

## Zur Bestimmung des Fano-Faktors von Ge(Li)-Detektoren

INGOLF RUGE und PETER EICHINGER

Institut für Technische Elektronik der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforschg. 21 a, 2083—2088 [1966]; eingegangen am 5. September 1966)

Within the last two years the FANO factor  $F$  for Ge(Li)-detectors, which defines the theoretical limit for the resolution in the area of spectroscopy in regard to the detector, was found out experimentally several times. The values obtained for  $F$  vary between 0.7 and 0.15. In order to find out the reasons for these variations the dependence of the energy resolution on the electric field was examined at various gamma-energies for several Ge(Li)-detectors. Even at very high electric fields (several kilovolts/cm) still a field dependence especially at high gamma-energies appeared, which could be explained in terms of charge collection time. As condition for an exact determination of the FANO factor the extrapolation of the resolution to field strength infinity is set up; with this method the value of the FANO factor for Ge(Li)-detectors, used here, was estimated to  $0.20 \pm 0.05$ .

Lithium-gedriftete-Germanium-pin-Schichten [Ge(Li)-Detektoren] werden im gekühlten Zustand ( $-100^\circ\text{C}$  mindestens) wegen ihrer sehr hohen Energieauflösung in zunehmendem Maße in der  $\gamma$ -Spektroskopie verwendet. Durch die stete Verbesserung der Verfahren zur Herstellung der Ge(Li)-Detektoren, vor allem aber durch die Verbesserung der dazu erforderlichen elektronischen Ausrüstung (Entwicklung rauscharmer Impulsverstärker und hochkonstanter Impulshöhenanalysatoren), konnte die mit diesen Detektoren erreichbare Energieauflösung innerhalb der letzten Jahre so stark verbessert werden, daß die Frage nach der theoretischen Grenze für die Auflösung interessant wurde. Zur theoretischen Vorausbestimmung der Energieauflösung für eine diskrete  $\gamma$ -Linie bei der  $\gamma$ -Spektroskopie mit Ge(Li)-Detektoren ist die Kenntnis der statistischen Schwankung in der Zahl der durch  $\gamma$ -Quanten einer diskreten Energie erzeugten Elektronen-Lochpaare erforderlich. Der wesentliche Faktor bei der Bestimmung der statistischen Schwankungsbreite ist der FANO-Faktor  $F$ . Zum besseren Verständnis der im folgenden angegebenen Überlegungen und Meßergebnisse soll der Einfluß von  $F$  auf die Auflösung kurz angegeben werden.

Wegen der Vielzahl von Einzelprozessen bei der Ionisation eines Festkörpers durch  $\gamma$ -Quanten diskreter Energie kann die durch im Festkörper stattfindende Photoprozesse entstehende Verteilung in der Anzahl der erzeugten Elektronen-Loch-Paare mit einer GAUSS-Verteilung beschrieben werden:

$$W(N) dN = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left\langle -\frac{(N-N_0)^2}{2\sigma^2} \right\rangle dN. \quad (1)$$

Wenn  $E_0$  die diskrete Energie der  $\gamma$ -Quanten darstellt, gilt  $N_0 = E_0/\varepsilon$ , wobei  $\varepsilon$  die Ionisationsenergie ist. Bei der Prüfung über den Zusammenhang zwischen dem Mittelwert  $N_0$  und dem Streuwert  $\sigma$  fanden FANO und SACHS<sup>1</sup> erstmalig bei der Spektroskopie mit gasgefüllten Ionisationskammern, daß die Poissonsche Beziehung, nämlich  $\sigma = \sqrt{N_0}$ , nicht gilt. Der experimentell erhaltene Streuwert war stets *kleiner* als der Poissonschen Beziehung entsprach. Die ersten Untersuchungen hierzu an Festkörper-Detektoren ergaben Abweichungen in derselben Richtung, nämlich zu kleineren Linienbreiten. Der Streuwert  $\sigma$ , der direkt der Halbwertsbreite  $L$  proportional ist, wird daher heute allgemein angegeben zu  $\sigma = \sqrt{F N_0}$ , wobei  $F$ , der FANO-Faktor, eine dimensionslose Größe bedeutet, die stets kleiner als 1 ist. Um die theoretisch erzielbare Auflösung bestimmen zu können, muß der Streuwert  $\sigma$  und damit  $F$  für den jeweiligen Detektor bekannt sein.

