

Die Erzeugung von Stoßelektronen beim Durchgang von energiereichen μ -Mesonen durch Eisen und Blei

Von U. PFEIFFER

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen
(Z. Naturforsch. 12 a, 148–153 [1957]; eingegangen am 5. Dezember 1956)

Beim Durchgang von energiereichen μ -Mesonen durch dichte Materieschichten finden an den Elektronen des durchquerten Materials zahlreiche Stoßprozesse statt. Nur wenige der angestoßenen Elektronen erhalten genügend Energie, um die Schicht verlassen zu können. Die von den Elektronen erzeugte Bremsstrahlung und der damit zwangsläufig verbundene Anteil von COMPTON-Elektronen erreicht infolge der exponentiellen Absorption der γ -Quanten erst nach größeren Materialschichtdicken meßbare Werte.

Der Anteil der COMPTON-Elektronen bei den in der WILSON-Kammer beobachteten Sekundärelektronen aus Eisen und der Einfluß der Rückwärtsstreuung auf die Anzahl der das Material in der Bewegungsrichtung des Mesons verlassenden Elektronen bei Eisen und Blei werden angegeben.

Ferner werden die Winkelverteilungen der Stoßelektronen in Abhängigkeit von der Energie nach Verlassen des durchquerten Materials untersucht.

1. Problemstellung

Von den nach dem gegenwärtigen Stand unserer Kenntnisse ausschließlich als elektromagnetisch anzusehenden Wechselwirkungen beim Durchgang von μ -Mesonen durch Materie handelt es sich in dieser Arbeit nur um die energiereichen Stoßelektronenprozesse, bei denen das μ -Meson dem Elektron mehr als etwa 0,1 MeV überträgt. Über diesen Gegenstand sind bereits einige Veröffentlichungen erschienen^{1–10}.

In der vorliegenden Arbeit werden diese Untersuchungen weitergeführt. Hinsichtlich der Auswertung wäre es am einfachsten, die Häufigkeit, Energie und Winkelverteilung von im Argon einer WILSON-Kammer angestoßenen Elektronen zu ermitteln. Leider stößt jedoch nur etwa jedes tausendste Meson auf 20 cm Weg in Argon bei 1 atm ein Elektron mit mehr als 1 MeV an; um die statistischen Fehlergrenzen in erträglichen Grenzen zu halten, müßte man also sehr viele WILSON-Aufnahmen machen. Ein Ausweg aus dieser Schwierigkeit wäre nur

durch Verwendung einer Hochdruck-WILSON-Kammer möglich.

Einfacher ist die Verwendung von Platten dichten Materials in einer bei normalem Druck arbeitenden WILSON-Kammer. Aber dann werden die meisten Stoßelektronen in der Schicht völlig abgebremst. Man hat also grundsätzlich mit dem Vorhandensein von Bremsstrahlung und den daraus resultierenden COMPTON-Elektronen zu rechnen, d. h., nicht alle beobachteten Elektronen sind echte Stoßelektronen. Ferner werden die Sekundärelektronen an den Atomkernen und Elektronen der Schicht gestreut, z. Tl. sogar nach rückwärts.

Die genauere Untersuchung dieser genannten sekundären Prozesse, welche sich den primären Verhältnissen beim Stoß überlagern, ist die Hauptaufgabe der vorliegenden Arbeit.

2. Experimentelles

Die Stoßprozesse der μ -Mesonen wurden zunächst mit einer kleinen WILSON-Kammer¹¹ ohne Magnetfeld

¹ E. STUHLINGER, Z. Phys. **116**, 281 [1940].

² P. BASSI u. H. LORIA, Nature, Lond. **163**, 400 [1949].

³ S. N. NASSAR u. W. E. HAZEN, Phys. Rev. **69**, 298 [1946].

⁴ L. SEREN, Phys. Rev. **62**, 204 [1942].

⁵ J. CLAY, Physica **13**, 433 [1947].

⁶ W. W. BROWN, A. S. MCKAY u. E. D. PALMATIER, Phys. Rev. **76**, 506 [1949].

