

KFK-138

# KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Januar 1963

KFK 138

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

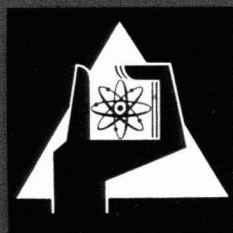
Die Zählratenabhängigkeit des Verstärkungsfaktors und des  
Auflösungsvermögens bei Photomultipliern vom Typ RCA 6810 A

W. Michaelis, H. Schmidt und C. Weitkamp

KERNREAKTOR

Bau- und Betriebs-Gesellschaft m. B. H.  
Verwaltung der Zentrabücherei

5. Mai 1963



KERNREAKTOR

BAU- UND BETRIEBS-GESellschaft M. B. H.

KARLSRUHE

# DIE ZÄHLRATENABHÄNGIGKEIT DES VERSTÄRKUNGSFAKTORS UND DES AUFLÖSUNGSVERMÖGENS BEI PHOTOMULTIPLIERN VOM TYP RCA 6810 A

W. MICHAELIS, H. SCHMIDT and C. WEITKAMP

*Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik, Kernforschungszentrum Karlsruhe*

Eingegangen am 11. Juli 1962.

The variations in gain and resolution of RCA 6810 A photomultiplier tubes have been investigated with reference to changes in the illumination of the photocathode. The tubes were mounted to a NaI(Tl) crystal, irradiated with  $\gamma$ -rays of different energies and intensities.

Changes in the counting rate result in reversible fast and slow variations in gain. An increase of the irradiation level causes a rapid positive initial change with a continuing slow rise followed by a gradual decline to a stable level. Magnitude

and exact time dependence vary with multiplier load and past history. Moreover, the amplitude is different for every tube. A reduction of counting rate results in a sudden negative initial shift with a continuing slow decrease

The long-term instabilities are discussed in detail. They may be attributed to reversible changes in the secondary emission ratio of the dynode surfaces.

The resolution was found to deteriorate with increasing irradiation intensity.

## 1. Einleitung

Über belastungsabhängige Änderungen des Verstärkungsfaktors von Multipliern liegen bereits mehrere Arbeiten vor<sup>1-10</sup>). Diese Untersuchungen lassen erkennen, daß sich die verschiedenen Multipliertypen und in geringerem Maße auch verschiedene Exemplare desselben Typs gegenüber Belastungsänderungen recht unterschiedlich verhalten. Einige Typen (z.B. Du Mont 6292, 6363, EMI 6255 A) zeigen bei plötzlicher Erhöhung der Belastung eine Zunahme, andere (z.B. RCA 5819, 6342) eine Abnahme der Verstärkung. Für den Multiplier RCA 6810 A liegen nur von A. G. Berkovskij und V. G. Polskij<sup>5</sup>) Untersuchungen vor. Die Meßmethode dieser Autoren läßt jedoch keine unmittelbaren Schlüsse auf das Verhalten der Multiplier bei ihrer Anwendung als Strahlungsdetektoren zu.

Es handelt sich beim RCA 6810 A um einen 14-stufigen Multiplier mit Sb-Cs-Photokathode und Ag-Mg-Dynoden in linearer Anordnung. Aufgrund seiner hohen Gesamtverstärkung, der relativ kurzen Elektronenlaufzeiten, der kleinen Laufzeitstreuungen und seines guten Energieauflösungsvermögens wird er in neuerer Zeit häufig bei kernspektroskopischen Untersuchungen, besonders in Koinzidenzapparaturen mit hohem zeitlichem Auf-

lösungsvermögen eingesetzt. Es erschien daher angebracht, das Verhalten dieses Multipliers gegenüber Zählratenänderungen mit einer im Hinblick auf seine Anwendung als Strahlungsdetektor geeigneten Methode zu untersuchen.

## 2. Versuchsaufbau und Messverfahren

Abb. 1 gibt einen Überblick über die Meßanordnung. Sie bestand aus einem Gammapräparat, einem Szintillationskristall ( $1\frac{1}{2}'' \times 2''$  NaJ(Tl), Fabrikat Harshaw) als Lichtquelle, dem zu untersuchenden Photomultiplier und einem 256-Kanal-Impulshöhenanalysator (Fabrikat RCL). Durch

<sup>1</sup>) R. L. Caldwell und S. E. Turner, *Nucleonics* **12** (1954) 47

<sup>2</sup>) P. R. Bell, R. C. Davis und W. Bernstein, *Rev. Sci. Instr.* **26** (1955) 726.

<sup>3</sup>) M. M. Vojinović, *Bull. Inst. Nucl. Sci. "Boris Kidrich"* **6**, No. 99 (1956) 93.

<sup>4</sup>) L. Cathey, *IRE Trans. Nucl. Sci.* **5** (1958) 109.

<sup>5</sup>) A. G. Berkovskij und V. G. Polskij, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* **24** (1960) 1060.

<sup>6</sup>) R. D. Connor und M. K. Husain, *Nucl. Instr. and Meth.* **6** (1959) 337.

<sup>7</sup>) H. Jung, P. Panussi und J. Janecke, *Nucl. Instr. and Meth.* **9** (1960) 121.

<sup>8</sup>) G. Kainz, *Metrology of Radionuclides*, I.A.E.A., Wien 1960, STI/PUB/6, 439.

<sup>9</sup>) J. N. Wilson, *AECL-805*, 61 (1959).

<sup>10</sup>) B. R. Linden, F. W. Schenkel und P. A. Snell, *IRE Trans. Nucl. Sci.* **7** (1960) 61.