Für die in der  $\gamma$ -Spektroskopie sehr interessanten Ge(Li)-Detektoren wurde  $F$  in den letzten zwei Jahren sowohl theoretisch als auch experimentell ermittelt. Die gemessenen Werte für  $F$  von Ge(Li)-Detektoren schwanken jedoch beträchtlich. So ist aus den Tabellen über die experimentell bestimmten Energieauflösungen von TAVENDALE<sup>2</sup> ein FANO-Faktor von 0,7 bis 0,8 zu entnehmen; EWAN und TAVENDALE<sup>3</sup> (1964) bestimmten  $F$  zu 0,4 bis 0,5; ANTMAN u. a.<sup>4,5</sup> (1965) zu 0,30.

<sup>1</sup> U. FANO, Phys. Rev. **72**, 26 [1947].

<sup>2</sup> A. J. TAVENDALE, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS **11** (3), 191 [1964].

<sup>3</sup> G. T. EWAN u. A. J. TAVENDALE, Can. J. Phys. **42** (3), 2286 [1964].

<sup>4</sup> S. O. W. ANTMAN, D. A. LANDIS u. R. H. PEHL, Nucl. Instr. & Meth. **40**, 272 [1966].

<sup>5</sup> W. L. HANSEN u. B. V. JARRET, UCRL-11589 [1964].

<sup>6</sup> W. VAN ROOSBROEK, Phys. Rev. **139**, 1702 [1965].



Der von VAN ROOSBROEK<sup>6</sup> für Ge theoretisch abgeleitete Wert für  $F$  lag bei 0,33. Man war zunächst der Meinung, daß der mehrfach experimentell erhaltene Wert von 0,3 die Theorie von VAN ROOSBROEK bestätigt, bis aus Messungen allerjüngster Zeit sich Werte für  $F$  von 0,15 bis 0,20 ergaben<sup>7</sup>, also Werte, die den theoretisch ermittelten FANO-Faktor erheblich unterschritten. Es wurde sogar die Vermutung ausgesprochen, daß der wirkliche FANO-Faktor noch wesentlich kleiner ist — möglicherweise nicht größer als 0,05<sup>8,9</sup>. Die abweichenden Werte, die bisher für den FANO-Faktor von Ge(Li)-Detektoren erhalten wurden, nahmen wir zum Anlaß, um nach den Ursachen für die Abweichungen zu suchen. Es ist nicht im Sinne dieses Artikels, einen endgültigen FANO-Faktor für Ge(Li)-Detektoren anzugeben.

Im folgenden wird daher die Methode, mit der der FANO-Faktor experimentell bestimmt wird, eingehend diskutiert, und es werden an Hand unserer Messungen Bedingungen für eine eindeutige Erfassung des FANO-Faktors aufgestellt. Ferner soll versucht werden, diese Bedingungen aus dem Einfluß von Sammelzeiteffekten zu deuten, wie es bereits mehrere Autoren<sup>8,9</sup> vorschlugen.

### I. Die experimentelle Bestimmung des Fano-Faktors

Zur Messung des FANO-Faktors wird die Halbwertsbreite (HWB) eines Photopeaks in einem  $\gamma$ -Spektrum — mit einem Ge(Li)-Detektor aufgenommen — mit der Halbwertsbreite eines an den Vorverstärker angekoppelten Hg-Pulsers (Testpulsers) verglichen. Bei angeschlossenem Detektor wird die Amplitude der Testimpulse so eingestellt, daß während der  $\gamma$ -Spektroskopie der vom Testpulsers erzeugte Peak im Spektrum *neben* dem Photopeak erscheint. Es ist zweckmäßig, die Pulsbreite unmittelbar neben der  $\gamma$ -Linie zu messen, da so eventuelle, auch geringe Amplitudenabhängigkeiten der Verstärkung und des Signal/Rausch-Verhältnisses nicht ins Gewicht fallen. In der Halbwertsbreite des Photopeaks sind Beiträge sowohl vom Detektor als auch vom Verstärkersystem enthalten; in die Halbwertsbreite des vom Pulsers erzeugten Peaks gehen *nur* Beiträge der Elektronik ein. Da die Beiträge