⁷ L. BROUSSARD u. A. C. GRAVES, Phys. Rev. **60**, 413 [1941].

⁸ G. O. ALTMANN, H. N. WALKER u. V. F. HESS, Phys. Rev. **58**, 1011 [1940].

⁹ G. PFOTZER, Z. Naturforsch. **8a**, 353 [1953].

¹⁰ L. JÁNOSSY, Proc. Roy. Soc., Lond. A **179**, 361 [1942].

¹¹ Die WILSON-Kammer wurde gemeinsam mit Herrn Prof. K. WIRTZ und Herrn Dipl.-Ing. R. KRAEGER entworfen. Die WILSON-Aufnahmen und die Zählrohrmessungen wurden in den Jahren 1951–52 gemacht.



mit der zugehörigen Zählrohrkoinzidenzanlage beobachtet. Die Versuchsanordnung ist in Abb. 1 dargestellt. In der WILSON-Kammer befanden sich drei Metallplatten a, b und c. Außer einer Versuchsreihe mit drei 1 cm starken Bleiplatten wurden noch zwei weitere durchgeführt, die sich nur in der Platte b unterschieden; a und c bestanden in beiden Fällen aus je einer 1 cm starken Eisenplatte; bei der zweiten Versuchsreihe war b eine 2 cm starke Eisenplatte und bei der dritten eine 0,05 cm starke Messingplatte. Alle drei Versuchsreihen bestanden aus etwa je 5000 WILSON-Kameraufnahmen. Die die WILSON-Kammer auslösenden μ -Mesonen wurden dadurch ausgewählt, daß sie die beiden gekreuzten Zählrohre der Lage I und je ein gekreuztes Zählrohrpaar der sich unter 20 cm Blei befindenden Zählrohrlage II zum Ansprechen bringen

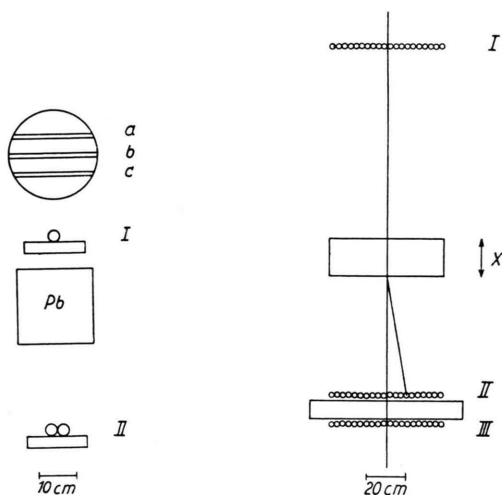


Abb. 1.
Maßstäblicher Versuchsaufbau der WILSON-Kammer mit der Zählrohrkoinzidenzanordnung.

Abb. 2.
Maßstäblicher Versuchsaufbau der Zählrohrkoinzidenzanlage.

mußten. Hinsichtlich des Übergangseffektes fanden die Auswertungen der WILSON-Kameraufnahmen ihre Ergänzung in genaueren Messungen mit einer Zählrohrapparatur, deren prinzipielle Anordnung in Abb. 2 dargestellt ist. Die Zählrohrapparatur bestand aus drei Zählrohrlagen I, II und III ($60 \times 10 \text{ cm}^2$) von je 20 Zählrohren von 1 m Länge. Es wurden nur die Ereignisse gezählt, bei denen in den Lagen I und III mindestens je ein Zählrohr und in der Lage II mindestens zwei Zählrohre ansprachen (1, 2, 1). Und zwar wurden sie auf die Anzahl der Koinzidenzen (1, 1, 1) bezogen, die im wesentlichen durch μ -Mesonen ausgelöst werden, da die Teilchen die zwischen II und III liegende 10 cm dicke Bleischicht durchdringen müssen, um die Koinzidenz auszulösen. Auf den variablen Absorber X wird bei Besprechung der Experimente eingegangen.