Verwendung von Präparaten verschiedener Quellstärken und Gammaenergien sowie durch Änderungen des Abstandes zwischen Quelle und Detektor konnten die Multiplier verschiedenen, genau bestimmbar Belastungen ausgesetzt werden. Als Strahlungsquellen dienten  $\text{Ir}^{192}$  ( $E = 317, 468,$

seinem Aufbau dem Vorschlag der Herstellerfirma. Zur Stabilisierung der Dynodenpotentiale wurden zusätzlich bis zur 10. Dynode weitere Kondensatoren hoher Kapazität ( $0.01$  bis  $0.5 \mu\text{F}$ ) angebracht. Der mittlere Dynodenstrom war stets um etwa drei Größenordnungen kleiner als der Querstrom im

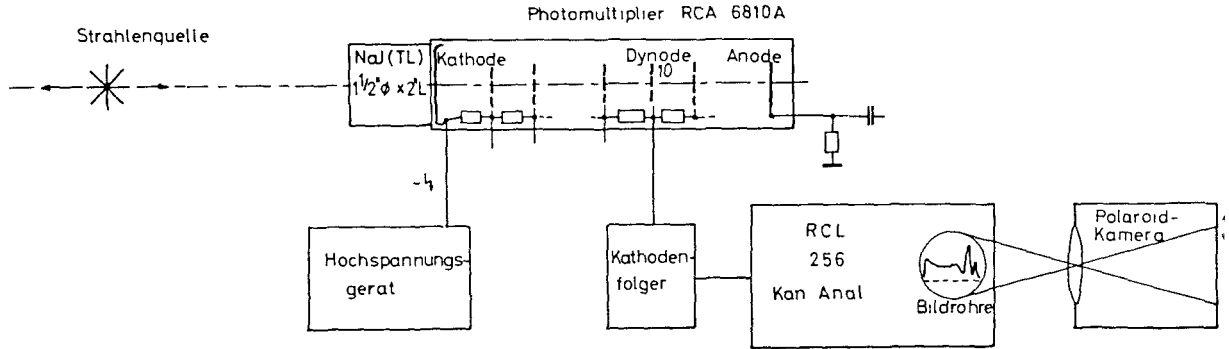


Abb. 1. Blockschaltbild.

$613 \text{ keV}$ ),  $\text{Na}^{22}$  ( $E = 511, 1274 \text{ keV}$ ),  $\text{Cs}^{137}$  ( $E = 662 \text{ keV}$ ),  $\text{Mn}^{54}$  ( $E = 835 \text{ keV}$ ) und  $\text{Co}^{60}$  ( $E = 1173, 1333 \text{ keV}$ ). Untersucht wurde das Impulsspektrum an der 10. Dynode. Dies geschah im Hinblick auf die vorgesehene Verwendung der Multiplier in fast-slow-Koinzidenzanordnungen, in denen die Impulse der 10. Dynode für spektroskopische Messungen und die Anodenimpulse zum Ansteuern schneller Koinzidenzstufen dienen sollten. Die elektrischen Signale gelangten über einen Kathodenfolger direkt auf den Analysator. Nach einer Belastungsänderung wurde das Impulshöhenspektrum in bestimmten Zeitabständen aufgenommen, auf der Bildrohre sichtbar gemacht und mit einer Polaroidkamera photographiert. Der minimale zeitliche Abstand zwischen zwei Messungen betrug  $\frac{1}{2}$  Minute. Die Lage der intensivsten Photolinie diente als Maß für den momentanen Verstärkungsfaktor.

In Vorversuchen wurde die Linearität der gesamten Anordnung sowie das Verhalten des Impulshöhenanalysators bei hohen Zählraten sorgfältig geprüft. Im Energiebereich von  $100$  bis  $1400 \text{ keV}$  betragen die Abweichungen von der Linearität weniger als  $1\%$ . Der Analysator zeigte bis zu Zählraten von  $20000 \text{ Imp./sec}$  zwar eine leichte Verbreiterung, jedoch keine Verschiebung der Photolinien.

Der Spannungsteiler der Multiplier entsprach in

Spannungsteiler. Dieser betrug etwa  $6 \text{ mA}$ . Potentialänderungen an den Dynoden traten nicht auf. Es war somit sichergestellt, daß die Ursache für eine Änderung des Verstärkungsfaktors nicht im Aufbau und in der Dimensionierung des Spannungsteilers liegt. Raumtemperatur und Luftfeuchtigkeit wurden konstant gehalten ( $24 \pm \frac{1}{2}^\circ\text{C}$  bzw.  $45 \pm 5\%$ ), Hochspannung und Versorgungsspannungen waren hochstabilisiert. Bei konstanter Belastung änderte sich der Verstärkungsfaktor in  $48$  Stunden um weniger als  $0.5\%$ . Die Arbeitsspannung der einzelnen Multiplier blieb in allen Meßreihen – mit Ausnahme einer einzigen – die gleiche.

Der momentane Verstärkungsfaktor  $V$  wurde auf den Wert  $V_0$  bezogen, der sich bei einer sehr kleinen Zählrate einstellte. Diese Zählrate, im folgenden Nullzählrate genannt, war jeweils so gewählt, daß bei einer weiteren Verminderung der Zählrate keine meßbare Änderung des Verstärkungsfaktors mehr auftrat. Sie lag bei etwa  $500$  bis  $800 \text{ Imp./sec}$ . Auch bei kleinen Zählzeiten ließ sich die Lage des Maximums der Photolinie noch sicher ermitteln.

### 3. Messergebnisse

#### 3.1.

In einer größeren Anzahl von Meßreihen wurde zunächst der zeitliche Verlauf der Verstärkungs-