zur Halbwertsbreite von Detektor ( $L_{\text{Det.}}$ ) und Elektronik ( $L_{\text{Pulsers}}$ ) praktisch voneinander unabhängig sind, addieren sie sich quadratisch zur gesamten, am Photopeak des Spektrums erscheinenden und somit meßbaren Halbwertsbreite ( $L_{\text{total}}$ ):

$$L_{\text{total}}^2 = L_{\text{Det.}}^2 + L_{\text{Pulsers}}^2 \quad (2a)$$

Den Beitrag des Detektors *allein* zur gesamten HWB erhält man also aus den experimentell ermittelten Größen  $L_{\text{total}}$  und  $L_{\text{Pulsers}}$  zu

$$L_{\text{Det.}}^2 = L_{\text{total}}^2 - L_{\text{Pulsers}}^2 \quad (2b)$$

Streng genommen entsteht die meßbare Impulshöhenverteilung im Spektrum durch Faltung der vom Detektor abgegebenen Impulshöhenverteilung mit der durch die Elektronik verursachten, an den Testimpulsen beobachtbaren GAUSS-Verteilung, so daß sich die mittleren Streuquadrate beider Verteilungen addieren und nicht die Quadrate der Halbwertsbreiten, die über einen für die Verteilung charakteristischen Umrechnungsfaktor mit dem mittleren Streuquadrat der Verteilung zusammenhängen. Um den Beitrag des Detektors allein zur Streuung der Impulshöhen zu finden, müßte dann eigentlich das mittlere Streuquadrat der gemessenen Verteilung am Photopeak berechnet werden und davon das Streuquadrat der von der Elektronik verursachten GAUSS-Verteilung in den Testpulsen, das sich leicht aus der Halbwertsbreite berechnen läßt, abgezogen werden. Eine direkte Subtraktion der Quadrate der Halbwertsbreiten ist zur Bestimmung des reinen Detektorbeitrages zur Linienverbreiterung nur dann ganz korrekt, wenn die vom Detektor gelieferte Impulshöhenverteilung ebenfalls eine GAUSS-Verteilung darstellt, weil nur dann für beide Verteilungen der gleiche Umrechnungsfaktor vom Quadrat der Halbwertsbreite auf das mittlere Streuquadrat gilt. Dies ist aber bei niedrigen Detektorspannungen wegen der abnehmenden Symmetrie der Photolinien (*low energy tailing* s. auch<sup>10</sup>) nicht der Fall (s. Abb. 1). Die Gleichung  $L_{\text{Det.}}^2 = L_{\text{total}}^2 - L_{\text{Pulsers}}^2$  ist also bei unsymmetrischen Linien nur als Definitionsgleichung für  $L_{\text{Det.}}$  zu betrachten, in dem Sinn, daß  $L_{\text{Det.}}$  mit zunehmender Vorspannung (zunehmender Symmetrie der Photolinie) immer besser den Beitrag des Detektors allein zur Halbwertsbreite darstellt.

<sup>7</sup> R. L. HEATH, W. W. BLACK u. J. E. CLINE, *Nucleonics* **24** (5), 52 [1966].

<sup>8</sup> M. B. GLOS, *Nucleonics* **24** (5), 44 [1966].

<sup>9</sup> H. M. MANN, private Mitteilung.

<sup>10</sup> A. J. TAVENDALE, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS 12** (1), 255 [1965].

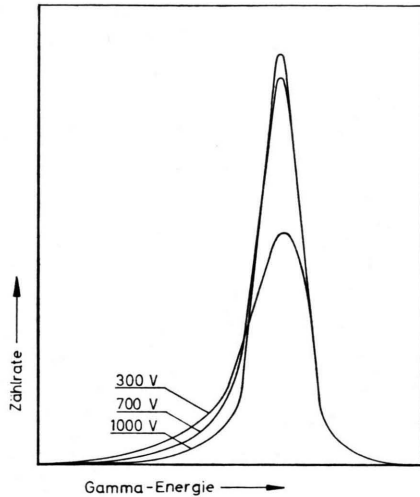


Abb. 1. Einfluß der Detektorvorspannung auf die Impulshöhenverteilung im Photopeak ( $\text{Cs}^{137}$ , 0,662 MeV).