3. Beobachtung von Compton-Elektronen in der Wilson-Kammer

Einen experimentellen Beweis für das Vorhandensein einer merklichen Anzahl von COMPTON-Elektronen lieferte die Versuchsanordnung 3 (Abb. 1: $a = c = 1 \text{ cm Fe}$, $b = 0,05 \text{ cm Messing}$). Bis zu einem Abstand von 1 cm vom Durchstoßpunkt des Mesons entfernt wurden Elektronen mit etwa Minimumionisation, austretend aus der Messingplatte, beobachtet. Die Abstandsverteilung dieser Elektronen zeigt Abb. 3. Hier handelt es sich um COMPTON-Elektronen sekundärer γ -Quanten aus der Eisenplatte a. Denn es ist sehr unwahrscheinlich, daß ein in der Messingplatte angestoßenes Elektronen so stark gestreut wird.

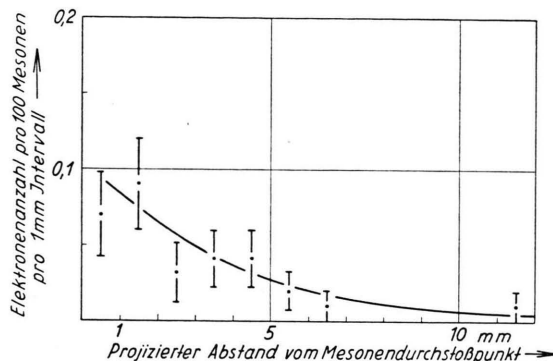


Abb. 3. Abstandsverteilung der COMPTON-Elektronen (mit Bezug auf den Mesonendurchstoßpunkt) aus der 0,05 cm starken Messingplatte (WILSON-Kammer).

Da in der dünnen Messingplatte praktisch keine Erzeugung von Bremsstrahlung stattfindet, so befinden sich unter den aus der darüberliegenden Eisenplatte a austretenden Elektronen mindestens ebensoviel COMPTON-Elektronen, wie unter der Platte b beobachtet werden. Von dieser Korrekturmöglichkeit für die wahre Stoßelektronenanzahl ist in der Abb. 5 beim Meßpunkt 1 cm Fe Gebrauch gemacht worden.

4. Reichweitenverteilung und Übergangseffekt der Stoßelektronen in der Wilson-Kammer

Die in Abb. 4 eingetragene Reichweitenverteilung der Stoßelektronen ist direkt aus den WILSON-Aufnahmen entnommen worden. Hieraus kann man mit

Hilfe der Energie-Reichweitebeziehungen^{12, 13} bei Berücksichtigung der Winkelverteilung der Elektronen vor dem Eindringen in die Schicht in erster Näherung die Energieverteilung bestimmen (vgl. hierzu Abschnitt 7).

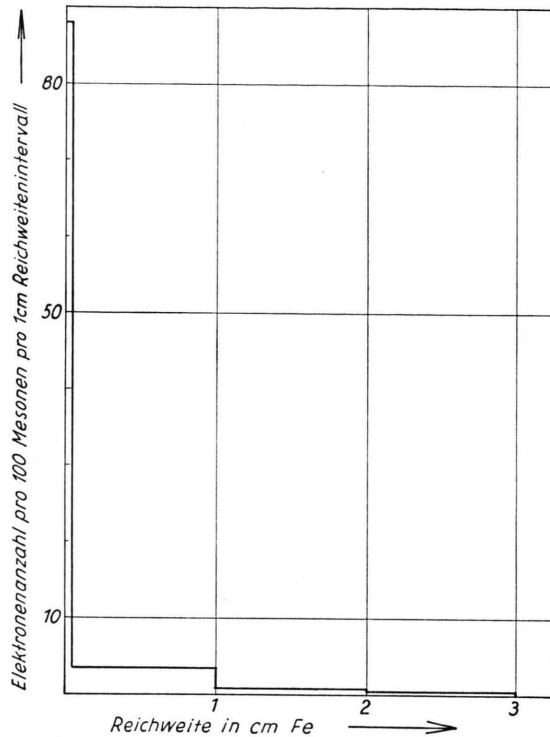


Abb. 4. Reichweitenverteilung aller, eine 1 cm starke Eisenplatte verlassenden Sekundärelektronen (WILSON-Kammer).

