Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 27 (1954)
Heft: I

Artikel: Nachimpulse in Scintillationszählern
Autor: Meyer, K.P. / Maier, A.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112502

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 14.12.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Nachimpulse in Scintillationszählern*)

von **K. P. Meyer** und **A. Maier**, Universität Basel.

(19. I. 1954.)

Summary: Afterpulses arising in scintillation counters built up of commonly used components are described. They may simulate delayed nuclear radiation, when using dead-time free coincidence arrangements. One source of afterpulses is the luminescence of dynode surfaces. Ag–Mg dynodes give afterpulses, Cu–Be practically none. Another source is the scintillator itself. The scintillations of anthracene and trans-stilbene cristals include slower components of remarkable intensity. Decaytimes (10^{-8} to 10^{-6} sec range) and intensities (3 to 10%) are given in Table 1. These slower emissions are resolved by the multiplier into single-photon afterpulses. As expected for a liquid scintillator there are practically no afterpulses in a terphenyl solution. All afterpulses reported here are single-photon pulses. Using Schaetti-multipliers (Inst. of Tech. Physics, E.T.H. Zürich) we could not observe any afterpulses arising from more than one photo-electron.

1. Einleitung.

Nachimpulse in Scintillationszählern sind eine sehr unerfreuliche Erscheinung, da sie die Messungen in mannigfacher Weise verfälschen können. Von allgemeinem Interesse sind aber nur Angaben über Nachimpulse, deren Entstehung in häufig verwendeten Bauelementen der Scintillationszähler lokalisiert werden kann**). Hier soll berichtet werden über:

I. Im Multiplier, bei Verwendung der Ag–Mg-Legierung[1]) als Dynodenmaterial, entstehende Nachimpulse.

II. Im Scintillator, bei Verwendung von trans-Stilben- und Anthrazen-Kristallen, entstehende Nachimpulse.

In den bisherigen Publikationen berichten einige Autoren[2–5]) über relativ grosse Nachimpulse, welche durch rückwärts laufende Ionen des Restgases im Multiplier entstehen. Erfreulicherweise zeigen die von uns verwendeten Schaetti-Multiplier[6]) diesen Effekt nicht. Eine weitere Gruppe von Arbeiten[7–9]) befasst sich mit Nachimpulsen, die durch „langfristiges" Nachleuchten (10^{-4} bis 10^{+3} sec) organischer und anorganischer Scintillatoren entstehen. In der vorliegenden Arbeit handelt es sich um sehr rasch aussterbende Nachimpulse (10^{-8} bis 10^{-6} sec). Ihre Gefährlichkeit liegt insbesondere darin, dass sie in hochauflösenden Koinzidenzanordnungen verzögerte Koinzidenzen vortäuschen können. Diese Nachimpulse starten mit nur einem Photoelektron an der Kathode des Multipliers und stören daher in erster Linie bei der Messung energiearmer Strahlungen.

*) K. P. Meyer und A. Maier, Helv. Phys. Acta **26**, 411 (1953).

**) Mit „Bauelementen" sind Bestandteile wie Scintillator, Lichtleiter, Photokathode, Dynoden etc. gemeint.

Wir selbst wurden anlässlich von Untersuchungen kurzlebiger isomerer Kerne mit einer dead-time-freien Anordnung zur Messung verzögerter Koinzidenzen[10]) auf diese Erscheinungen aufmerksam. Den von uns an Au^{198} beobachteten verzögerten Koinzidenzen[11]), die durch Nachimpulse des Scintillators verursacht wurden, ordneten wir damals fälschlicherweise eine verzögerte γ-Strahlung des Hg^{198} zu.

Kennt man Häufigkeit und Abklingzeit der Nachimpulse, so kann man sich in der Regel durch Einführung einer geeigneten dead-time dagegen schützen. Ist dies nicht angängig[12]) (z. B. gepulste Strahlungsquellen), so muss der Scintillationszähler aus Nachimpuls-freien Bauelementen konstruiert werden.