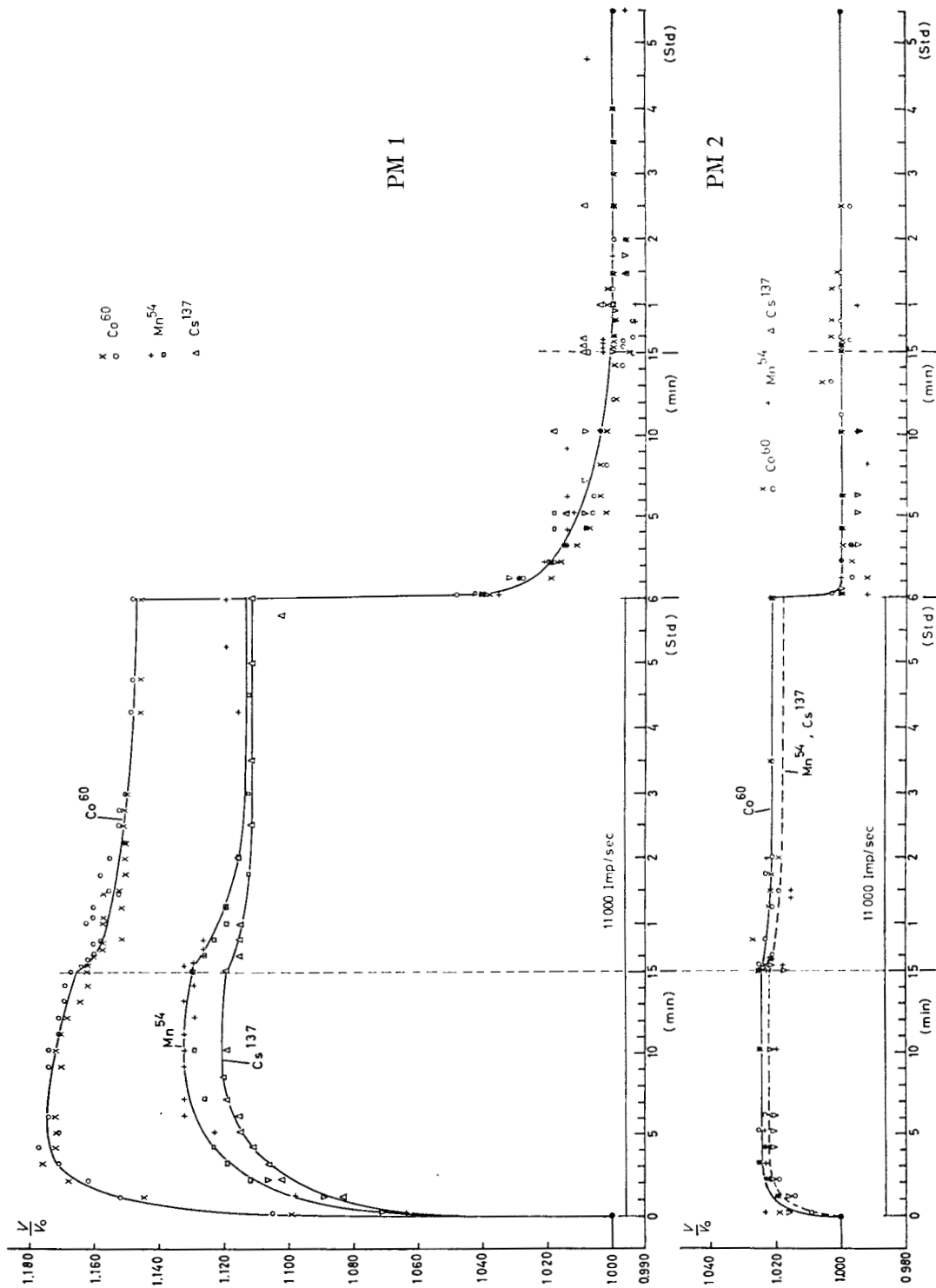


Abb. 2. Zeitlicher Verlauf der Verstärkung bei Änderungen der Zählrate.

änderungen an zwei Multipliern untersucht. Als Strahlungsquellen dienten  $\text{Co}^{60}$ -,  $\text{Mn}^{54}$ - und  $\text{Cs}^{137}$ -Präparate.

Beide Multiplier unterlagen gleichstarken Belastungen. Die Zählrate betrug in allen Meßreihen 11 000 Imp./sec. Die Betriebsspannungen wurden so gewählt, daß bei Nullzählrate an der 10. Dynode der Multiplier gleiche Impulsamplituden auftraten. Vor Beginn jeder Messung waren die Multiplier mindestens 70 Stunden unter Belastung mit Nullzählrate in Betrieb.

Das Ergebnis dieser Messungen zeigt Abb. 2. Dargestellt ist der relative Verstärkungsfaktor als Funktion der Zeit für beide Multiplier und die drei genannten Präparate. Die Dauer der erhöhten Belastung ist durch das angegebene Zeitintervall gekennzeichnet.

Der zeitliche Verlauf hängt bei gleicher Zählrate von der Energie der eingestrahlten  $\gamma$ -Linie ab. In jedem Falle bewirkt eine plötzliche Erhöhung der Multiplierbelastung zunächst einen steilen Anstieg des Verstärkungsfaktors. Die Zeitkonstante ließ sich mit der benutzten Meßeinrichtung nicht bestimmen, da der erste Meßpunkt erst nach 15 sec gewonnen werden konnte. Andere Beobachtungen deuten jedoch darauf hin, daß der steile Anstieg in weniger als 1 sec erfolgt. Anschließend verlangsamt sich die Verstärkungszunahme. Der Verlauf der Kurven hängt stark von der Art des Strahlers ab. Je kleiner die Energie der eingestrahlten  $\gamma$ -Linie ist, desto langsamer steigt die Verstärkung. Sie erreicht für  $\text{Co}^{60}$  schon nach 5 min ein Maximum, für  $\text{Mn}^{54}$  erst nach 9 min und für  $\text{Cs}^{137}$  nach 10 min. Die Höhe des Maximums hängt ebenfalls von der Energie der  $\gamma$ -Strahlung ab. Mit  $\text{Co}^{60}$  wurde die größte, mit  $\text{Cs}^{137}$  die kleinste Verstärkungsänderung gemessen. Auch der Betrag, um den die Verstärkung nach überschreiten des Maximums wieder abfällt, ist für  $\text{Co}^{60}$  am größten, für  $\text{Cs}^{137}$  am kleinsten. Nach spätestens 5 Stunden erreicht der Verstärkungsfaktor einen stationären Wert, der wie die Höhe des Maximums seine Funktion der  $\gamma$ -Energie ist.

Wird die Belastung plötzlich auf Nullzählrate vermindert, so nimmt die Verstärkung zunächst sprunghaft ab. Der Abfall erfolgt vermutlich mit der gleichen Zeitkonstanten wie der Anstieg. Nach dem Sprung sinkt der Verstärkungsfaktor

langsam mit einer Zeitkonstanten von einigen Minuten auf den ursprünglichen Wert.

Abb. 2 zeigt, daß der zeitliche Verlauf der Verstärkungsänderung für die beiden getesteten Exemplare ziemlich ähnlich, die Größe des Effekts jedoch sehr verschieden ist. Der Multiplier 1 mit der wesentlich stärkeren Zählratenabhängigkeit besaß bei Nullzählrate und gleicher Betriebsspannung gegenüber Multiplier 2 eine größere Verstärkung und ein besseres Energieauflösungsvermögen. Diese Tatsache sowie Erfahrungen, die mit anderen Exemplaren vom Typ RCA 6810 A gemacht wurden, lassen einen Zusammenhang zwischen Verstärkung und Auflösungsvermögen einerseits und der Zählratenabhängigkeit des Verstärkungsfaktors andererseits vermuten.

Alle beobachteten Verstärkungsänderungen waren vollkommen reversibel.

### 3.2.

Wie sehr die Verstärkungsänderung von der Vorbehandlung der Multiplier abhängt, ist aus Abb. 3 zu ersehen. In einem Fall (Kurve 1) war der Multiplier vor der Bestrahlung mehrere Tage vollständig in Ruhe. Die Hochspannung war während dieser Zeit abgeschaltet. Im anderen Falle (Kurve 2) wurde derselbe Multiplier mehrere Tage mit Nullzählrate belastet.

