Der Hauptgrund dieser Schwankungen ist nach G.COMBY [COM 88] in den Verstärkungskanälen und nicht in lokalen Abweichungen der Kathodeneffizienz zu sehen.

2.4 Ein - Elektron - Nachweis

Der Nachweis des Ein - Elektronen - Signals (SEP : **S**ingle - **E**lectron - **P**eak) des verwendeten Multipliers ermöglicht einen Vergleich der abgeschätzen, zu erwartenden Photoelektronenzahl mit der Messung (siehe z.B. Abschnitt 3.3.5).

Voraussetzung für die Detektion des SEP sind im besonderen eine gute Ansprechwahrscheinlichkeit der Kathode und eine geringe thermische Emission der Dynoden.

Die Vormessung wurde mit dem in Abschnitt 2.3 beschriebenen Aufbau (Abb. 2.12) durchgeführt und exemplarisch für Pixel 27 und Pixel 43 graphisch dargestellt (Abb. 2.14).

Mit der Amplitude des Pulsgenerators (Frequenz: 10 kHz) wird die Intensität der Leuchtdiode reduziert, so daß sich der Peak im ADC - Spektrum zu niedrigeren Kanälen hin bewegt. Ab einem gewissen Punkt kann die Intensität weiter verringert werden, ohne daß der Peak weiterwandert. Es ändert sich dann nur noch seine Höhe. Die in diesem Punkt eingestellte Intensität entspricht der Lichtmenge, die auf der Kathode im Mittel ein Photoelektron auslöst. Der damit detektierte Peak ist der SEP des Multipliers.

Aus der Lage des SEP läßt sich bei späteren Messungen die Anzahl der Photoelektronen bestimmen. Dazu drückt man die Lage des gemessenen Peaks, entsprechend mit den jeweiligen Verstärkungsfaktoren ($gain_{SEP}$, $gain_{Messung}$) gewichtet, als Vielfaches der Lage des SEPs aus (Voraussetzung ist lediglich, daß man im linearen Bereich des ADC arbeitet).
Die Anzahl der Photoelektronen berechnet sich dann aus Formel (2.3).

$$N_{PE} = \frac{gain_{SEP}}{gain_{Messung}} \cdot \frac{Peak_{Messung}\ [Kanalzahl]}{Peak_{SEP}\ [Kanalzahl]} \qquad (2.3)$$

Das Resultat (Abb. 2.14) zeigt, daß sich das Auffinden des SEP des Multipliers XP 4702 sehr schwierig gestaltet. Entgegen der Messung von G. COMBY [COM 87] konnte der SEP hier nicht deutlich vom Dynodenrauschen getrennt werden. Untersuchungen anderer Pixel ergaben auch keine weiterführenden Erkenntnisse.

Als Vergleich sei auf die Messung des SEP des Photomultipliers HAMAMATSU R 1635-02 (s. Abb. 2.15) verwiesen. Der Grund der klareren Struktur liegt einerseits in der höheren Quantumefficiency QE des HAMAMATSU R 1635-02 (QE = 25 %) [HAM 88] gegenüber der des 64-fachen Multiplier XP 4702 (QE = 16 %) [VAL 89], andererseits in