Wenn die statistische Schwankung in der Anzahl der erzeugten Ladungsträger die einzige Ursache für die Linienverbreiterung im Detektorsignal ist, gilt für den Beitrag des Detektors:

$$L_{\text{Det.}}^2 = c F E_0 \quad (3)$$

mit

$L_{\text{Det.}}$  Beitrag des Detektors zur gesamten HWB in keV,

$F$  FANO-Faktor,

$E_0$   $\gamma$ -Energie des Photopeaks in MeV,

$c = (8 \ln 2 \varepsilon) = (2,35)^2 \varepsilon$ ,

$\varepsilon$  = mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares = 2,98 eV für Ge<sup>4</sup>.

Trägt man also  $L_{\text{Det.}}^2$  gegen  $E_0$  auf, so erhält man eine Gerade mit der Steigung  $\delta = c F$  und daraus den FANO-Faktor zu

$$F = \delta / c, \quad (4)$$

falls die Linienverbreiterung im Detektor *nur* durch die Statistik der Trägererzeugung bestimmt ist. Letztere Forderung bedeutet aber im einzelnen, daß erstens sämtliche vom  $\gamma$ -Quant erzeugten Ladungsträger gesammelt werden (Sammelwirkungsgrad  $\eta = 1$ ) und zweitens alle vom Detektor abgegebenen Ladungsimpulse in ihrer vollen Höhe registriert werden; d. h. insbesondere müssen die im Verstärkersystem zur Impulsformung eingestellten Zeitkonstanten groß sein gegen die Anstiegszeit des vom integrierenden Vorverstärker gelieferten Spannungsimpulses, dessen Amplitude der Ladung proportional ist. Die Zeitkonstanten sind dann auch groß ge-

gen die Sammelzeiten der Ladungsträger im Detektor. Die Zeitkonstanten der Verstärker müssen aber andererseits möglichst klein gehalten werden, um einmal niederfrequentes Rauschen zu eliminieren und zum anderen ein Überlappen der exponentiell abfallenden Impulse (*overlapping*) bei hohen Zählraten zu vermeiden. Infolge der Verschiebung der Nachweiswahrscheinlichkeit zugunsten des COMPTON-Effektes bei seltener werdenden Photoprozessen für höhere  $\gamma$ -Energien, sind aber große Impulsraten erforderlich, um ein Wegdriften der Elektronik während langer Zählzeiten zu vermeiden. Daher stellt die verwendete Zeitkonstante einen Kompromiß zwischen den erwähnten zwei Anforderungen dar. Im allgemeinen liegen die Zeitkonstanten der differenzierenden und integrierenden Impulsformungsschaltungen daher zwischen 0,1  $\mu\text{s}$  und mehreren Mikrosekunden. Es soll nun geprüft werden, inwieweit die oben aufgestellten Forderungen bei den tatsächlichen Gegebenheiten erfüllt werden.

Bei einem planaren Detektor mit homogenem elektrischen Feld ergibt sich der Sammelwirkungsgrad für ein im Abstand  $x$  von der  $n$ -Schicht entstandenes Elektron-Loch-Paar zu

$$\eta = \frac{l_e}{w} (1 - e^{-x/l_e}) + \frac{l_h}{w} (1 - e^{-(w-x)/l_h}) \quad (5 a)$$

mit

$w$  = Dicke der Feldzone;

$l_e, l_h$  = Schubwege für Elektronen und Löcher;

$l_e = \mu_e E \tau_e$ ;  $l_h = \mu_h E \tau_h$

und die Sammelzeit zu

$$t_{ce} = \frac{x}{\mu_e E} \quad \text{für das Elektron} \quad (5 b)$$

und  $t_{ch} = \frac{w-x}{\mu_h E}$  für das Loch, wenn  $E$  die elektrische Feldstärke im Detektor darstellt.