Die Kurve 1 zeigt ein ausgeprägtes Maximum und einen merklich höheren Maximalwert als Kurve 2. Der Verstärkungsfaktor strebt jedoch annähernd dem gleichen stationären Wert zu. Dieser wird im ersten Fall nach etwa 6 Stunden, im zweiten nach etwa 3 Stunden erreicht. Vermindert man danach plötzlich die Belastung, so ergibt sich etwa der gleiche zeitliche Verlauf für die Verstärkungsabnahme.

Um sicherzustellen, daß der Verlauf der Kurve 1 nicht auf einem Einschaltvorgang beruht, wurde der Photomultiplier in einer weiteren Meßreihe nach gleicher Vorbehandlung mit Nullzählrate belastet. Es zeigte sich keine meßbare Verstärkungsänderung.

### 3.3.

In einer weiteren Meßreihe sollte ermittelt werden, ob die Photokathode oder die Dynoden die langzeitigen Verstärkungsänderungen hervorrufen.

Dazu wurde der zeitliche Verlauf mit einem  $\text{Co}^{60}$ - und einem  $\text{Ir}^{192}$ -Präparat als Strahlungsquelle untersucht. Die Hochspannung am Multiplier war jeweils so eingestellt, daß sich für beide Präparate die gleiche mittlere Impulsgröße  $\bar{U}$  an der 10. Dynode ergab. Die integralen Zählraten stimmten

Zählrate,  $\bar{E}$  die mittlere pro  $\gamma$ -Quant an den Kristall abgegebene Energie. Durch Variation des Abstandes zwischen Strahlungsquelle und Detektor wurden integrale Zählraten von 1000 bis 16000 Imp./sec eingestellt. Die mit den verschiedenen  $\gamma$ -Strahlern gewonnenen Meßpunkte liegen auf einer gemein-

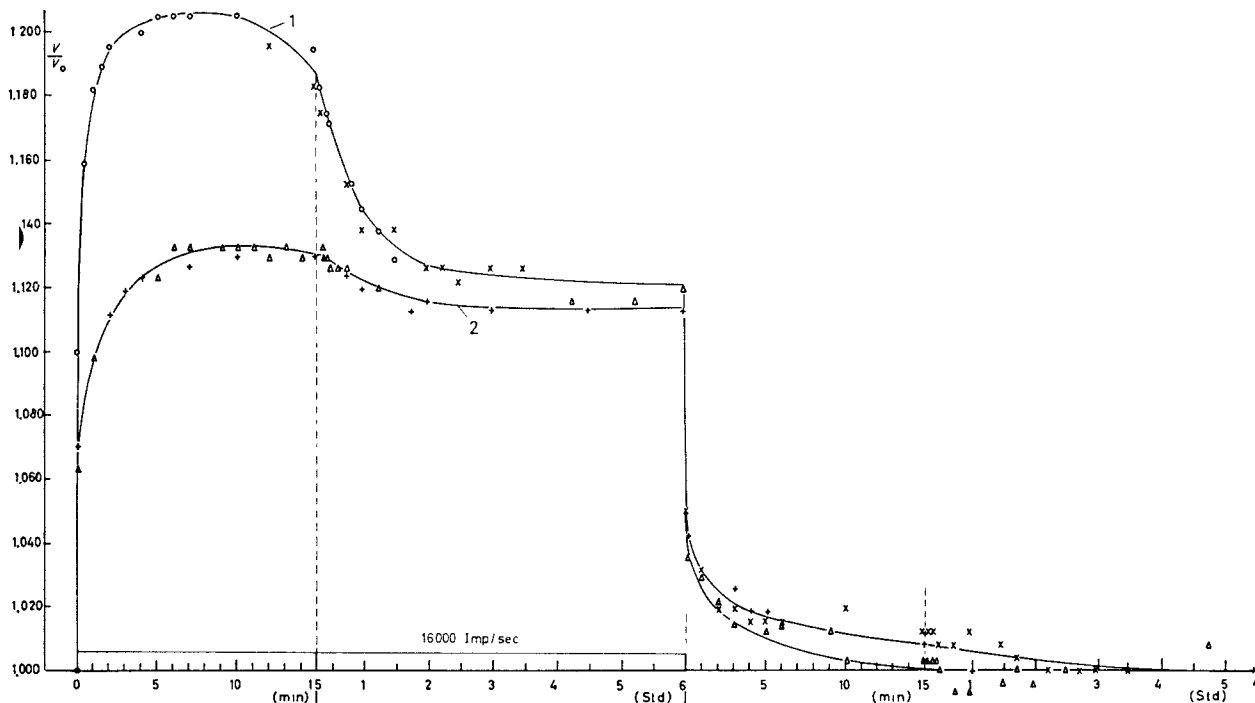


Abb. 3. Der zeitliche Verlauf der Verstärkung in Abhängigkeit von der Vorbehandlung des Multipliers, gemessen mit  $\text{Mn}^{54}$ . (Erläuterungen im Text.)

überein (16000 Imp./sec). Da die mittlere an den Kristall abgegebene Energie der  $\text{Co}^{60}$ - $\gamma$ -Linien um einen Faktor 2.6 größer ist als die der  $\text{Ir}^{192}$ -Strahlung, wird die Photokathode durch die Präparate verschieden stark belastet. Die Strombelastung der 10. Dynode ist jedoch in beiden Fällen die gleiche. Man darf annehmen, daß diese Dynode den weitaus größten Einfluß auf den beobachteten Zählrateneffekt hat, falls dieser durch Änderungen der Dynodeneigenschaften verursacht wird. Wie aus Abb. 4 ersichtlich, fallen die gemessenen Kurven fast aufeinander.

#### 3.4.

In Abb. 5 sind die stationären Werte der relativen Verstärkungsfaktoren in Abhängigkeit von dem Produkt  $N\bar{E}$  aufgetragen.  $N$  bedeutet die

samen Kurve. Eine lineare Beziehung zwischen der Verstärkungsänderung und  $\log N\bar{E}$ , wie sie zuerst von P. R. Bell *et al.*<sup>2)</sup> und später auch von R. D. Connor und M. K. Husain<sup>6)</sup> für Du Mont-Multiplier gefunden wurde, konnte beim RCA 6810 A nicht festgestellt werden.