Bei der Ermittlung der Abhängigkeit der Stoßelektronenzahl von der Schichtdicke (sog. Übergangseffekt) ist zu beachten, daß die Platten a, b und c wegen der mit wachsender, vom Meson durchquerten Gesamtschichtdicke zunehmenden COMPTON-Elektronenanzahl nicht gleichwertig sind. Man muß von der 0,05 cm-Messingplatte bzw. von der 1 cm-Eisenplatte a die COMPTON-Elektronen in Abzug bringen (vgl. Abschnitt 3) sowie die Stoßelektronen hinzuzählen, die die jeweiligen Schichtdicken durchdringen. Die untere Kurve der Abb. 5 ist dementsprechend auf folgende Weise erhalten worden: die beobachtete Stoßelektronenanzahl aus 1 cm Eisen sei n_0 , darin seien keine COMPTON-Elektronen enthalten. Eine bestimmte Anzahl n_1 von diesen n_0 durchdringe eine nächste 1 cm starke Eisenplatte.

Unter einer 2 cm starken Eisenplatte wird man also $n_0 + n_1$ echte Stoßelektronen beobachten. Von den n_1 Stoßelektronen möge ferner eine Anzahl n_2 eine weitere 1 cm starke Eisenplatte durchdringen. Nach 3 cm Eisen sind also dann $n_0 + n_1 + n_2$ echte Stoßelektronen vorhanden usw. Dieses Verfahren ist natürlich nur dann erlaubt, wenn die durchdringenden Elektronen auf ihrer ganzen Bahn identisch dieselben Elektronen bleiben, d. h. keine Umwandlungsprozesse von der Art Bremsquant-COMPTON-Elektronen angenommenen Tatbestand verfälschen (vgl. hierzu Abschnitt 7).

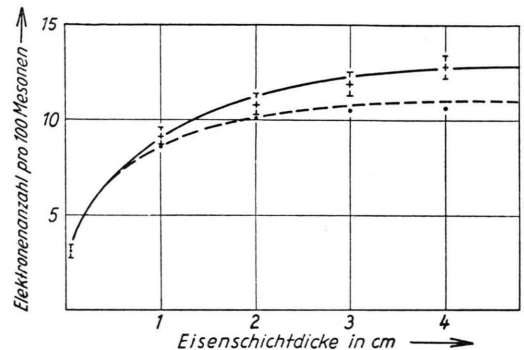


Abb. 5. Abhängigkeit der Stoßelektronen + COMPTON-Elektronenanzahl (obere Kurve) und der Stoßelektronenanzahl (untere Kurve) von der Eisenschichtdicke (WILSON-Kammer).

Die obere Kurve der Abb. 5 zeigt die Gesamtzahl der Elektronen in Abhängigkeit von der Eisenschichtdicke; hierin sind also die COMPTON-Elektronen mit enthalten. Die Differenz beider Kurven gibt den Gang der COMPTON-Elektronen mit der Schichtdicke an. Der gesamte Übergangseffekt wird hier demnach in die Komponente der echten Stoßelektronen und in die Komponente der COMPTON-Elektronen zerlegt.

5. Messung des Übergangseffektes mit der Zählrohrapparatur

Die Ergebnisse der Zählrohrmessungen sind in den Abb. 6 und 7 dargestellt. In der Abb. 6 ist deutlich das späte Eintreten der Sättigung bei etwa 10 cm Eisen zu erkennen. Der Kurvenverlauf bei kleinen Schichtdicken bis etwa 2 cm braucht dabei nicht der wahren Häufigkeit der Sekundärelektronen zu entsprechen, denn die Winkelverteilung ist hier

¹² H. BETHE u. W. HEITLER, Proc. Roy. Soc., Lond. A 146, 83 [1934].