Für die Trägerlebensdauer im kompensierten Material bei 77 °K stehen bis jetzt noch keine Werte zur Verfügung, es sprechen aber verschiedene Gründe dafür, daß sie im Mittel nicht kleiner als 100  $\mu\text{s}$  ist:

Einmal beträgt die Trägerlebensdauer im für die Detektoren verwendeten Grundmaterial mehrere hundert Mikrosekunden und es ist nicht wahrscheinlich, daß durch die Lithium-Drift eine starke Herabsetzung der Lebensdauer erfolgt, zumal der hohe Vorwärtsstrom der Detektoren auch bei tiefen  $i$ -Zonen nicht kleiner wird als unmittelbar nach der

Diffusion (*conductivity modulation*, s. Lit.<sup>11</sup>); legt man an die Detektoren Wechsellspannungen an und beobachtet den Strom am Oszillographen, ist aus der Form der Kennlinie beim Übergang von Vorwärtsspannung zu Sperrspannung sogar eine Trägerlebensdauer in der Größenordnung von Millisekunden zu entnehmen. Die Werte für die Beweglichkeiten von Elektronen und Löchern mit  $\mu_e = 3,6 \cdot 10^4$  cm<sup>2</sup>/Vs und  $\mu_h = 4,2 \cdot 10^4$  cm<sup>2</sup>/Vs<sup>12</sup> sind ebenfalls nur grobe Extrapolationen für die Betriebstemperatur der Detektoren bei 77 °K. Werden nach obigen Formeln der Sammelwirkungsgrad und die Sammelzeiten berechnet, ergeben sich für eine Feldstärke von 500 V/cm ein  $\eta \approx 1$  sowie

$$t_{ce} = 5,6 x \text{ (ns)}, \quad t_{ch} = 4,7 (w - x) \text{ (ns)},$$

$w, x \text{ in mm.}$

Bei einem 5 mm dicken Detektor liegen also die Sammelzeiten zwischen ca. 28 ns bei Entstehung des Elektronen-Lochpaares unmittelbar an der p-Schicht und 13 ns bei Entstehung desselben in der Mitte der i-Zone, wenn die Betriebsspannung 250 V beträgt.

Inwieweit Schwankungen in den Trägersammelzeiten und damit Schwankungen in den Anstiegszeiten der vom ladungsempfindlichen Vorverstärker gelieferten Impulse die Amplituden der Impulse bei der Impulsformung im Hauptverstärker verändern können, ist in Abb. 2 für ein Differenzglied dargestellt. Dabei ist die Gleichung  $U_2 = U_1 f(\alpha)$  zu-

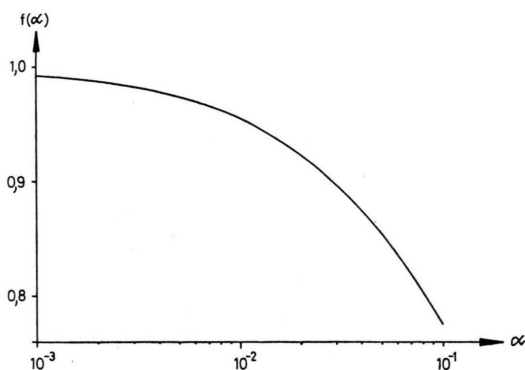


Abb. 2. Abhängigkeit der Höhe des Ausgangsimpulses eines Differenzgliedes vom Verhältnis der Anstiegszeit des Eingangsimpulses zur RC-Konstanten des Differenzgliedes [ $U_2 = U_1 f(\alpha)$ , s. Text].

grunde gelegt, wobei  $U_1$  die Amplitude des Eingangsimpulses,  $U_2$  die Amplitude des Ausgangsimpulses und  $\alpha = \tau/RC$  das Verhältnis der Anstiegszeit des Eingangsimpulses zur Zeitkonstanten des Differenzgliedes bedeuten.