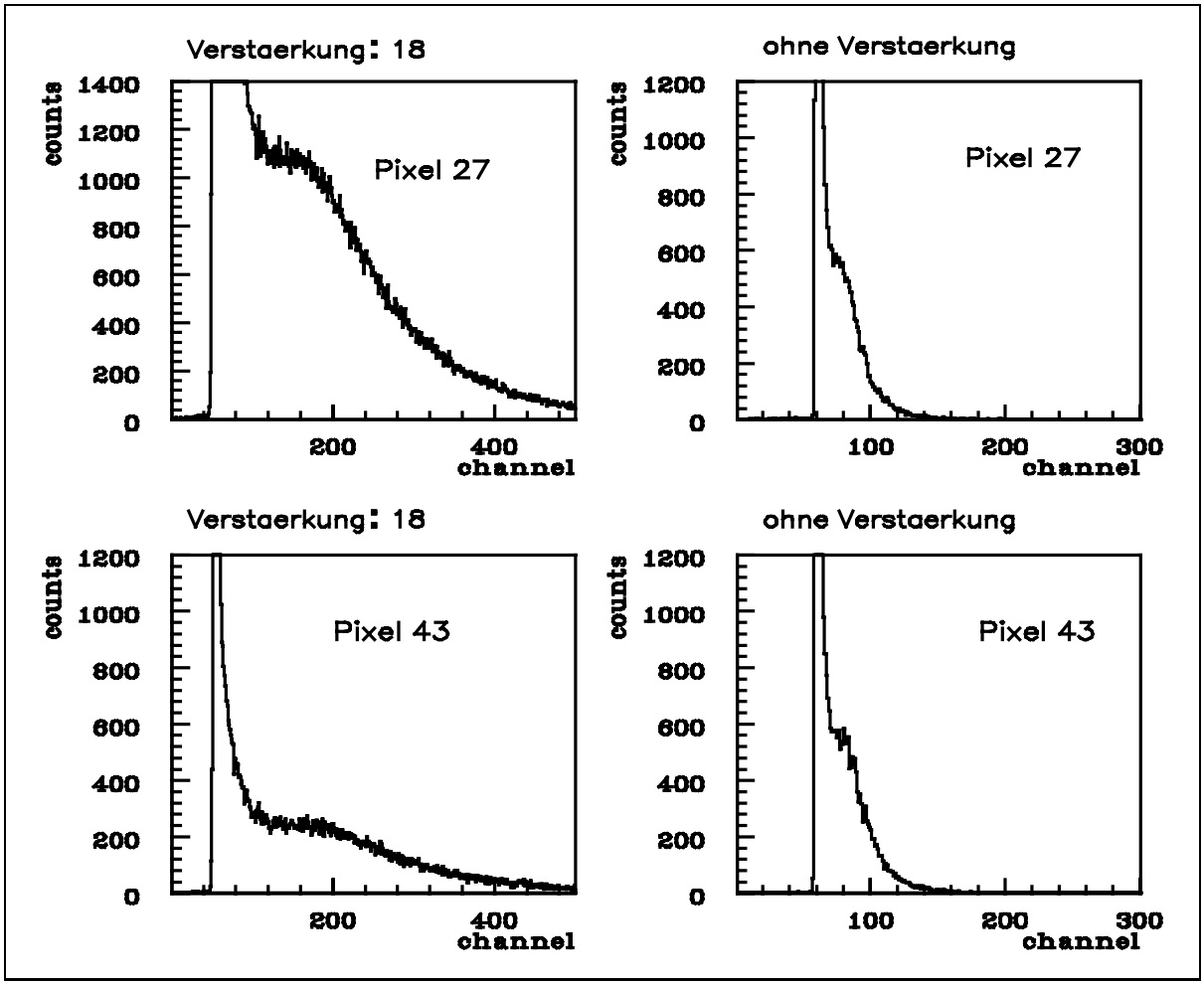

Abb. 2.14 SEP des VALVO XP 4702

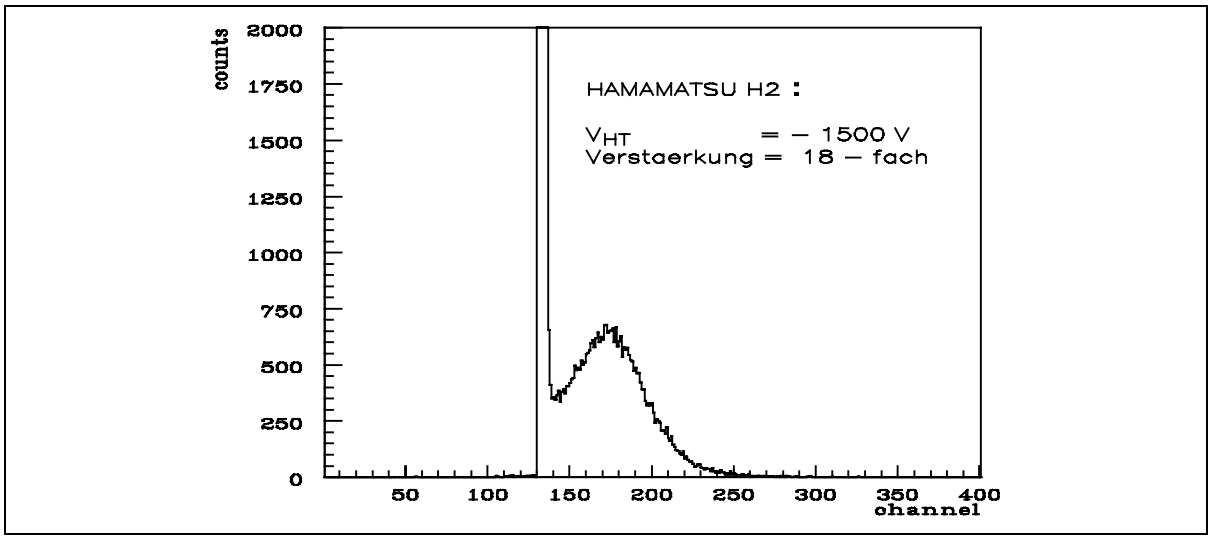

Abb. 2.15 SEP des HAMAMATSU R 1635-02

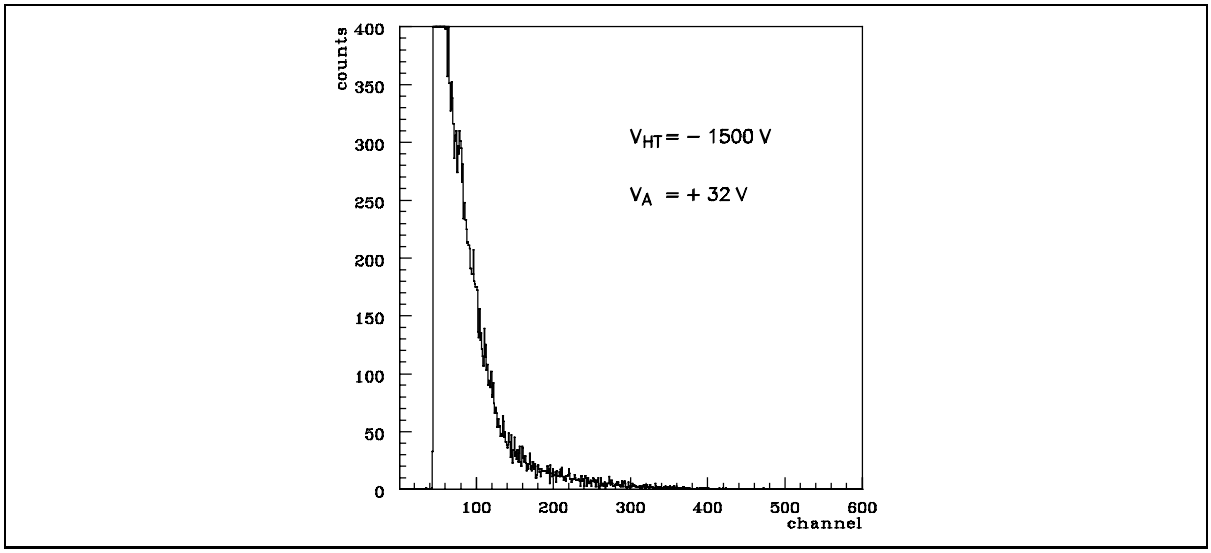

Abb. 2.16 Rauschen des VALVO XP 4702

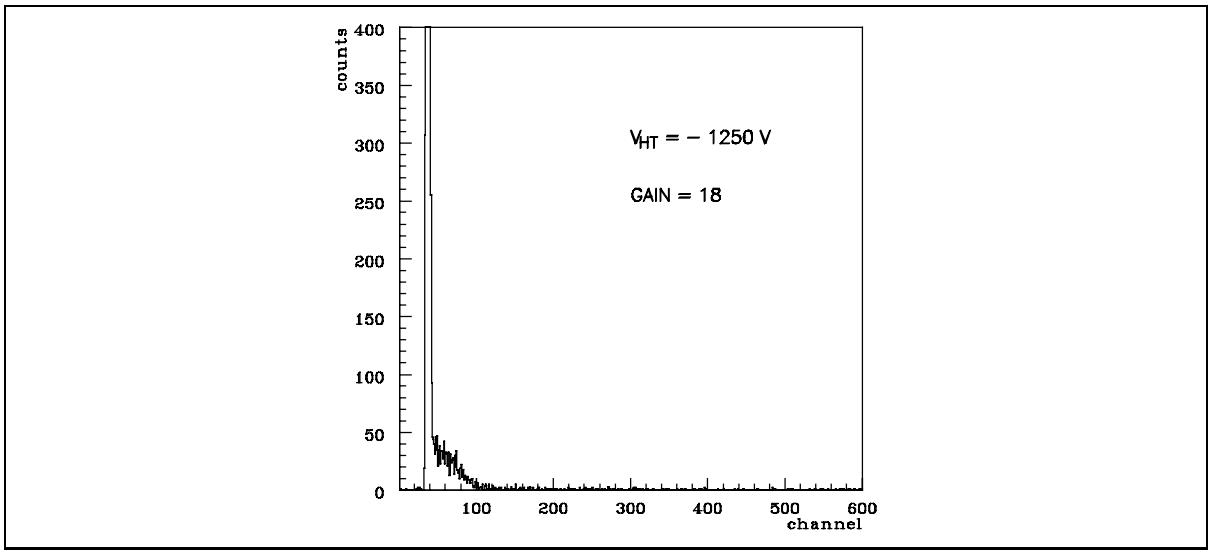

Abb 2.17 Rauschen des HAMAMATSU R 1635-02

verschiedenen Dynodenmaterialien.

Dieser auffallende Unterschied der beiden Multiplier ist auch in einem größeren Dynodenrauschen des VALVO XP 4702 zu erkennen (Abb. 2.16 und 2.17). Dabei wurden jeweils über gleiche Zeiten