¹³ LANDOLT-BÖRNSTEIN, Springer 1952, 1. Band, 5. Teil, S. 346.

noch nicht konstant, d. h. noch nicht unabhängig von der Schichtdicke. Da die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zählrohlage II für Zwei- und Mehrfach-Koinzidenzen aber von der Winkelverteilung abhängt, ist für die kleinen Schichtdicken keine einfache Auswertung mehr möglich. Bei der Abb. 7 ist

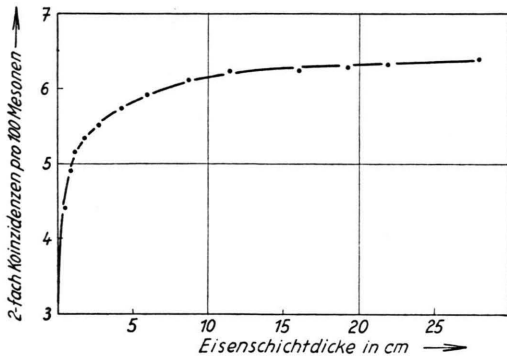


Abb. 6. Anzahl der von Mesonen verursachten Zweifachkoinzidenzen in Abhängigkeit von der Eisenschichtdicke (Zählrohrapparatur).

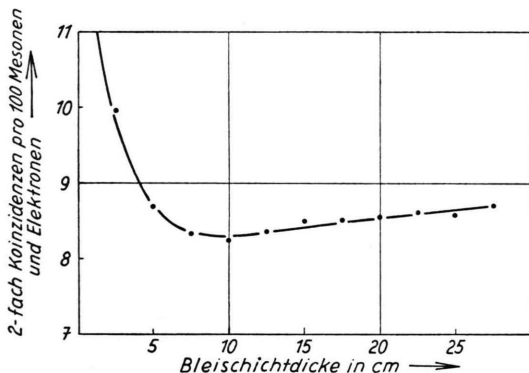


Abb. 7. Anzahl der von Mesonen und Elektronen verursachten Zweifachkoinzidenzen in Abhängigkeit von der Bleischichtdicke (Zählrohrapparatur).

bemerkenswert, daß bei 15 cm Blei keine größeren Anomalien auftreten, wie sie in anderem Zusammenhang gelegentlich von einigen Verfassern¹⁴⁻¹⁷ erwähnt wurden, vielmehr sind nach den hier vorliegenden Messungen höchstens Anomalien von 2–3% möglich, in Übereinstimmung mit den Messungen von JÁNOSY, HAZEN und HESS (vgl. hierzu auch die inzwischen erschienenen Arbeiten^{18, 19, 20}).

¹⁴ M. ACKEMANN u. J. N. HUMMEL, Naturwiss. **22**, 169 [1934].

¹⁵ H. MAASS, Ann. Phys., Lpz. **419**, 507 [1936].

¹⁶ W. BOTHE u. K. SCHMEISER, Ann. Phys., Lpz. **424**, 161 [1938].

¹⁷ W. BOTHE u. H. THURN, Z. Naturforschg. **6a**, 576 [1951].

6. Winkelverteilungen in der Wilson-Kammer

Abb. 8 zeigt die projizierten Winkelverteilungen der Stoßelektronen aus 1 cm Eisen, eingeteilt in drei Energiebereiche bzw. Reichweitenbereiche.

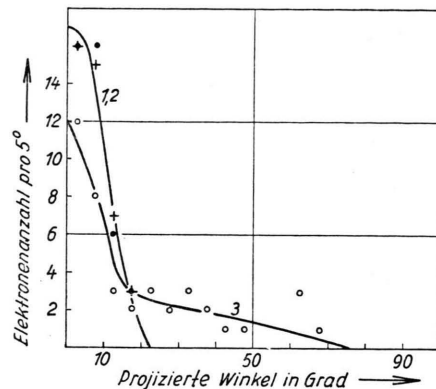


Abb. 8. Winkelverteilungen von Stoßelektronen verschiedener Reichweitenbereiche: (1) > 0 cm, (2) $> 0,005$ cm, (3) > 1 cm. Es handelt sich hier in allen Fällen um Einfachereignisse aus der Platte a (Wilson-Kammer).