#### 3.5.

Abb. 6 gibt die Abhängigkeit des aus der  $\text{Cs}^{137}$ -Linienbreite bestimmten Auflösungsvermögens zweier Multiplier von  $N\bar{E}$  wieder. Es handelt sich um die beiden Exemplare, deren zeitliches Verhalten in Abschnitt 3.1 beschrieben wurde. Die gestrichelten Kurven verbinden die gemessenen Werte. Nach Abzug einer Korrektur für die Verbreiterung der Photolinie durch die nachfolgende Elektronik ergeben sich die ausgezogenen Kurven.

Die Größe der Korrektur ließ sich unmittelbar messen. Dazu wurden bei der Aufnahme eines  $\text{Cs}^{137}$ -Spektrums zusätzlich die Signale eines Impulsgenerators über 10 pF am Kathodenfolgereingang als scharfe Linie eingekoppelt. Die Impulsgröße  $\bar{V}$  war so gewählt, daß die eingblendete Linie

einen Effekt, der auch von H. Jung *et al.*<sup>7)</sup> sowie von P. R. Bell *et al.*<sup>2)</sup> an RCA-Multipliern anderen Typs beobachtet wurde. Eine wirklich befriedigende Deutung ist bisher nicht gelungen.

Auch konnten die Zeitkonstanten noch nicht ermittelt werden. Die Messungen von H. Jung *et al.*

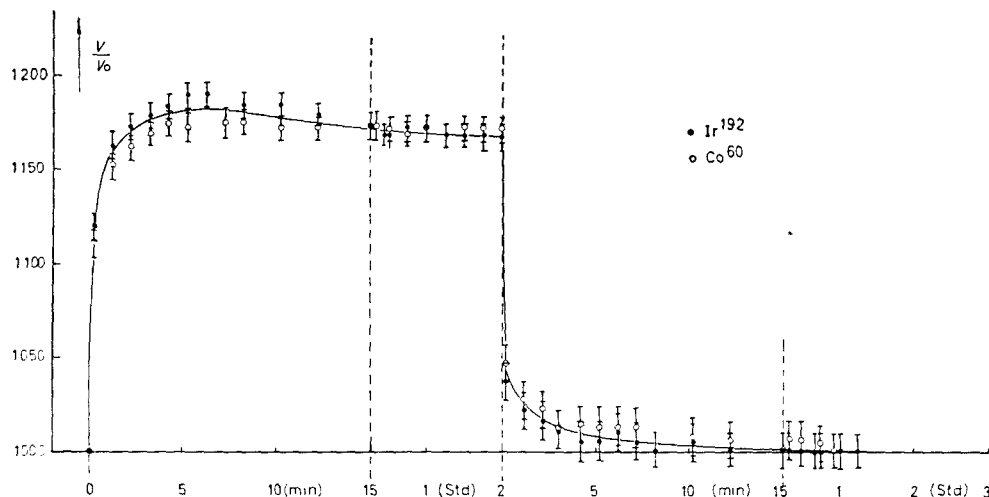


Abb. 4. Zeitlicher Verlauf der Verstärkung für ein  $\text{Ir}^{192}$ - und ein  $\text{Co}^{60}$ -Präparat bei gleicher Strombelastung der 10. Dynode.

im Maximum des Photopeaks lag. Die Frequenz betrug etwa 2% der integralen Zählrate. Wird von dem so erhaltenen Spektrum durch Komplementbildung am Impulshöhenanalysator das Spektrum ohne eingekoppelte Signale subtrahiert, so ergibt sich aus der Breite der übrigbleibenden Linie direkt die notwendige Korrektur.

Die Kurven lassen erkennen, daß sich das Auflösungsvermögen mit zunehmender Belastung der Multiplier verschlechtert. Der Multiplier mit der stärkeren Zählratenabhängigkeit des Verstärkungsfaktors zeigt auch eine größere Änderung des Auflösungsvermögens.

#### 4. Diskussion

An Hand der vorliegenden Messungen läßt sich nur für die reversiblen langzeitigen Verstärkungsänderungen eine eingehende Diskussion durchführen. Über die Natur der sprunghaften Änderungen, die unmittelbar nach einer plötzlichen Erhöhung oder Verminderung der Belastung auftreten, können keine genauen Angaben gemacht werden. Wahrscheinlich handelt es sich hierbei um

lassen die Vermutung zu, daß diese momentanen Sprünge auf Änderungen in den Emissionseigenschaften der Photokathode zurückzuführen sind. Im allgemeinen sind die langzeitigen Verstärkungsänderungen größer als die sprunghaften. Beim RCA 6810 A gehen beide Effekte außerdem in die gleiche Richtung, so daß die kurzzeitigen Vorgänge von den langsameren weitgehend überdeckt werden. Es konnte daher nicht untersucht werden, wie sich die sprunghaften Verstärkungsänderungen gegenüber einer Variation der Versuchsbedingungen verhalten.

Zur Erklärung der langzeitigen Erscheinungen sind folgende Möglichkeiten in Betracht zu ziehen:

1. Änderungen in den Emissionseigenschaften der Photokathode;
2. Temperaturänderungen im Photomultiplier;
3. Raumladungserscheinungen im Multiplier;
4. Änderungen in den Sekundäremissionseigenschaften der Dynoden.

Nach den unter 3.3 beschriebenen Messungen darf man annehmen, daß die langzeitigen Änderungen nicht in merklichem Ausmaß von der Photokathode herrühren. Zu demselben Ergebnis führen

auch die Messungen anderer Autoren<sup>7)</sup>, die zeigen, daß die Größe der Langzeiteffekte von der Hochspannung am Photomultiplier abhängt.

Auch mit Temperaturänderungen lassen sich die Beobachtungen sicher nicht erklären. Temperatureffekte können nur durch den mit der Belastung an-

deuten. Die Beziehung zwischen der Impulshöhe und der pro  $\gamma$ -Quant an den Kristall abgegebenen Energie war selbst bei hoher Belastung bis auf Abweichungen von weniger als 1% linear. Diese Tatsache läßt darauf schließen, daß Raumladungseffekte im Multiplier nicht auftreten. Da eine Raum-