2. Im Multiplier selbst, durch optische Rückkopplung erzeugte Nachimpulse.

Multiplier mit Dynoden aus Ag–Mg-Legierung[6]) zeigen bei hoher Vervielfachung ($\sim 10^9$) spontan eine Lumineszenz der letzten Dynoden. Spektroskopische Beobachtung lässt erkennen, dass es sich höchstwahrscheinlich um Emissionsbanden des MgO handelt, welches bei der Formierung der Dynodenoberflächen gebildet wird. Durch Rückwirkung dieses Lichtes auf die Photokathode wird eine Rückkopplung > 1 hervorgerufen, und es fliesst im Multiplier spontan ein Strom, der in unserem Falle bei ca. 1 mA durch die Belastung des Spannungsteilers begrenzt wurde. Durch Kühlung mit festem CO_2 lässt sich die Lumineszenz etwas reduzieren, sehr stark natürlich durch Herabsetzen der Vervielfachung. Senkt man mit diesen Hilfsmitteln die Rückkopplung genügend stark unter 1, so funktioniert der Multiplier scheinbar normal. Es müssen aber infolge der noch immer merklichen Rückkopplung mit entsprechender Wahrscheinlichkeit Nachimpulse auftreten. Diese Nachimpulse sollen nun nachgewiesen werden, indem man sie mit dem künstlich verzögerten Hauptimpuls zur Koinzidenz bringt. Das gelingt am einfachsten bei Bestrahlung der Photokathode mit schwachem kontinuierlichem Licht. Unter diesen Bedingungen (Einstrahlung einzelner Photonen, Rückkopplung $\ll 1$) müssen nämlich notwendigerweise Hauptimpulse und Nachimpulse gleich gross sein, bzw. das gleiche Amplitudenspektrum aufweisen, denn die einen wie die andern starten mit einem einzigen Elektron an der Photokathode. Fig. 1 zeigt die Koinzidenzen, welche man erhält, wenn beide Eingänge einer dead-time-freien Koinzidenzanordnung[10]) gemeinsam von den Impulsen eines Multipliers gespiesen werden. Solange man die Impulse *gleichzeitig* auf beide Eingänge gibt, erscheint jeder Impuls als Koinzidenz. Eine *Verzögerung* der Impulse von 10^{-8} sec

an einem Eingang relativ zum andern lässt die Koinzidenzen nahezu völlig verschwinden. Erreicht die relative Verzögerung aber den Wert von 10^{-7} sec, so tritt ein zweites Maximum der Koinzidenzhäufigkeit auf, das durch die verzögerten Koinzidenzen zwischen Haupt- und Nachimpuls gedeutet werden muss. Die Laufzeit der

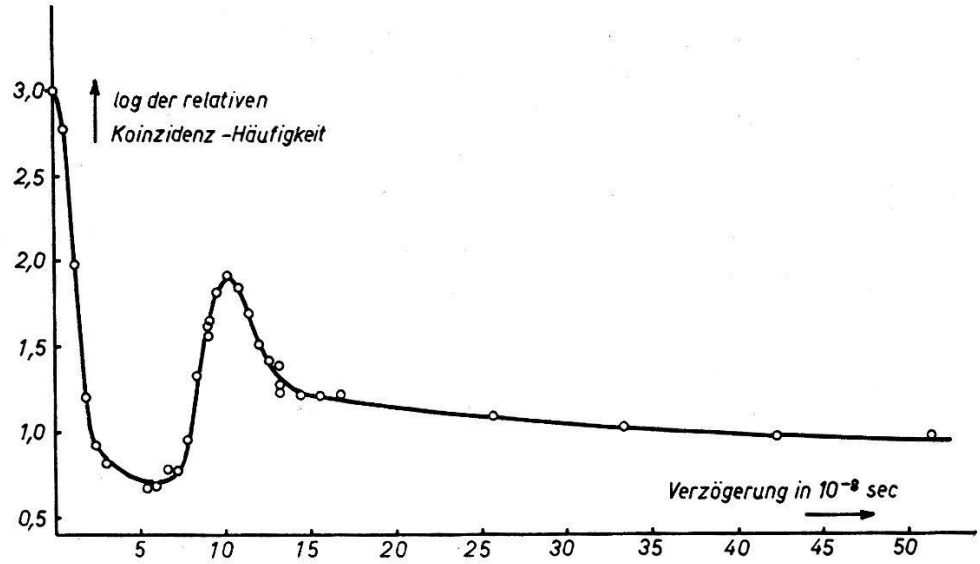


Fig. 1.

Verzögerte Selbstkoinzidenzen eines Multipliers mit Ag–Mg-Dynoden. Der gleiche Multiplier speist beide Eingänge der Koinzidenzstufe. Das Maximum bei 10^{-7} sec Verzögerung zeigt die Koinzidenzen zwischen Hauptimpuls und Nachimpulsen, die durch optische Rückkopplung erzeugt werden.

Elektronen durch den ganzen Multiplier (18 Dynoden) beträgt nämlich gerade etwa 10^{-7} sec. Da die Lumineszenz im wesentlichen an den letzten Dynoden auftritt (exponentielle Zunahme der Elektronenzahl), muss die Zahl der koinzidierenden Nachimpulse rasch zunehmen, wenn die Verzögerung gegen 10^{-7} sec hin ansteigt. Das langsamere Wiederabnehmen der Koinzidenzhäufigkeit bei noch grösseren Verzögerungen muss dem zeitlichen Abklingen der Lumineszenz selbst entsprechen.