Bei der von uns zur ersten Differentiation verwendeten Zeitkonstante von 2  $\mu$ s ergibt sich  $\alpha$  zu  $1,4 \cdot 10^{-2}$  für eine Anstiegszeit von 28 ns und zu  $6,5 \cdot 10^{-3}$  für eine Anstiegszeit von 13 ns und somit  $f(\alpha)$  zu 0,947 bzw. 0,967 und eine mittlere Streuung der Amplitude des Ausgangsimpulses von rund 6 keV bei einer Energie von 1 MeV; eine Messung der durch die Statistik der Ladungsträger erzeugten Streuung ist dann natürlich unmöglich. Es sei aber nochmals ausdrücklich auf die Ungenauigkeit der angegebenen Werte für die Ladungsträgerbeweglichkeiten, die in die Sammelzeitberechnung eingehen, hingewiesen. Qualitativ läßt sich jedoch aus Abb. 2 erkennen, daß schon ein Unterschied in den Trägersammelzeiten und damit in den Impulsanstiegszeiten von wenigen Nanosekunden zu einer meßbaren Schwankung der registrierten Impulse führen kann, wodurch die Auflösung verschlechtert wird.

Da die Sammelzeiten und damit auch die Unterschiede in den Sammelzeiten umgekehrt proportional zu der elektrischen Feldstärke sind [s. Gl. (5 a, b)], können diese die Auflösung verschlechternden Effekte durch das Anlegen hoher Vorspannung abgeschwächt werden. Die oben genannten Forderungen für eine eindeutige Bestimmung des FANO-Faktors lassen sich damit bei der *idealisierten* Annahme eines homogenen Feldes mit Feldstärken von ca. 5000 V/cm erfüllen<sup>13</sup>.

Um die Verhältnisse bei einem *realen* Detektor zu erfassen, wurde von uns die Abhängigkeit der Halbwertsbreite der Photolinie von der Detektorspannung für verschiedene  $\gamma$ -Energien gemessen und daraus mit der Pulserbreite  $L^2_{Det.}$  berechnet. Die Ergebnisse sind in Abb. 3 dargestellt. Die aus Abb. 3 entnommene Energieabhängigkeit des Quadrates der Halbwertsbreite mit der Detektorspannung als Parameter wird zur Ermittlung des FANO-Faktors nach Gl. (3) in Abb. 4 wiedergegeben.

<sup>11</sup> G. L. MILLER, B. D. PATE u. S. WAGNER, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS 10, 220 [1963].

<sup>12</sup> F. S. GOULDING, Nucleonics 22 (5), 54 [1964].

<sup>13</sup> Diese Werte wurden bei Nichtberücksichtigung der Trägersättigungsgeschwindigkeiten für eine noch vertretbare Impulshöhenschwankung von maximal 2 keV unter Verwen-

dung von Gl. (5 b) und Abb. 2 ermittelt. Allerdings beobachtete F. S. GOULDING (UCRL-16231 [1965]) bei Feldstärken über 1000 V/cm bereits Sättigung der Trägergeschwindigkeiten, eine Verkleinerung der Sammelzeiten ist dann nicht mehr möglich.



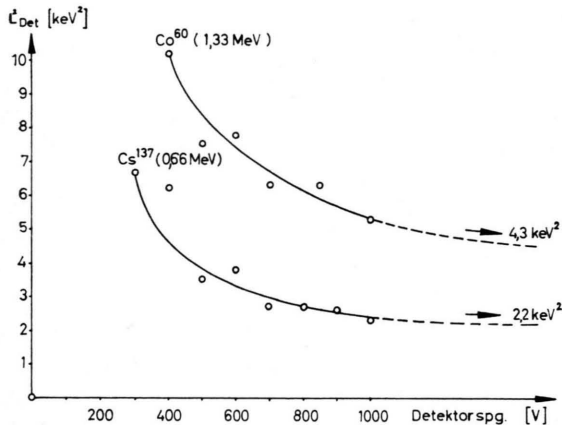


Abb. 3. Abhängigkeit von  $L^2_{\text{Det.}}$  (s. Text) von der Detektorvorspannung für  $\text{Cs}^{137}$  und  $\text{Co}^{60}$ .