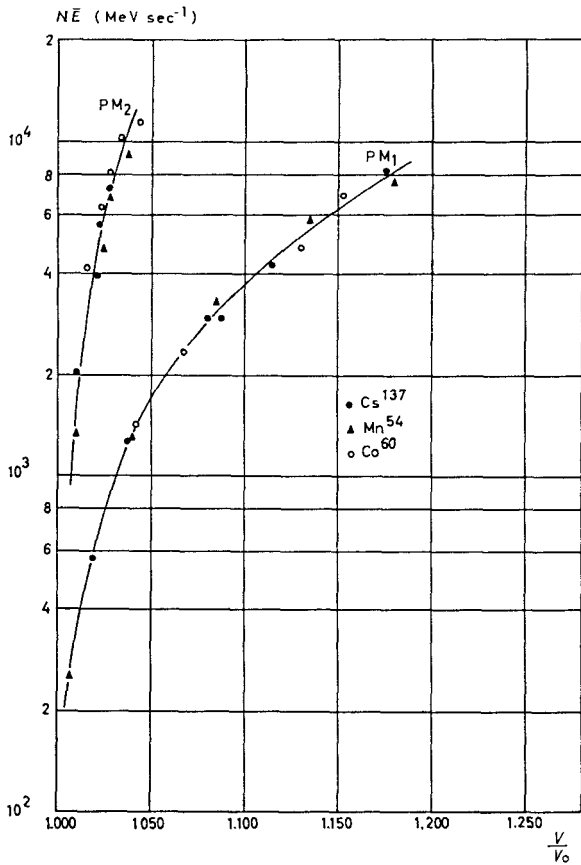


Abb. 5. Abhängigkeit der Verstärkungsänderungen von dem Produkt  $N\bar{E}$ . Wiedergegeben sind die stationären Werte.

steigenden Elektronenstrom im Multiplier verursacht werden. Eingehende Untersuchungen von R. B. Murray und J. J. Manning<sup>11)</sup> an verschiedenen RCA-Multipliertypen zeigen jedoch, daß für das Emissionsspektrum des NaJ(Tl) Temperaturerhöhungen oberhalb 0°C eine Abnahme der Impulsamplitude bewirken und daß dieser Effekt überwiegend von der Photokathode herrührt.

Die Verstärkungsänderungen sind auch nicht mit Raumladungserscheinungen im Multiplier zu

<sup>11)</sup> R. B. Murray und J. J. Manning, IRE Trans. Nucl. Sci. 7 (1960) 80.

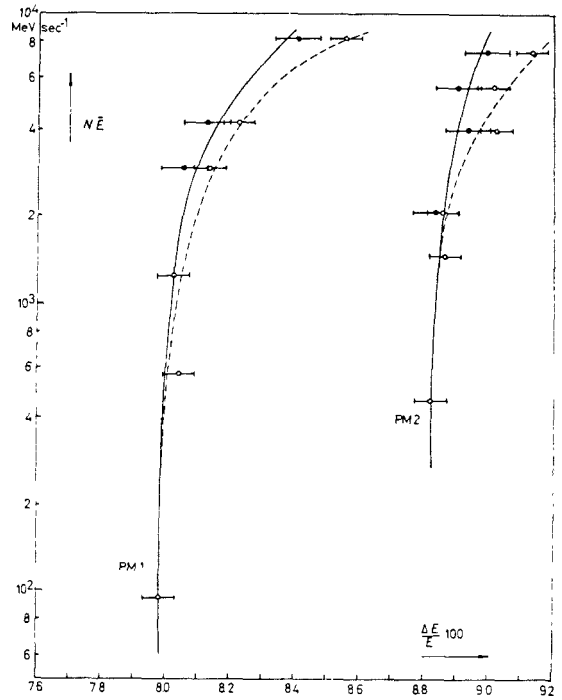


Abb. 6. Auflösungsvermögen als Funktion der Belastung  $N\bar{E}$ .

ladung die Verstärkung herabsetzt, würde der Verstärkungsfaktor überdies mit steigender Belastung abnehmen müssen, im Gegensatz zur Beobachtung.

Nach diesen Feststellungen können die langzeitigen Verstärkungsänderungen nur durch Änderungen in den Sekundäremissionseigenschaften der Dynoden verursacht werden. Zu demselben Schluß kommen auch L. Cathey<sup>4)</sup>, H. Jung *et al.*<sup>7)</sup> und G. Kainz<sup>8)</sup> aufgrund ihrer Messungen an verschiedenen Multipliertypen. Vergleicht man die bisherigen Arbeiten miteinander, so läßt sich feststellen, daß das Verhalten der Multiplier nicht mit dem Dynodenmaterial korreliert ist. Für die Verstärkungsänderungen müssen daher andere die Sekundäremission der Dynoden beeinflussende Faktoren verantwortlich sein. Da bis jetzt keine ausreichenden



experimentellen Daten vorliegen, lassen sich über die Art dieser Faktoren nur Vermutungen anstellen. Die größte Wahrscheinlichkeit besitzt eine von L. Cathey herrührende Deutung, der sich auch G. Kainz anschließt. Sie beruht auf der Diffusion von freiem Caesium in den Multipliern. Freies Cs ist in allen bisher untersuchten Typen vorhanden, da die Photokathode stets aus einer Cs-Sb-Verbindung besteht. Das Cs hat in dieser Verbindung einen endlichen Dampfdruck, der in der Größenordnung von  $10^{-8}$  Torr liegen dürfte. Aus dem Cs-Dampf wird sich reines Cs auf allen Oberflächen, insbesondere auch auf den Dynoden, niederschlagen. Reine Oberflächen können bei einem Gasdruck von  $10^{-8}$  Torr innerhalb weniger Minuten eine monoatomare Schicht der Restgasatome adsorbieren.

Elektropositive Ionen wie Cs reduzieren die Elektronenaustrittsarbeit<sup>12)</sup>. Die oberflächliche Bedeckung mit Restgasatomen beeinflusst die Sekundäremissionseigenschaften der Dynoden daher ganz entscheidend. Abb. 7 zeigt qualitativ die Abhängigkeit des Sekundäremissionsfaktors einer Sb-Cs-O Dynode von der Bedeckung mit Cs. Die Kurve wurde von L. Cathey<sup>4)</sup> angegeben. Für

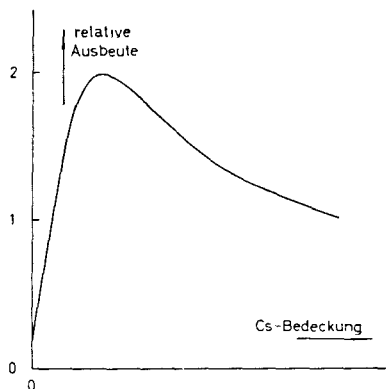


Abb. 7. Sekundäremissionsfaktor einer Sb-Cs-O-Dynode als Funktion der Cs-Bedeckung (nach L. Cathey).