Ersetzt man in sonst gleich gebauten Multipliern die Ag–Mg- durch Cu–Be-Dynoden[6]), so arbeitet die Röhre auch bei hoher Vervielfachung einwandfrei. Eine Lumineszenz ist nur noch sehr schwach sichtbar und von einer Rückkopplung > 1 ist keine Rede mehr. Das zweite Maximum der Koinzidenzhäufigkeit, mit seiner durch die Geometrie bedingten Lage bei 10^{-7} sec Verzögerung, ist nur noch angedeutet, und die Zahl der verzögerten Koinzidenzen hält sich überall knapp unter $1\,^0/_{00}$ der unverzögerten. Die Zahl der zufälligen Koinzidenzen beträgt allerdings nur $\sim 0{,}1\,^0/_{00}$. Die Natur des verbleibenden Koinzidenzuntergrundes von $1\,^0/_{00}$ wurde, weil für uns belanglos, nicht näher untersucht.

3. Nachimpulse organischer Scintillatoren.

A. *Nachweis ihrer Entstehung im Kristall.*

Unsere Koinzidenzmessungen an momentan aufeinanderfolgenden Kernstrahlungen zeigten stets einen gewissen Anteil an verzögerten Koinzidenzen, sobald einer der beiden Koinzidenzpartner unter den kleinen Impulsen ausgewählt wurde*), wie z. B. der Vergleich von Kurve a und b in Fig. 2 zeigt. Stets war die „verzögerte Strahlung" auf Seite der kleinen Impulse zu finden, sogar dann, wenn diese als β-Strahlung ganz sicher zeitlich vor dem anderen Koinzidenzpartner (γ-Strahlung) auftrat. Da auch der Absorptionskoeffizient für verzögerten wie unverzögerten Anteil der Koinzidenzen identisch war, konnte es sich hier nicht um verzögerte Kernstrahlung, sondern nur um Nachimpulse der Scintillationszähler handeln. Nachdem sich unsere Cu–Be-Multiplier mit Cs–Sb-Kathode[6]) als praktisch Nachimpuls-frei erwiesen hatten, war es naheliegend, die Quelle der Nachimpulse in den verwendeten Scintillatoren Anthrazen und trans-Stilben zu suchen.

Um die Entstehung von Nachimpulsen in den Kristallen selbst verstehen zu können, muss man sich etwa folgende Vorstellungen machen: Ionisierende Strahlung, welche den organischen Kristall durchsetzt, wird im allgemeinen nicht nur *einen* zur Fluoreszenz fähigen Zustand der Moleküle anregen, sondern mit merklicher Wahrscheinlichkeit deren mehrere. Alle Anregungen, die innerhalb der Auflösungszeit des Zählers abklingen, erzeugen den unaufgelösten Hauptimpuls, während ein wesentlich langsamer ausgestrahlter Rest in einzelne Photonen aufgelöst wird, die zu Nachimpulsen Anlass geben, welche je mit einem einzigen Photoelektron an der Kathode des Multipliers starten. Die *Häufigkeit* dieser Nachimpulse muss nach jeder Scintillation entsprechend den Zeitkonstanten der beteiligten optischen Emissionsprozesse abnehmen. Ihre *Amplitude* dagegen ist konstant, abgesehen von der Statistik der Sekundärelektronen-Vervielfachung. Ihr Amplitudenspektrum muss somit identisch mit demjenigen des thermischen Nulleffektes der Photokathode sein. Da es also nur kleine Nachimpulse gibt, ist es ohne weiteres verständlich, dass wir bei unseren Koinzidenzmessungen nur dann und immer

*) Koinzidenzpartner mit vorgegebenen Impulsgrössen wurden folgendermassen ausgewählt: Die Impulse der beiden Multiplier gehen direkt auf die Eingänge der schnellen ($2 \cdot 10^{-9}$ sec) Koinzidenzanordnung[10]) und parallel dazu auf zwei Einkanal-Impulsspektrographen mit einer Integrationszeit von 10^{-7} sec. Gezählt werden die Dreifachkoinzidenzen ($\tau \sim 8 \cdot 10^{-6}$ sec) der Impulse aller drei Kanäle. Weitere Eigenschaften der Schaltung gestatten die Auswahl der Koinzidenzpartner hinsichtlich ihrer Impulsgrösse auch dann, wenn es sich um Koinzidenzen handelt, die durch Nachimpulse zustande kommen.