ADC-Spektren aufgenommen, der Multiplier R 1635-02 noch zusätzlich 18-fach verstärkt.

2.5 Übersprechen der Kanäle

Der Vorteil auf der einen Seite, alle 64 Kanäle auf einer Fläche von 20 x 20 mm^2 zu konzentrieren, bringt andererseits den Nachteil mit sich, daß bei der Verwendung von Fasern zunehmender Größe das Übersprechen ('Crosstalk') in angrenzende Kanäle immer bedeutender wird.

Das Übersprechen, das durch die Sekundärelektronen der Dynoden erzeugt wird, kann wegen der speziellen Konstruktion der Vervielfachungskanäle weitgehend ausgeschlossen werden. Einzig die von der Kathode emittierten Photoelektronen können die benachbarten Kanäle beeinflussen. Dieser Effekt wird jedoch durch die Potentiale der Gitter gering gehalten.

Das optische Übersprechen dagegen ist viel bedeutender. Aus der Faser austretende Photonen können schon durch Streuung in dem 3 mm dicken Eintrittsfenster in benachbarte Pixel übertreten. Die Parameter, die diesen Effekt bestimmen, sind nicht allein die Fasergröße, sondern auch die Dicke des Fensters, der Faserquerschnitt und die Form des Faserendes.