Ag-Mg-Dynoden ist ein ähnlicher Verlauf zu erwarten. Er läßt sich auf folgende Weise erklären: Bei kleinen Bedeckungsgraden geben die adsorbierten Cs-Atome ihr Valenzelektron an die Unterlage ab. Die positiven Cs-Ionen erleichtern den

Elektronenaustritt, indem sie die Kräfte, die die Elektronen im Trägermaterial anziehen, teilweise kompensieren. Mit wachsender Bedeckung nimmt das Austrittspotential zunächst linear ab, bis die Ionen sich gegenseitig beeinflussen. Wird weiteres Cs adsorbiert, bleibt es in steigendem Maße in Form von Atomen an der Oberfläche haften. Dies führt zu einer geringeren Abnahme der Austrittsarbeit. Überwiegt die Zahl der Atome die der Ionen, so wächst das Potential wieder an. Nach Anlagerung mehrerer Atomschichten erreicht die Austrittsarbeit schließlich den Wert des kompakten Cs. Es gibt also eine günstigste Bedeckung, bei der die Elektronenemission ein Maximum besitzt.

An Hand der Abb. 7 lassen sich nun die meisten Beobachtungen deuten, wenn man beachtet, daß die Elektronen im Multiplier auf eine Energie in der Größenordnung von 100 eV beschleunigt werden. Diese Energie ist sehr viel größer als die Bindungsenergie der an die Ag-Mg-Dynoden adsorbierten Cs-Atome. Daher können die Primärelektronen durch Stoß Cs freisetzen, das entweder in elektrisch neutralem Zustand oder in Form von Ionen die Oberfläche verläßt.

In jedem Falle verarmen durch den Elektronenstrom die Dynoden an Cs. Dies bedeutet ein Durchlaufen der Kurve in Abb. 7 in Richtung kleinerer Bedeckungsgrade.

Bei jeder Belastung des Multipliers stellt sich nach einer gewissen Zeit ein stationärer Wert für die Bedeckung der einzelnen Dynoden ein. Dieser Gleichgewichtswert folgt näherungsweise aus der Bilanz:

$$n_e^{(i)} \eta \theta_{gl}^{(i)} + \alpha_{th} \theta_{gl}^{(i)} = n_d \quad (1)$$

Hierin ist:

$n_e^{(i)}$  die Zahl der pro  $\text{cm}^2$  und sec auf die  $i$ -te Dynode auftreffenden Elektronen;

$\eta$  der Wirkungsquerschnitt für die Freisetzung eines Cs-Atoms durch Elektronenstoß;

$\theta_{gl}^{(i)}$  die Gleichgewichtsbedeckung der  $i$ -ten Dynode, d.h. die Zahl der Cs-Atome pro  $\text{cm}^2$ ;

$\alpha_{th}$  der Bruchteil der pro sec thermisch abdampfenden Cs-Atome;

$n_d$  die Zahl der pro  $\text{cm}^2$  und sec aus der Dampfphase auftreffenden Cs-Atome.

Gl. (1) enthält die vereinfachenden Annahmen,

<sup>12)</sup> H. Simon und R. Suhrmann, Der lichtelektrische Effekt (Berlin, 1958).

daß  $n_d$  konstant ist und  $\alpha_{th}$  nicht von der Bedeckung abhängt. Beides gilt nur näherungsweise. Für den unbelasteten Multiplier erhält man

$$\alpha_{th}\theta_0^{(i)} = n_d, \quad (2)$$

wobei  $\theta_0^{(i)}$  die Anfangsbdeckung ist.

Aus (1) und (2) folgt

$$\theta_{gl}^{(i)} = \frac{\theta_0^{(i)}}{1 + n_e^{(i)}\eta/\alpha_{th}}. \quad (3)$$

Der zeitliche Verlauf der Sekundäremission jeder einzelnen Dynode und damit die Verstärkungs-

änderung des Multipliers hängt nun davon ab, ob die Anfangsbdeckung  $\theta_0$  der Dynoden vor dem Einsetzen des erhöhten Elektronenstroms größer oder kleiner als die günstigste Bedeckung  $\theta_{opt}$  ist. Abb. 8 zeigt das charakteristische Verhalten mehrerer Multipliertypen. Für  $\theta_0 > \theta_{opt}$  steigt die Verstärkung zunächst an (RCA 6810 A, Du Mont 6292, EMI 6255 A). Der weitere Verlauf wird durch das Verhältnis  $\theta_0/\theta_{opt}$  und durch die Größe der Belastung bestimmt. Bleibt  $\theta_{gl} > \theta_{opt}$ , so ist eine monotone Zunahme der Verstärkung bis zum Endwert zu erwarten (Du Mont 6292). Falls zu-