dann verzögerte Koinzidenzen fanden, wenn ein Partner der Koinzidenz unter den kleinen Impulsen ausgewählt wurde. Eine *Verbesserung der Lichtleitung* erhöht die Zahl der Photoelektronen, welche an der Kathode starten. Somit wird der Hauptimpuls grösser und die Nachimpulse proportional dazu zahlreicher. *Zunehmende*

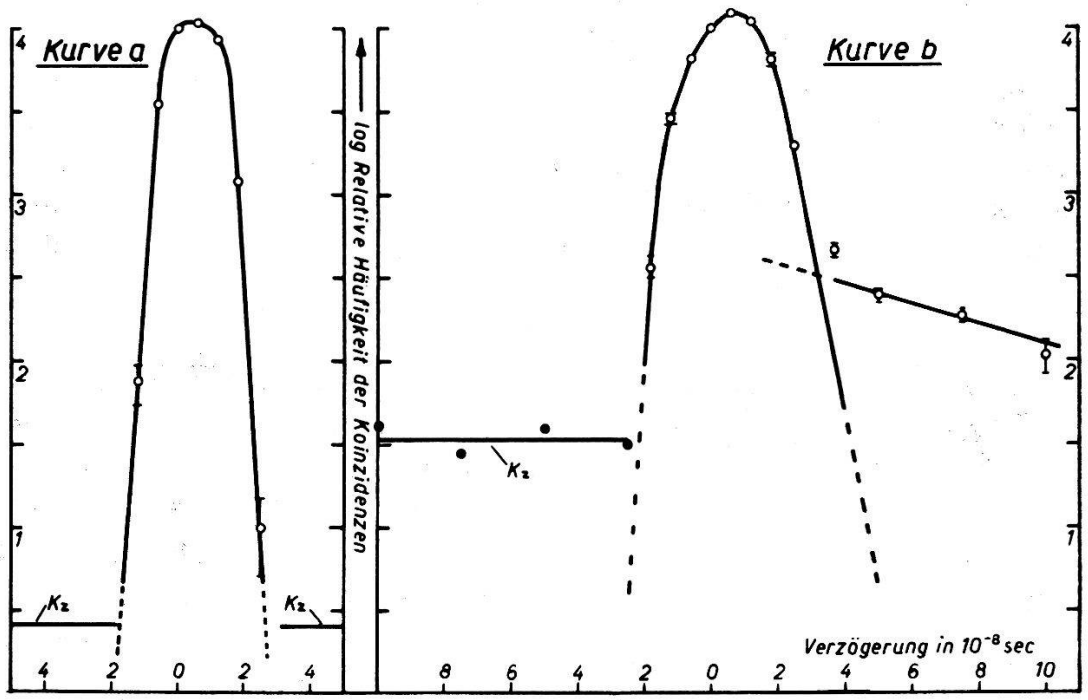


Fig. 2.

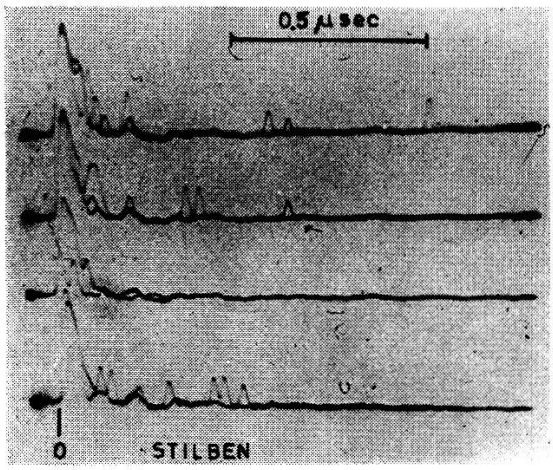
Koinzidenzen zwischen der β-(963 KeV)- und der γ-(411 KeV)-Strahlung von Au^{198}–Hg^{198}, mit Stilben als Scintillator. Nach rechts ist die künstliche Verzögerung für die β-, nach links für die γ-Strahlung aufgetragen. Der β-Partner der Koinzidenz ist ungefähr im Maximum des β-Spektrums ausgewählt worden. Die γ-Partner liegen bei Kurve a etwa im Maximum der Compton-Elektronenverteilung, in Kurve b bei den kleinsten erfassbaren Impulsamplituden. Kurve b ist in einen unverzögerten Teil und einen Abfall mit $\tau_{1/2} = 0{,}05$ μsec zerlegt. Überall sind die zufälligen Koinzidenzen (K_z) bereits subtrahiert. Die bei genügend grosser Verzögerung direkt gemessenen Werte von K_z sind ebenfalls eingezeichnet.

Energie der den Kristall anregenden Strahlung muss die gleiche Wirkung haben, solange die relativen Anregungswahrscheinlichkeiten für die beteiligten optischen Niveaus konstant bleiben. Diese Voraussetzung ist weitgehend erfüllt, denn die Energie der anregenden Strahlung ist sehr gross gegenüber den optischen Energien.