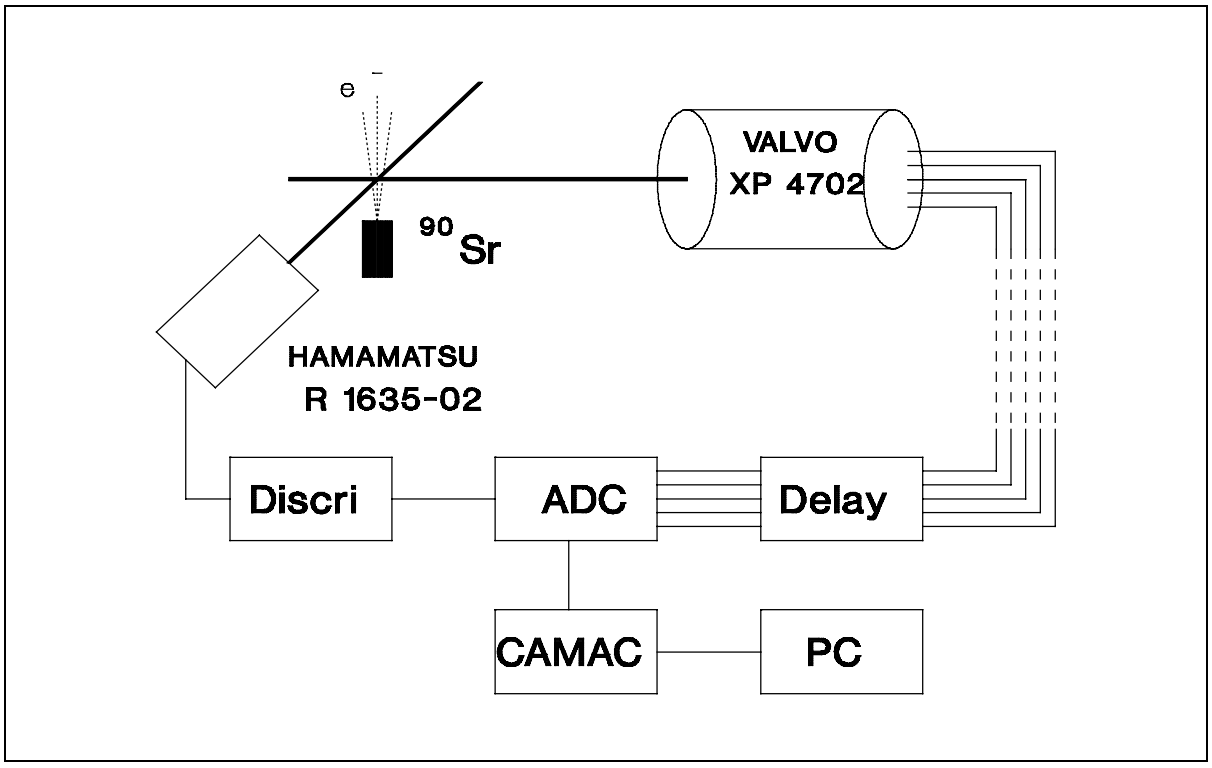

Abb. 2.18 Aufbau zur Messung des Crosstalks

Um deren Einfluß zu untersuchen, wurden verschiedene Fasergrößen - und enden auf dem Fenster des XP 4702 montiert. Der Aufbau der Messung besteht aus zwei Einheiten.

Die zu vermessende Faser liegt direkt über der 1 mm Blende des ^{90}Sr - Präparates und wird auf einem Pixel (hier : Pixelnummer 36) des XP 4702 fixiert. Das eigentliche und die acht umliegenden Pixel bilden den analogen Eingang des ADC, der über ein CAMAC - Crate mittels eines PC ausgelesen wird.

Die triggernde Faser (1 mm^2 Querschnitt) liegt am Ort der Blende der ^{90}Sr-Quelle gekreuzt zu der Faser, die in den Multiplier XP 4702 führt. Diese Triggerfaser wird über einen HAMAMATSU R 1635-02 ausgelesen und liefert das Gate-Signal für den ADC (Abb. 2.18).