Ebenfalls, um einen Einblick in den Einfluß der Vielfachstreuung auf die Winkelverteilung zu erhalten, wurde die Auswertung der Abb. 9 vorgenommen; hier sind die Winkelverteilungen der Elektronen aus a mit mehr als 1 cm Reichweite in Eisen nach Austritt aus der Platte a, nach Durchgang durch die Messingplatte b und nach Durchgang durch die 1 cm-Eisenplatte c dargestellt. Die nächste

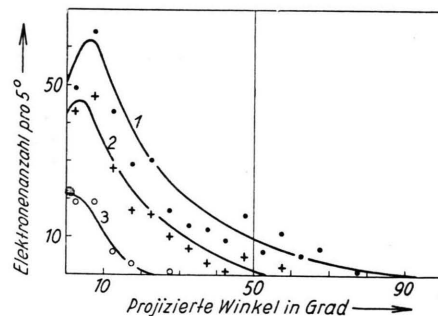


Abb. 9. Winkelverteilung der Stoßelektronen aus der Platte a mit Reichweiten größer als 1 cm Eisen, (1) [●] nach Austritt aus der Platte a, (2) [+] nach Durchgang durch die Messingplatte b, (3) [○] nach Durchgang durch die Eisenplatte c. Kurve 1 und 2 fallen praktisch zusammen (Wilson-Kammer).

¹⁸ G. PFOTZER, Z. Naturforschg. **10a**, 794 [1955].

¹⁹ H. FAISSNER u. W. BOTHE, Z. Naturforschg. **10a**, 794 [1955].

²⁰ J. JÄNECKE, W. BOTHE u. K. H. LAUTERJUNG, Z. Naturforschg. **10a**, 794 [1955].

Abb. 10 zeigt die Winkelverteilung aller gemessenen Stoßelektronen aus 1 cm Eisen und darunter die entsprechende Verteilung für 1 cm Blei. Schließlich sind in Abb. 11 die Winkelverteilungen der nach rückwärts gestreuten Elektronen aus Eisen und Blei wiedergegeben.

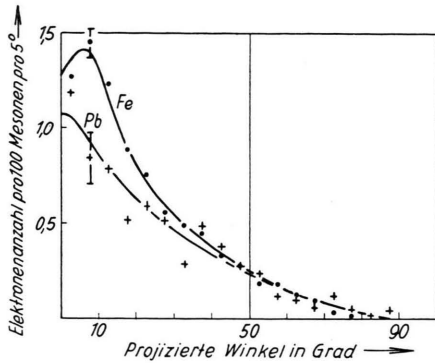


Abb. 10. Projizierte Winkelverteilung der Stoß + Compton-Elektronen aus 1 cm Eisen (1) und 1 cm Blei (2), (Wilson-Kammer).

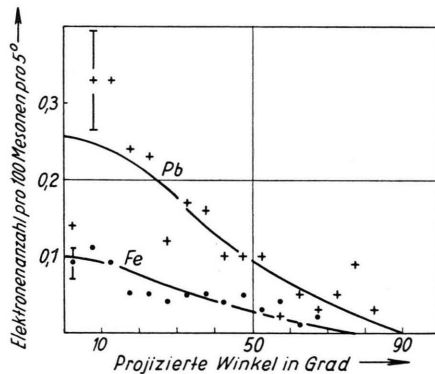


Abb. 11. Projizierte Winkelverteilung der rückwärtsgestreuten Elektronen aus 1 cm Eisen (1) und 1 cm Blei (2), (Wilson-Kammer).

7. Diskussion

Zur Umrechnung der Reichweitenverteilung auf die Energieverteilung (Abschnitt 4) ist zu bemerken, daß mit wachsender Energie zu jeder bestimmten Reichweite eine zunehmend breiter werdende Energieverteilung gehört; geht man also von der maximalen Reichweite aus, so kommt nach der Umrechnung der Anteil der großen Energien zu klein heraus. Wegen der großen statistischen Fehlergrenzen bei den energiereichen Stoßelektronen ist von einer Darstellung der Energieverteilung abgesehen worden.