Die erwarteten Nachimpulse konnten ohne weiteres in einem raschen Oszillographen (Anstiegszeit 10^{-8} sec)[13]) nachgewiesen werden, dessen Zeitablenkung durch die Hauptscintillation ausgelöst wurde. Man muss lediglich darauf achten, dass bereits der Multiplier durch die Hauptimpulse kräftig übersteuert wird, da sonst das zu grosse Amplitudenverhältnis zwischen Haupt- und Nachimpuls bei

der darauffolgenden Nachverstärkung stört. Fig. 3 und 4 zeigen solche Nachimpulsaufnahmen am Beispiel von trans-Stilben. Der Effekt tritt an Stilbenkristallen verschiedenster Herkunft auf.

Um aber zu beweisen, dass es sich hier wirklich um Nachimpulse handelt, die im Kristall und nicht im Multiplier entstehen, musste ein Scintillator gefunden werden, der unter analogen Bedingungen keine Nachimpulse liefert. Dies war bei verdünnten scintillierenden Lösungen zu erwarten. Hier wirkt ja die ionisierende Strahlung nicht direkt auf das gelöste fluoreszierende Molekül ein. Die Anregungsenergie wird in der Regel durch ein Molekül des Lösungsmittels absorbiert und dann durch einen Resonanzprozess an andere solche Moleküle weitergegeben, bis sie endlich von einem gelösten



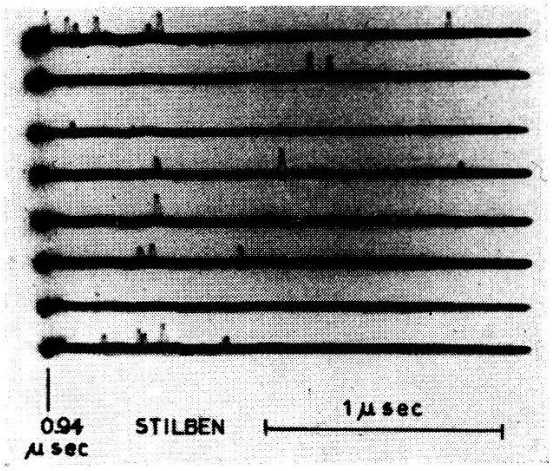


Fig. 3 Fig. 4

Nachimpulse eines trans-Stilbenkristalles. Der Hauptimpuls übersteuert stark. In Fig. 3 sind 2 bis 5, in Fig. 4 im Mittel 9 Scintillationen übereinandergeschrieben worden, bevor das Bild in vertikaler Richtung verschoben wurde. Fig. 3 zeigt den Anfang der Scintillation, während die Spuren in Fig. 4 erst 0,94 μsec später einsetzen (γ-Bestrahlung mit Co^{60}).

Molekül eingefangen und ausgestrahlt wird[14]). Es wäre ein grosser Zufall, wenn dieser Mechanismus für mehrere Anregungsarten des gelösten Moleküls mit guter Ausbeute funktionieren würde. Tatsächlich gab *p*-Terphenyl, gelöst in *m*-Xylol (5 g/l), nur sehr wenig Nachimpulse. Terphenyllösung und ein trans-Stilbenkristall ähnlicher Form und Grösse wurden mit der gleichen Quelle (γ-Strahlung von Co^{60}) in gleicher Geometrie bestrahlt. Da die Scintillationen von Stilben grösser als diejenigen einer Terphenyllösung sind, wurde zur Kompensation die Lichtleitung für Stilben entsprechend verringert, so dass das Amplitudenspektrum der Hauptimpulse in beiden Fällen identisch war. Die Scintillatoren waren im Betrieb auswechselbar. Auszählungen alternierender photographischer Aufnahmen ergaben für die Terphenyllösung nur 7,5 % der Nachimpuls-

häufigkeit von Stilben. (Das ausgezählte Intervall begann 0,3 μsec und endete 2,3 μsec nach Beginn der Scintillation.) Damit ist die Erzeugung der Nachimpulse mit Sicherheit im Kristall lokalisiert. Der kleine verbleibende Nachimpulseffekt der Terphenyllösung (einige 10^{-3} Nachimpulse pro Hauptimpuls und Photoelektron) wurde nicht näher untersucht. Aus seinem Gang mit der Dynodenspannung folgt immerhin, dass er mindestens zum Teil im Multiplier entsteht.