Aus den jeweiligen ADC - Spektren kann nun das Übersprechen der Röhre ermittelt werden. Der Nullkanal wird immer dann inkrementiert, wenn das Elektron die zu vermessende Fiber ohne nachzuweisenden Energieverlust durchquert, in der Triggerfaser aber ein Signal auslöst. Alle Ereignisse, die im Spektrum oberhalb des Nullkanals liegen, werden als wahre Koinzidenzen gewertet. Aus den aufsummierten Werten erhält man relativ zum zentralen Pixel das Übersprechen der Kanäle.

In folgenden Abbildungen sind das zentralausgeleuchtete und die angrenzenden Pixel dargestellt. Die in Prozent eingetragenen Werte sind die gemessenen integralen Ereignisse relativ zum zentralen Pixel. Der Fehler, mit dem jeder Messwert behaftet ist, beträgt im Mittel 1 - 2 % (absolut) und hängt vor allem von der Genauigkeit der Positionierung der Faser ab (eine Verschiebung der Faser um 0.1 mm bewirkt eine absolute Änderung des Übersprechens um maximal 1 %).

Zuerst werden Fasern mit planem Fiberende untersucht. Die zu vermessende Fibern haben einen runden Querschnitt mit zwei verschiedenen Durchmessern (Abb. 2.19).