Zu der in Abb. 3 durchgeführten Extrapolation der Streuquadrate nach hohen Feldstärken ist folgendes zu sagen:

Entwickelt man das  $\eta$  [Gl. (5 a)] für große Schubwege, so erhält man:

$$\eta = 1 - \frac{w}{l_e} \left( \frac{x^2}{w^2} \right) - \frac{w}{l_h} \left( \frac{w-x}{w} \right)^2. \quad (5 c)$$

Die Abweichung vom idealen Sammelwirkungsgrad hängt damit vom Ort der Erzeugung des Elektronen-Lochpaares ab und ist daher eine statistisch schwankende Größe. Außerdem wird die Abweichung über  $l_e$  und  $l_h$  proportional  $1/E$ . Das Streuquadrat des Sammelwirkungsgrades ist daher proportional  $1/E^2$ . Die Sammelzeit ist wegen ihrer Ortsabhängigkeit ebenfalls eine statistisch schwankende Größe, die mit  $1/E$  abnimmt [s. Gl. (5 b)]. Daher ist auch das Streuquadrat der Sammelzeit proportional  $1/E^2$ . Die in Abb. 3 angegebenen extrapolierten Werte für  $L^2_{\text{Det.}}$  wurden dadurch bestimmt, daß  $L^2_{\text{Det.}}$  über  $1/E^2$  aufgetragen, und die so erhaltenen Geraden nach Null extrapoliert wurden.

Für die angeführten Kurven wurde ein Detektor mit 3 mm tiefer  $i$ -Zone und  $1,5 \text{ cm}^2$  Fläche verwendet. Vergleichsweise erfolgten die Messungen auch mit Detektoren mit tieferer  $i$ -Zone, wobei die Ergebnisse innerhalb der Fehlergrenzen mit dem in Abb. 3 gezeigten Beispiel übereinstimmen, wenn statt der Detektorvorspannung die Feldstärke im Detektor als Parameter verwendet wird. Die Detektoren wurden nach einem hier entwickelten Verfahren hergestellt<sup>14</sup>; die mit der verwendeten Elektronik (Tenelec-FET-Vorverstärker ungekühlt, Tenelec-

Hauptverstärker, Ortec-Fensterverstärker, SCIPP 1600 Vielkanalimpulshöhenanalysator) an den Photolinien gemessenen Halbwertsbreiten betragen beispielsweise bei einer Vorspannung von 1000 Volt

1,9 keV für  $\text{Co}^{57}$  (122 keV),  
2,5 keV für  $\text{Cs}^{137}$  (662 keV) und  
3,2 keV für  $\text{Co}^{60}$  (1,33 MeV).

## II. Meßergebnisse

Aus Abb. 3 und 4 lassen sich folgende Ergebnisse ablesen:

1. Die Energieauflösung eines Detektors verbessert sich mit zunehmender Vorspannung.
2. Je höher die  $\gamma$ -Energie ist, desto stärker ist die Abhängigkeit der HWB von der Detektorvorspannung.
3. Der nach Gl. (4) ermittelte FANO-Faktor nimmt mit wachsender Vorspannung ab.

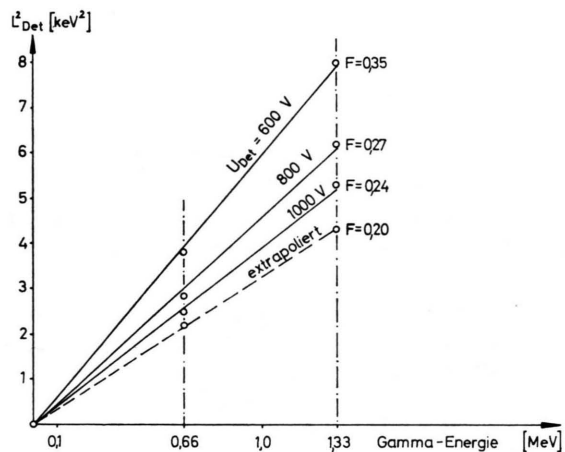


Abb. 4. Abhängigkeit von  $L^2_{\text{Det.}}$  (s. Text) von der  $\gamma$ -Energie für verschiedene Detektorvorspannungen als Parameter.

## III. Diskussion der Meßergebnisse

Zu 1. Durch die Erhöhung der Vorspannung und damit der Feldstärke im Detektor wird eine Verkürzung der Trägersammelzeiten erreicht. Die oben erwähnte Verfälschung der vom Detektor gelieferten Impulsamplituden durch die Zeitkonstanten der Verstärker und die daraus resultierende Linienverbreiterung tritt zurück.