Unsere Vorstellungen über die Erzeugung der Nachimpulse wurden noch in folgenden weiteren Punkten experimentell überprüft:

a) Das Impulsspektrum des thermischen Nulleffektes wurde mit demjenigen der Nachimpulse verglichen und als gleich befunden. Die auftretenden Nachimpulse starten also ausschliesslich mit einem einzigen Photoelektron an der Kathode.

b) Löst man die Zeitablenkung des Oszillographen nicht durch eine Scintillation, sondern willkürlich aus, so findet man rund 100mal weniger „Nachimpulse". Dieser Rest entspricht quantitativ den zufällig registrierten Impulsen des thermischen Nulleffektes.

c) Verbessert man die Lichtleitung zwischen Stilbenkristall und Photokathode, so nimmt die Zahl der Nachimpulse proportional zur Amplitude des Hauptimpulses zu.

d) Es werden die Scintillationen eines Compton-Elektronenspektrums betrachtet. Erhöht man den diskriminierenden Pegel, so nimmt die Zahl der Nachimpulse pro Hauptimpuls zu.

B. *Lichtemission von Stilben und Anthrazen; Halbwertszeit und relative Intensität der einzelnen Komponenten; quantitative Erfassung der Nachimpulse.*

Die nähere Untersuchung zeigt, dass die verzögerte Lichtemission der Kristalle Komponenten stark verschiedener Abklingzeit enthält. Um die Nachimpulse in bezug auf Häufigkeit und Abklingen quantitativ erfassen zu können, müssen daher die einzelnen Komponenten der Lichtemission gesondert betrachtet werden.

Die relative Intensität (J) einer bestimmten Komponente soll deren Intensität, bezogen auf die rasche Hauptkomponente, bedeuten. Als Mass für die relative Intensität einer Komponente soll die mittlere Zahl der Photoelektronen gelten, die von dieser Komponente pro Scintillation an der Kathode des Multipliers ausgelöst wird. Abgesehen von einer eventuell verschiedenen Photoempfindlichkeit unserer Cs–Sb-Kathode für die einzelnen Komponenten, ist dieses Intensitätsmass der pro Komponente und Scintillation emittierten Photonenzahl proportional. Das Abklingen wird exponentiell angesetzt (Zerfallskonstante λ, Halbwertszeit $\tau_{1/2}$). Die Zahl der

Nachimpulse pro Zeiteinheit (N) wird also nach jedem Hauptimpuls wie $N = N_0 e^{-\lambda t}$ abnehmen. Im Zeitintervall von t_1 bis t_2 werden somit $F_{1,2} = (N_0/\lambda)(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})$ Nachimpulse auftreten, und die Gesamtzahl der Nachimpulse ($F_{0,\infty}$) beträgt N_0/λ. Bezeichnen wir die Zahl der Photoelektronen, mit denen der Hauptimpuls an der Photokathode startet, mit P, so wird $J = N_0/(\lambda P) = F_{1,2}/[P(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})]$. Zur Bestimmung von J müssen also ausser λ die Zahl der Nachimpulse ($F_{1,2}$) in einem bestimmten Zeitintervall ($t_2 - t_1$), sowie die mittlere Photoelektronenzahl (P) der zugehörigen Hauptimpulse gemessen werden. Kennt man einmal die Werte für J und λ, dann kann für eine beliebige experimentelle Anordnung (mit Cs–Sb-Kathode) der zeitliche Verlauf der absoluten Nachimpulshäufigkeit $N = J p \lambda e^{-\lambda t}$ für jede Komponente angegeben werden*). Hier bedeutet p die mittlere Photoelektronenzahl pro Hauptimpuls im betreffenden Experiment.

$F_{1,2}$ wurde durch Auszählung photographierter Oszillogramme über ein Intervall von 1,2 μsec bestimmt. Für die in der Nullinienbreite des Oszillogramms verlorengehenden Nachimpulse konnte auf Grund der Kenntnis des Impulsspektrums korrigiert werden. Der Mittelwert von P für das verwendete Amplitudenintervall der Hauptimpulse wurde durch Vergleich mit dem Impulsspektrum des thermischen Nulleffektes bestimmt. Letzteres liefert die mittlere Amplitude des Einelektronenimpulses. Zur Bestimmung von λ wurde die zeitliche Verteilung der Nachimpulse während 3 μsec nach der Scintillation ausgemessen. Fig. 5 und 6 zeigen die zeitliche Abnahme der Häufigkeit für Anthrazen und Stilben. Im Falle von Anthrazen lässt sich der Abfall eindeutig in zwei Exponentialfunktionen zerlegen. Entsprechend dem Verhältnis der Flächen unter den beiden Exponentialkurven im ausgezählten 1,2-μsec-Zeitintervall verteilt sich der gemessene Wert $F_{1/2}$ auf die beiden Komponenten. Beim Stilben ist nur ganz zu Anfang ein Abweichen vom exponentiellen Verlauf angedeutet. Dies weist auf eine weitere noch raschere Komponente hin, die mit dem oszillographischen Verfahren nicht mehr richtig erfasst werden kann. In der Tat liefern Messungen mit verzögerten Koinzidenzen (Kurve b in Fig. 2) eine Halbwertszeit von 0,05 μsec. Ein unterer Grenzwert**) für die relative Intensität dieser verzögerten Emission ergibt sich aus dem Verhältnis der Flä-

*) Insoweit das Verhältnis der Photoempfindlichkeiten für Verzögerte- und Haupt-Komponente dasselbe ist, spielt auch die Natur der Photokathode keine Rolle.