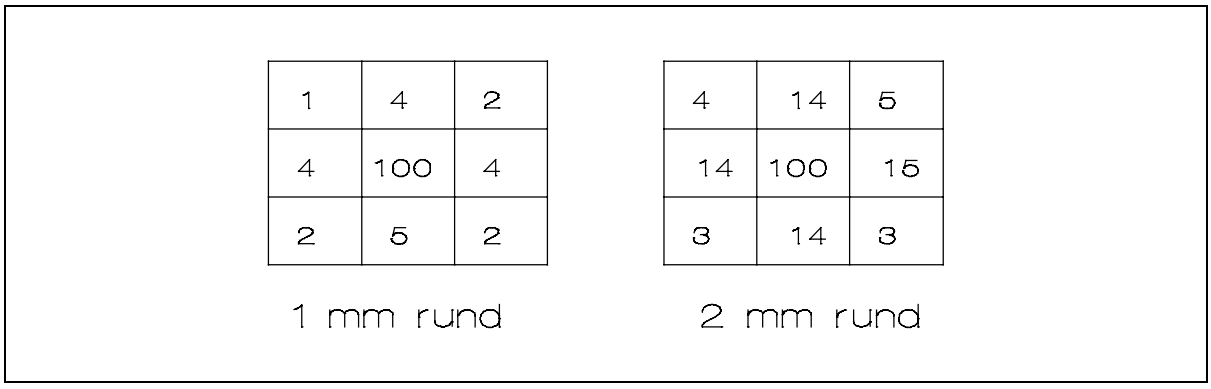

Abb. 2.19 Crosstalk runder Fasern mit planem Faserende

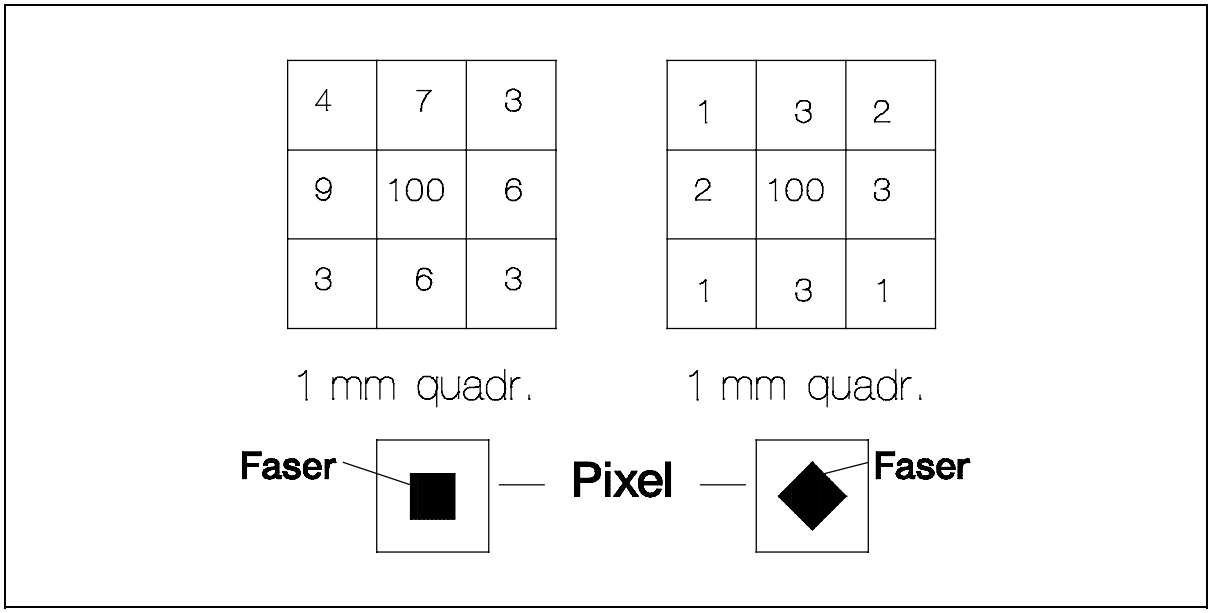

Abb. 2.20 Crosstalk einer quadratischen Faser für zwei mögliche Orientierungen; die Faserenden sind jeweils plangeschliffen

Dieselbe Messung für zwei mögliche Orientierungen einer 1 mm, quadratische Fiber ist in Abb. 2.20 dargestellt. Eine Erklärung des geringeren Crosstalks bei schrägliegender Faser könnte auf einen schlechteren Reflektionskoeffizienten in den Kanten der Fiber zurückzuführen sein. Dies wäre auch ein möglicher Grund der geringeren Abschwächungslängen quadratischer gegenüber runder Fasern (s. Abschnitt 3.3.5).
Es ist demnach sinnvoll, quadratische Fasern, falls der Durchmesser kleiner als 2 mm ist, diagonalliegend auf der Kathode anzuordnen.

Um dem für größere Durchmesser auftretenden Übersprechen entgegenzuwirken, wurde der Einfluß eines geänderten Fiberendes untersucht. Die einzig in diesem Zusammenhang herstellbare Form schien ein halbkugelförmiges Ende zu sein. Wegen der Schwierigkeiten der Oberflächenbehandlung (schleifen und polieren) müssen Abstriche bei der Exaktheit der gewonnenen Kugelform gemacht werden. Eine Messung mit jeweils um 180° gedrehtem Faserende ergab, daß Schwankungen der Rotationssymmetrie gegenüber der Ungenauigkeiten der Positionierung praktisch zu vernachlässigen sind.