Zu 2. Die unterschiedliche Abhängigkeit der HWB von der Detektorvorspannung bei verschiedenen hohen  $\gamma$ -Energien könnte mit im Detektor auftretenden

<sup>14</sup> I. RUGE, P. EICHINGER u. F. KÖPP, Kerntechnik 7, 297 [1966].

Feldinhomogenitäten gedeutet werden: für ein hochenergetisches Photoelektron ist die Chance, während seines relativ langen Ionisationsweges (z. B. 1 mm für ein 1 MeV Elektron) auf eine Feldinhomogenität zu treffen, wesentlich größer als für ein niederenergetisches. Entsprechend größer sind dadurch die Sammelzeitunterschiede bei hochenergetischen Photoelektronen. Eine weitere Deutung wäre folgende: Bei höheren  $\gamma$ -Energien nimmt das Absorptionsvermögen von Germanium ab; der Detektor wird dann immer weniger am Einstrahlungsort bevorzugt ionisiert. Die in Gl. (5 a) angegebene Ortsabhängigkeit der Sammelzeit auf Grund verschiedener Beweglichkeiten für Elektronen und Löcher tritt bei zunehmend homogener Ionisierung des Detektors immer mehr in den Vordergrund.

Zu 3. Die oben erwähnten, die Energieauflösung beeinträchtigenden Sammelzeiteffekte (s. zu 1.) treten bei höheren Feldstärken zurück, d. h. der Beitrag des Detektors zur Halbwertsbreite nähert sich immer mehr dem aus der Statistik der Trägererzeugung resultierenden.

#### IV. Schlußfolgerung

Zur völligen Ausschaltung von Sammelzeiteffekten ist eine Extrapolation der Halbwertsbreite nach unendlich großen Feldstärken (s. Abb. 3) erforderlich, um die Größe des FANO-Faktors eindeutig zu bestimmen.

Um eine eindeutige Extrapolation der  $L^2_{\text{Det.}}$ -Kurven über der Vorspannung bei höheren  $\gamma$ -Energien durchführen zu können, müssen wegen der größeren Feldstärkeabhängigkeit (siehe II.2) Meßpunkte bis

zu sehr hohen Detektorvorspannungen aufgenommen werden, was an das Sperrverhalten des Detektors große Anforderungen stellt. Bei niederen  $\gamma$ -Energien ist die Feldstärkeabhängigkeit zwar geringer, jedoch die Linienverbreiterung auf Grund der Statistik klein gegenüber der Linienverbreiterung durch die Elektronik, so daß der Fehler bei Bestimmung von  $L^2_{\text{Det.}}$  groß wird. Aus den in Abb. 4 angegebenen Kurven konnte von uns ein FANO-Faktor von  $F = 0,20 \pm 0,05$  abgeschätzt werden, wobei die Fehlerbreite aus der Streuung der Meßwerte ermittelt wurde. Für eine genauere Bestimmung von  $F$  sind aus den oben erwähnten Gründen spannungsfeste Detektoren in Verbindung mit extrem rauscharmen Vorverstärkern<sup>15</sup> erforderlich. Wie eingangs bereits erwähnt, stellt dieser angegebene FANO-Faktor nur einen für diese Detektoren charakteristischen Grenzwert dar. Es ist nun durchaus denkbar, daß dieser Wert durch die räumliche Inhomogenität der erreichbaren Grenzgeschwindigkeiten für die Träger im Detektor bestimmt ist. Es ist möglich, daß mit besserem Ausgangsmaterial (Germanium-Grundmaterial) niedrigere FANO-Faktoren gemessen werden können.

Für anregende Diskussionen danken wir H. MANN, Argonne National Laboratories, für tatkräftige Unterstützung H. BERNT und F. W. STANEK. Für große Hilfsbereitschaft und die Überlassung der Meßelektronik danken wir sehr dem Institut für Strahlenschutz, Gesellschaft für Strahlenforschung, Neuherberg, insbesondere den Herren G. DREXLER und F. PERZL.

<sup>15</sup> H. R. BILGER, Nucl. Instr. & Meth. **40**, 54 [1966].