**) Die zufälligen Koinzidenzen des thermischen Nulleffektes erlaubten es nicht, den Koinzidenzpartner mit kleinen Amplituden so zu wählen, dass alle Nachimpulse erfasst worden wären.

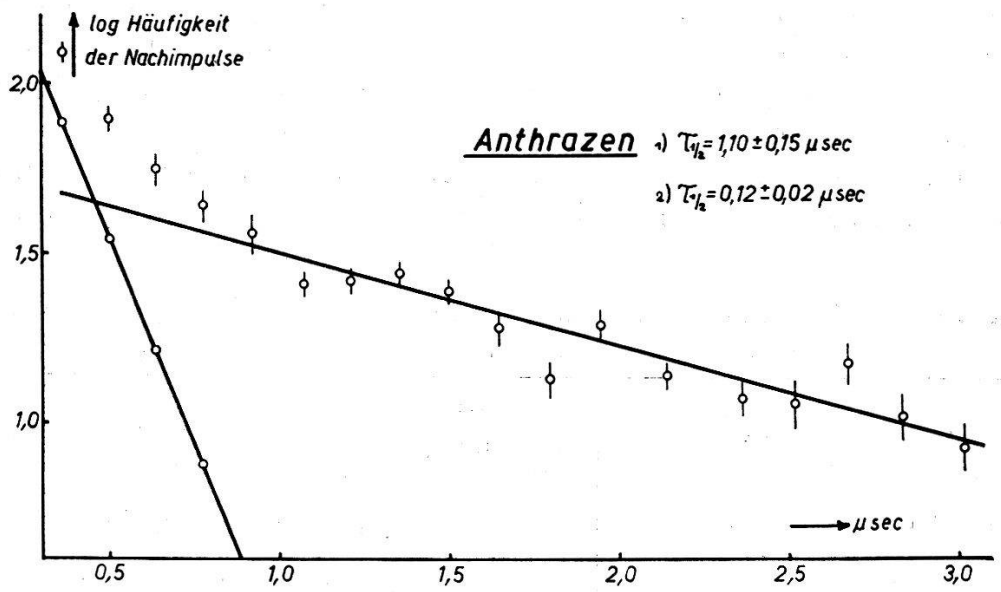


Fig. 5.
Zeitliche Verteilung der Nachimpulse von Anthrazen und ihre Zerlegung in zwei Exponentialkurven.