Bei der Berechnung des Übergangseffektes der echten Stoßelektronen (Abb. 5) ist bei den als durchdringend registrierten Elektronen das Nichtvorhandensein von Umwandlungsprozessen vorausgesetzt worden, was sicher erlaubt ist, da die Schichtdicken nur einen Bruchteil der Strahlungslänge betragen.

Über das Zustandekommen der zweiten Komponente des Übergangseffektes läßt sich folgendes sagen. Die Bremsquanten werden exponentiell absorbiert. Von sehr vielen in einen Absorber eingestrahlten Bremsquanten kommen deshalb einige wenige sehr weit. Da in unserem Experiment die Bremsstrahlungsquellen praktisch kontinuierlich verteilt sind und die Absorption relativ schwach ist, findet, wie man auch abschätzen kann, nach größeren Schichtdicken eine Ansammlung der Bremsstrahlungsintensität statt, welche erst nach 11 cm Eisen annähernd den Sättigungswert erreicht.

Was die drei Winkelverteilungen der Abb. 8 betrifft, so fällt ihre große Unterschiedlichkeit auf. Der steile Abfall der dritten Elektronengruppe mit mehr als 1 cm Reichweite zeigt, daß sich hier die Vielfachstreuung nicht sehr stark bemerkbar macht; für Elektronen mit 1 cm maximaler Reichweite in Eisen ist der primäre theoretische Stoßwinkel nämlich 14° , während die experimentell beobachtete Grenze praktisch bei 15° liegt. Aus Abb. 9 folgt, daß nach Durchgang durch 1 cm Eisen noch etwa die Hälfte der Elektronen in der projizierten Verteilung ihr alte Richtung beibehalten haben. In Abb. 10 ist der Abfall der Winkelverteilung für Eisen von 10° nach 0° auffallend. Er kann mit dem Absinken der Häufigkeit in der Primärverteilung nach kleinen Winkeln hin zusammenhängen und würde dann besagen, daß die Vielfachstreuung für die energiereichen Elektronen eben nicht ausreicht, um dieses Minimum auszugleichen. Bei der Kurve für Blei ist die Statistik viel schlechter, so daß hier das Minimum allein deswegen nicht herausgekommen zu sein braucht; außerdem ist die Streuung bei Blei größer als bei Eisen.

In der Abb. 11 ist die dreimal größere Häufigkeit der rückwärts gestreuten Elektronen beim Blei bemerkenswert. Die rückwärts austretenden Elektronen sind normale Stoßelektronen, welche durch Streuung eine extreme Richtungsänderung erfahren haben. Da sich die Komponente der echten Stoßelektronen gleich nach Schichtbeginn noch nicht gesättigt hat, die rückwärts gestreuten Elektronen aber aus den

obersten Schichtbereichen stammen, wie die geringe Sättigungsdicke beweist, so gibt die Anzahl der rückwärts gestreuten Elektronen nur ein Mindestmaß dafür an, um wieviel die Anzahl der nach vorn austretenden Elektronen durch Rückwärtsstreuung vermindert worden ist. Man kann abschätzen, daß die Rückwärtsstreuung die Stoßelektronenhäufigkeit

aus 1 cm Blei um etwa 50% und aus 1 cm Eisen um etwa 15% reduziert. Bei Materialien mit kleinerer Kernladungszahl wird der Einfluß der Rückwärtsstreuung entsprechend geringer^{21, 22, 23, 24}.

Herrn Prof. K. WIRTZ danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für viele lehrreiche Diskussionen.

²¹ W. BOTHE, Z. Naturforschg. **4** a, 542 [1949].

²² W. BOTHE, Ann. Phys., Lpz. **441**, 44 [1949].

²³ H. H. SELIGER, Phys. Rev. **78**, 491 [1950].

²⁴ W. MILLER, Phys. Rev. **82**, 452 [1951].