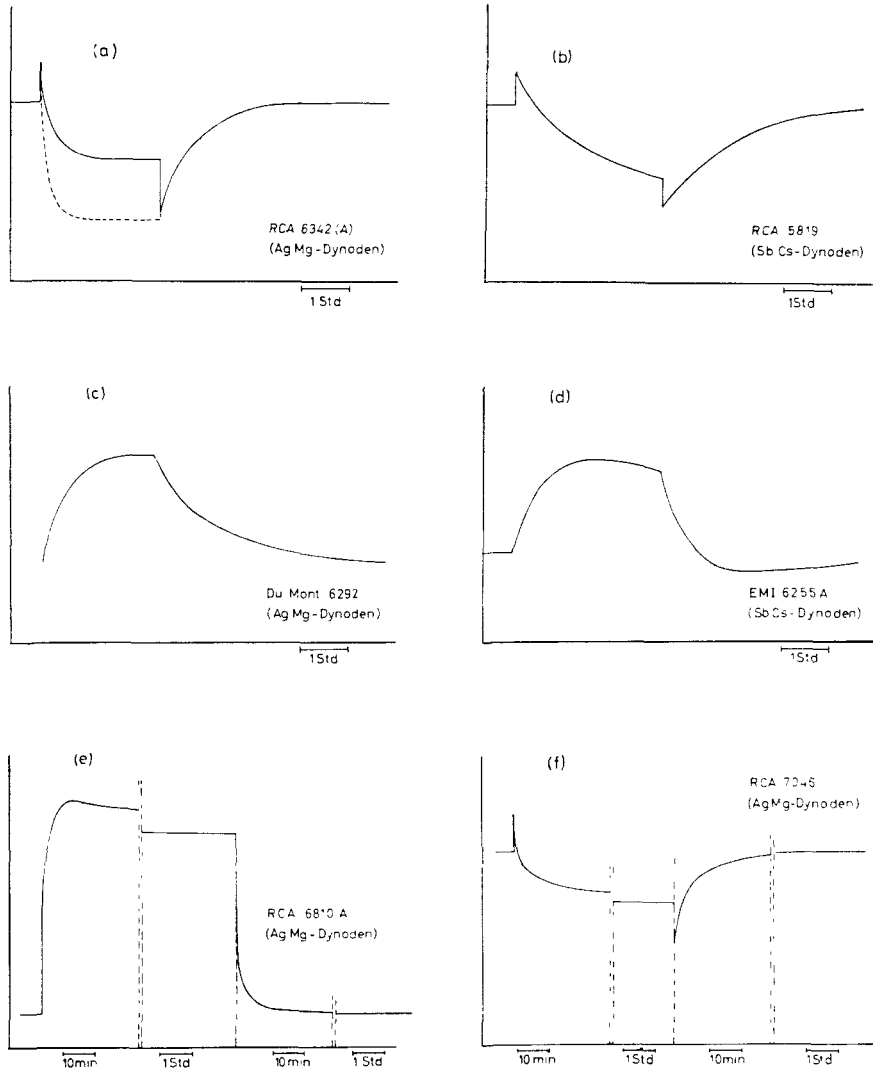


Abb. 8. Charakteristischer Verlauf der Verstärkung verschiedener Multipliertypen (a)–(d) nach H. Jung *et al.*<sup>7)</sup>, (e) vorliegende Arbeit, (f) nach C. Weitkamp<sup>13)</sup>.

<sup>13)</sup> C. Weitkamp, Diplomarbeit, Karlsruhe 1962.

mindest für die letzte Dynode  $\theta_{gl} < \theta_{opt}$  wird, erfolgt nach einem anfänglichen Anstieg eine Abnahme des Verstärkungsfaktors. Der Endwert kann größer (RCA 6810 A, EMI 6255 A) oder auch kleiner (einige Exemplare Du Mont 6292<sup>4</sup>) als der ursprüngliche Wert bei Nullzählrate sein. Für  $\theta_0 \leq \theta_{opt}$  ergibt sich stets ein monotoner Abfall (RCA 6342, 5819, 7046). Die momentane Bedeckung  $\theta(t)$  wird beschrieben durch die Gleichung

$$\frac{d\theta}{dt} = -\alpha_{th}\theta - n_e\eta\theta + n_d, \quad (4)$$

aus der die Zeitkonstante

$$T_R = \left[ \alpha_{th} \left( 1 + \frac{n_e\eta}{\alpha_{th}} \right) \right]^{-1} \quad (5)$$

zu entnehmen ist. Für nicht zu hohe Belastungen wird  $T_R \approx \alpha_{th}^{-1}$ . Bei linearer Approximation der Ausbeutekurve in Abb. 7 sollten dann auch die Verstärkungsänderungen mit dieser Zeitkonstanten erfolgen. Ist  $z$  die Zahl der Cs-Atome pro  $\text{cm}^3$  und  $\bar{v}_{Cs}$  deren mittlere Geschwindigkeit, so gilt

$$n_d = z \frac{\bar{v}_{Cs}}{4} \quad (6)$$

und damit wegen (2)

$$\alpha_{th} = z \frac{\bar{v}_{Cs}}{4} \cdot \frac{1}{\theta_0}. \quad (7)$$

Für eine monoatomare Bedeckung ( $\theta_0 = 3.6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) und einen Cs-Dampfdruck von  $10^{-8}$  Torr erhält man hieraus

$$T_R \approx \alpha_{th}^{-1} \approx 3 \text{ min},$$

also eine Zeitkonstante, die bei Berücksichtigung der momentanen Sprünge in der Größenordnung der gemessenen Werte liegt (Abb. 2). Mit wachsender Belastung nimmt  $T_R$  nach Glg. (5) in Übereinstimmung mit der Beobachtung ab.

Die beschriebene Modellvorstellung vermag somit den zeitlichen Verlauf der Verstärkungsänderungen bei Erhöhung der Belastung weitgehend zu erklären. Exakte quantitative Aussagen sind jedoch nicht möglich, da die Oberfläche des Trägermate-

rials je nach ihrer Struktur sehr verschiedenartige Eigenschaften in bezug auf die Adsorption von Fremdatomen und die durch sie hervorgerufene Veränderung der Austrittsarbeit aufweisen kann. Dies erklärt auch die Beobachtung, daß die verschiedenen Multipliertypen selbst bei gleichem Dynodenmaterial unterschiedliche Zeitkonstanten des Zählrateneffekts zeigen.

Für die meisten Multiplier ergibt sich nach dem Vorgehenden zwanglos auch der zeitliche Verlauf, der nach einer plötzlichen Verminderung der Belastung gemessen wurde. Schwieriger ist für diesen Fall die Deutung der Meßergebnisse in Abb. 2. Wie bei der Erhöhung des Elektronenstroms soll man zunächst eine Zunahme des Verstärkungsfaktors erwarten. Eine mögliche Erklärung für das Fehlen dieses Anstiegs liegt in der Auswirkung des entgegengerichteten Kurzzeiteffekts und der Ausbeuteabnahme der Dynoden mit  $\theta_{gl} > \theta_{opt}$ , die die Zunahme des Sekundäremissionsfaktors der Dynoden mit  $\theta_{gl} < \theta_{opt}$  kompensiert.

Zur Deutung der Vorgänge, die eine Abhängigkeit des Zählrateneffekts von der Vorbehandlung der Multiplier bewirken (Abb. 3), sind die bisher verfügbaren experimentellen Daten nicht ausreichend. Dasselbe gilt für die Zählratenabhängigkeit des Auflösungsvermögens (Abb. 6).

Möglicherweise steht dieser Effekt in Zusammenhang mit einem zusätzlichen Kurzzeitverhalten der Verstärkungsänderungen (Zeitkonstante  $\leq 20 \mu\text{sec}$ ), auf das die Messungen von A. G. Berkovskij und V. G. Polskij<sup>5</sup>) hinweisen. Dem widerspricht jedoch die Beobachtung von R. D. Connor und M. K. Husain<sup>6</sup>), daß sich das Auflösungsvermögen von Du Mont-Multipliern mit steigender Belastung verbessert.

Die bisherigen Arbeiten über den Zählrateneffekt von Photomultipliern lassen erkennen, daß nur getrennte Untersuchungen der verschiedenen Kathoden- und Dynodeneigenschaften weitere Aufschlüsse über die Natur der gemessenen Effekte geben können. Eine vollständige Aufklärung wäre von großer Bedeutung für die Szintillationsmeßtechnik.