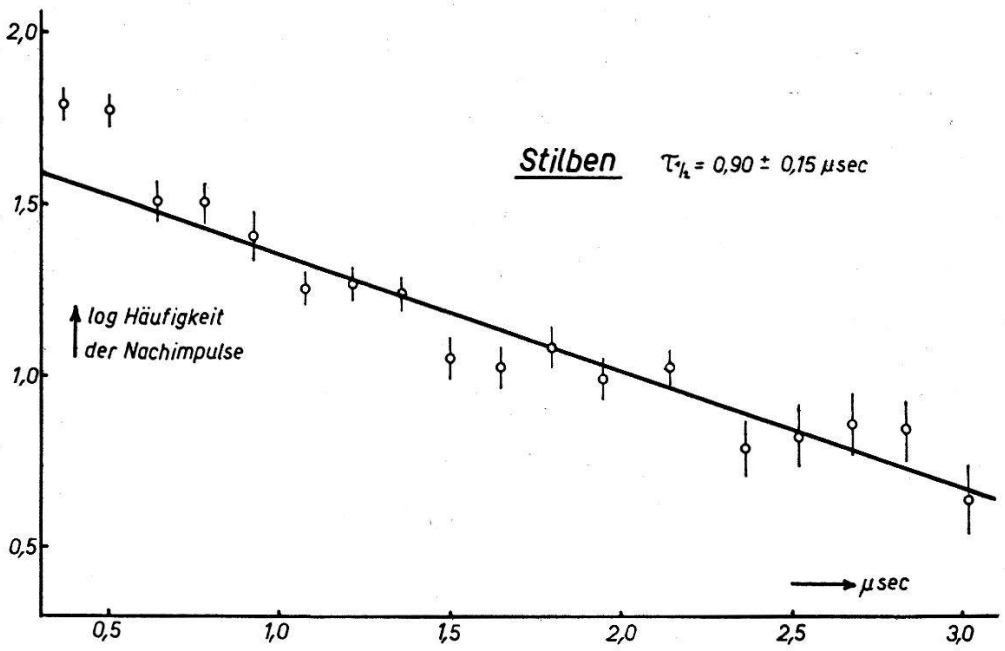


Fig. 6.
Zeitliche Verteilung der Nachimpulse von trans-Stilben. In der Abweichung der zwei ersten Messpunkte von der Geraden deutet sich bereits die 0,05-μsec-Komponente an.

chen unter den beiden Teilen von Kurve b. Auch bei Anthrazen scheint es noch eine relativ starke Komponente sehr kurzer Halbwertszeit (ca. 0,035 μsec) zu geben, wie aus unseren früheren Messungen[11]) geschlossen werden muss. Diese damals ohne Impulsspektrographen durchgeführten Versuche eignen sich nicht zur nachträglichen Be-

*

stimmung der Intensität dieser Komponente und wurden später nicht mehr wiederholt. Tab. 1 zeigt die Zusammenstellung der Messresultate von $\tau_{1/2}$ und J für trans-Stilben und Anthrazen**). Der Übersicht halber sind auch die wohlbekannten kurzen Halbwertszeiten der Hauptkomponenten aufgeführt sowie die Messungen von JACKSON und HARRISON[7]) über sehr langfristiges Nachleuchten.

Tabelle 1.

Relative Intensitäten in % und Halbwertszeiten in μsec für einige Komponenten der Lichtemission von trans-Stilben und Anthrazen.

Kristall	$\tau_{1/2}$ (μsec)	Relative Intensität (%)	Autor
Stilben	0,0057	100	PHILLIPS und SWANK[15])
	0,05 $\pm$ 0,012	>10	MEYER und MAIER
	0,90 $\pm$ 0,15	*) 5,3 $\pm$ 0,7	MEYER und MAIER
	55 $\pm$ 7	4,3 $\pm$ 0,2	JACKSON und HARRISON[7])
Anthrazen	0,020	100	PHILLIPS und SWANK[15])
	0,12 $\pm$ 0,02	*) 3,8 $\pm$ 1,3	MEYER und MAIER
	1,10 $\pm$ 0,15	*) 3,4 $\pm$ 0,5	MEYER und MAIER
	33 $\pm$ 4	5,6 $\pm$ 0,4	JACKSON und HARRISON[7])

*) Vergleichsintensität 100 ist hier genau genommen nicht die Hauptkomponente allein, sondern die Gesamtemission in 10^{-7} sec.

Herrn Prof. P. HUBER möchten wir für die stetige Förderung der Arbeit unseren herzlichen Dank aussprechen.

Literaturverzeichnis.

1) V. K. ZWORYKIN u. a., J. Appl. Phys. **12**, 696 (1941).
2) T. N. K. GODFREY u. a., Phys. Rev. **84**, 1248 (1951).
3) D. W. MUELLER u. a., Nucleonics **10**, 6, 53 (1952).
4) R. J. LANTER und R. W. CORWIN, Rev. Sci. Instr. **23**, 507 (1952).
5) RCA Labs. Div., Nucl. Sci. Abstr. **6**, 2694 (1952). – P. W. DAVISON, Nucleonics **10**, 3, 33 (1952).
6) N. SCHAETTI, Helv. Phys. Acta **23**, 108 (1950).
7) J. A. JACKSON und F. B. HARRISON, Phys. Rev. **89**, 322 (1953).
8) W. G. CROSS, Phys. Rev. **78**, 185 (1950).
9) H. NEUERT und TH. RETZ-SCHMID, Z. Phys. **134**, 165 (1953).
10) K. P. MEYER, E. BALDINGER und P. HUBER, Helv. Phys. Acta **23**, 121 (1950).
11) K. P. MEYER u. a., Helv. Phys. Acta **23**, 517 (1950).
12) R. MADEY, Phys. Rev. **91**, 486 (1953).
13) P. SCHMID und E. BALDINGER, Helv. Phys. Acta **23**, 478 (1950).
14) S. C. CURRAN, Luminescence and the Scintillation Counter. London, Butterworths Scient. Publ. 1953.
15) H. B. PHILLIPS und R. K. SWANK, Rev. Sci. Instr. **24**, 611 (1953).

**) Das Stilben wurde von der Larco Nuclear Instrument Co., New York, bezogen. Das Anthrazen stammt von der Ciba, Basel.