Ein Phosphormodell auf quantenmechanischer Grundlage

I. Elektronen- und Phononenreaktionskinetik

Von HARALD STUMPF

Aus dem Institut für theoretische und angewandte Physik der Technischen Hochschule Stuttgart

(Z. Naturforschg. **12** a, 153—167 [1957]; eingegangen am 11. Dezember 1956)

Das optische Verhalten eines Phosphors wird, unter der Annahme, daß zwei Sorten von Störzentren im Kristall vorhanden sind, mit Hilfe der SCHRÖDINGER-Gleichung des Gesamtkristalls diskutiert. Es erweist sich als zweckmäßig, die Diskussion in drei Abschnitte zu unterteilen. Im vorliegenden ersten Abschnitt wird zunächst die Beziehung der Quantenmechanik zur thermodynamischen Statistik angegeben (§ 2, § 3) und die beim Kristallproblem in der adiabatischen Näherung auftretenden Störglieder der Elektronen—Gitterwechselwirkung, sowie jene Störglieder, die von der Kopplung an das elektromagnetische Feld herrühren, eingeführt (§ 1, § 3). Doch sind die so entstehenden Reaktionsgleichungen, die über die zeitabhängigen makroskopisch beobachtbaren Größen Aufschluß geben, mathematisch schwer zu handhaben. Deshalb wird eine Zerlegung der Gesamtwellenfunktion des Kristalls nach Einteilchenfunktionen vorgenommen, in SLATER-Determinanten und Produkte von Gitteroszillatorenfunktionen (§ 4). Aus den zeitabhängigen Amplituden der Gesamtwellenfunktionen lassen sich so Wahrscheinlichkeiten für die Besetzung von Einteilchenfunktionen — Elektronenfunktionen und Gitteroszillatoren — angeben (§ 5). Aus ihnen werden die mittleren Besetzungszahlen der Elektronenzustände und die mittleren Quantenzahlen der Gitteroszillatoren abgeleitet (§ 5). Diese Zahlen charakterisieren den Kristallzustand anschaulich, und aus den Grundgleichungen des § 3 lassen sich mit den Definitionen in § 5 Reaktionsgleichungen für die Elektronenbesetzungszahlen und Gitterquantenzahlen herleiten (§ 6, § 7). Das gekoppelte System dieser Zahlen gibt den allgemeinen Rahmen für zeitabhängige Reaktionen in Kristallen. Als Spezialfall kann man — unter sehr einschneidenden Bedingungen — auch die gewöhnlichen bimolekularen Elektronengleichungen gewinnen. Die Verwendung der allgemeinen Gleichungen wird am Beispiel des F-Zentrums demonstriert und die temperaturabhängige Verschiebung der F-Zentren-Emissionsbande in das langwellige Gebiet abgeleitet (§ 8). Wegen der Vereinfachungen des kurzen Beispiels sind nur qualitative Schlüsse möglich. Schließlich wird an den Trägheitsgliedern der Elektron—Gitterwechselwirkung ein Fall aufgezeigt, in welchem die Übergangswahrscheinlichkeiten von den Teilchenzahlen in den verschiedenen Zuständen explizit abhängig sind (§ 9).

Die Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung und einem nichtleitenden Kristall ergibt für diesen ein charakteristisches Absorptionsspektrum. Zugleich entsteht ein Emissionsspektrum. Ein gewisser Teil der eingestrahnten Photonen verläßt den Kristall wieder als Fluoreszenz- und Phosphoreszenzstrahlung, während die Energie der übrigen im Kristall verbleibt. Jedoch sind die Reaktionen von der Vorbehandlung des Kristalls und von Zustandsgrößen, wie z. B. der Temperatur, abhängig,

so daß sich ein komplexes experimentelles Verhalten einstellt.

Die seit LENARD beginnende systematische Untersuchung dieser Kristallphosphore zeigte, daß die Prozesse in ihnen meist lokalisierbar sind und sich an Gitterstörungen abspielen müssen. Die Gitterstörungen werden durch die Präparation des Phosphors hervorgerufen. Bei ihr wandern Fremdatome in den Kristall ein bzw. entstehen Ionenlücken und andere Fehlordnungen. Sie bilden als Aktivatoren,