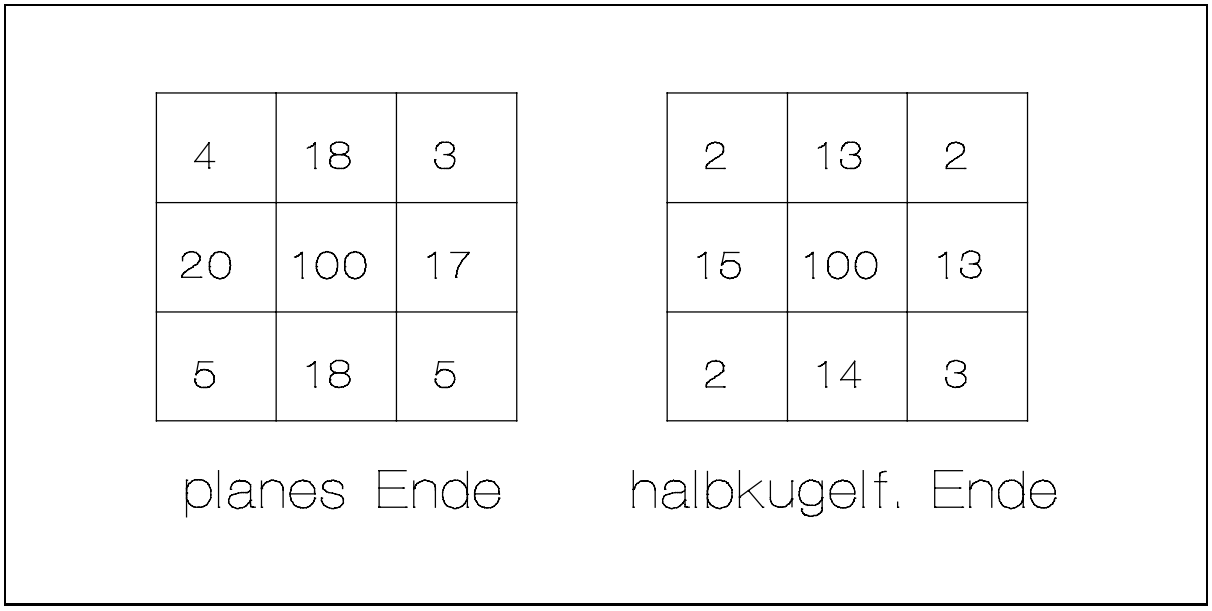

Abb. 2.21 Crosstalk einer 2 mm, quadratischen Faser mit unterschiedlichem Faserende

Abb. 2.21 zeigt den Vergleich zweier 2 mm, quadratischer Fasern mit einem planen bzw. halbkugelförmigen Ende.

Für das halbkugelförmige Ende wird das Übersprechen zwar geringer; aus den ADC - Spektren berechnet sich jedoch ein Intensitätsverlust von 24 % . Da szintillierende Fibern in Verbindung mit minimalionisierender Strahlung nur wenige Photoelektronen (s. Kapitel 4) liefern, ist die höhere Intensität planer Enden dem geringeren Übersprechen halbkugelförmiger vorzuziehen.

Diese Messungen zeigen, daß bei der Verwendung von 2 mm Fasern das Übersprechen in anliegende Pixel mehr als 14 % . Quadratische Fasern haben aufgrund ihrer größeren Fläche auch ein größeres Übersprechen. Auch bei den 1 mm Fasern konnten immer noch 6-8 % aller Photonen in benachbarte Kanäle streuen.

Die Messungen von BOUTOT [BOU 87], dessen Ergebnis für 2 mm Fasern bei maximal 5 % Crosstalk in anliegende Pixel beträgt, stehen dazu im krassem Widerspruch.

Die Folge des Übersprechens im Multiplierfenster des VALVO XP 4702 ist neben der mögliche Fehlinformation eines anliegenden Pixels auch ein Intensitätsverlust am Ausgang des zentralausgeleuchteten Pixels. Dieser Effekt konnte bei einer Vergleichsmessung mit dem HAMAMATSU R 1635-02 auch quantitativ nachvollzogen werden (s. Abschnitt 4.9).

Das Übersprechen durch Änderungen am Multiplier zu unterdrücken, spiegelt sich in der Konstruktion neuer Multiplier (XP 4722) mit geänderten Eintrittsfenster (bestehend aus 50 µm dicken gepresster Plastikfasern) wider. Jedoch folgen diesem Typ noch weitere Entwicklungsphasen, da man in dem Kathodenfenster (’fiber optic face plate’) des VALVO XP 4722 noch mit Intensitätsverlusten bis zu 30 % rechnen muß [PHI 89].