

die Sommermonate Mai bis September dargestellt wurden — hier ist ja der Zusammenhang mit den meteorologischen Elementen selbst noch nicht ganz geklärt. Die Darstellung zeigt aber, daß sie sich zumindest in der Tendenz der zunehmenden Anzahl der Sommertage, der Steigerung der Niederschlagsdichte usw. anpaßt, ohne daß daran hier weitere Erörterungen angeknüpft zu werden brauchen.

Zusammenfassung

Die Ausgangsfrage, ob es in Deutschland trockener geworden ist, muß aus dem meteorologischen Beobachtungsmaterial bejaht werden. Die Sommer sind trockener geworden, nicht weil es weniger Niederschläge gegeben hätte, sondern weil es wärmer und die Verdunstungskraft größer geworden ist. Auch die Winterniederschläge sind nicht geringer geworden, wie aus anderen Untersuchungen des Verfassers hervorgeht.

Es versteht sich von selbst, daß aus den Feststellungen nicht der Schluß gezogen werden kann, daß sich die Tendenz einer zunehmenden Sommertrocken-

heit weiterhin fortsetzt oder noch verstärkt. Doch ist es schon zweckmäßig, die bisherigen Ergebnisse zu kennen, ohne daß man dabei in den Fehler verfallen darf, die Entwicklung zu überschätzen. Das hier mitgeteilte Material möge dabei behilflich sein. In den Darstellungen sind die auf den Ordinaten eingetragenen Werte daher besonders zu beachten.

Quellenangabe

Die der Untersuchung zugrunde liegenden meteorologischen Meßwerte wurden den Deutschen Meteorologischen Jahrbüchern, für die letzten beiden Jahre den Monatlichen Witterungsberichten des Deutschen Wetterdienstes entnommen. Nicht veröffentlichte Werte wurden aus dem Archiv des Deutschen Wetterdienstes ergänzt.

Die Zusammenstellung der Unterlagen wurde dankenswerterweise durch das Zentralamt des Deutschen Wetterdienstes unterstützt.

Frankfurt/Main, Fahrgasse 21

Eingegangen am 18. März 1960

Kurze Berichte

Kernresonanzabsorption mit eingefrorenem Rückstoß (Mößbauereffekt)

Von I. Y. KRAUSE und G. LÜDERS, Göttingen

1. Kernresonanzabsorption

Ein Atom oder ein Kern befinde sich im quantenmechanischen Grundzustand. Trifft auf dieses Gebilde ein Lichtquant einer Energie $h\nu_0$, die gleich der Energiedifferenz zwischen einem angeregten Zustand und dem Grundzustand ist, so kann es absorbiert werden; man nennt diesen Vorgang Resonanzabsorption¹⁾. Das Atom oder der Kern geht dabei in den entsprechenden angeregten Zustand über. Das quantenmechanische System kehrt anschließend spontan wieder in den Grundzustand zurück. Dabei kann ein Lichtquant der passenden Energie wieder emittiert werden in eine im allgemeinen von der Flugrichtung des ursprünglichen Quants verschiedene Richtung; die Anregungsenergie kann aber auch auf andere Weise abgegeben werden [vgl. Fußnote¹⁾].

Dieses einfache Bild der Resonanzabsorption bedarf noch einer Korrektur. Die angeregten Zustände besitzen nur eine endliche mittlere Lebensdauer und, als Folge der Unbestimmtheitsrelation zwischen Zeit und Energie, auch keine ganz scharfe Energie. Die Absorptionslinien des Atoms oder Kerns sind also nicht unendlich dünn²⁾; die Energie des ursprünglichen Quants braucht daher nicht ganz genau zu „passen“, sie muß nur in die nicht verschwindende Breite einer Absorptionslinie fallen.

Es sieht zunächst so aus, als entstehe ein Lichtquant der passenden Energie gerade bei dem Übergang eines mit dem absorbierenden identischen Atoms oder Kerns aus dem angeregten Zustand in den Grundzustand. Der Rückstoß des Lichtquants verhindert diese einfache Möglichkeit. Ein Lichtquant der Energie $h\nu_0$ ist Träger eines Impulses $p = h\nu_0/c$; zur Erfüllung des Impulssatzes muß das emittierende Gebilde bei der Emission einen Impuls

desselben Betrages, aber entgegengesetzter Richtung übernehmen. Mit diesem Rückstoßimpuls ist eine Rückstoßenergie

$$R = \frac{p^2}{2M} = \frac{(h\nu_0)^2}{2Mc^2} \quad (1)$$

verbunden, wobei M die Masse des emittierenden Atoms oder Kerns ist. Sie fehlt dem Lichtquant, seine Energie beträgt daher nur³⁾

$$h\nu_{em} = h\nu_0 - R; \quad (2)$$

hierbei ist $h\nu_0$ die Energiedifferenz zwischen angeregtem Zustand und Grundzustand (Anregungsenergie) des Systems⁴⁾. Damit Resonanzabsorption auftritt, müßte die Energie des ursprünglichen Lichtquants nicht nur gleich $h\nu_0$ sein, sondern wegen der Impulsübertragung bei der Absorption sogar gleich

$$h\nu_{abs} = h\nu_0 + R \quad (3)$$

mit demselben R . Die Emissionslinie und die Absorptionslinie sind also gegeneinander um den Betrag $2R$ verschoben; nur wenn die beiden Linien infolge ihrer nichtverschwindenden Breite einander noch überlappen, tritt Resonanzabsorption auf (Fig. 1a), sonst nicht (Fig. 1b). Solche Überlappungen hat man meist in der Atomphysik; der Rückstoß spielt keine entscheidende Rolle. In der Kernphysik verhindert der viel stärkere Rückstoß die Überlappung und damit die Resonanzabsorption.

Um die Bedingungen für Resonanz wieder herzustellen, muß dem ausgesandten Gammaquant der fehlende Energiebetrag $2R$ zugeführt werden. Dies kann man durch Doppler-Effekt erreichen [13a]. Werden Strahlenquelle und Absorber mit der Geschwindigkeit v aufein-

¹⁾ Vielfach interessiert man sich besonders für das anschließend emittierte Lichtquant und spricht dann von Resonanzfluoreszenz. In vielen kernphysikalischen Anwendungen wird die Anregungsenergie aber bevorzugt als kinetische Energie an ein Hüllenelektron abgegeben (Konversionselektron), so daß die echte Absorption vorherrscht.

²⁾ Die Halbwertsbreite einer Linie ist umgekehrt proportional zur mittleren Lebensdauer des angeregten Niveaus; für eine mittlere Lebensdauer von etwa 10^{-8} sec, wie sie in der Atomphysik vorkommt, beträgt sie etwa 10^{-7} eV. In der Kernphysik streuen die vorkommenden mittleren Lebensdauern in einem sehr weiten Bereich und entsprechend die Halbwertsbreiten der Niveaus.

³⁾ Dies ist eine Näherungsbetrachtung, die gilt, solange $h\nu_0 \ll Mc^2$ ist. Zahlenwert für R als Beispiel: mit $h\nu_0 = 500$ keV und $A = 100$ (Massenzahl des Kerns) ist $R = 1,3$ eV.

⁴⁾ Man kann die mit dem Energieverlust verbundene Frequenzverminderung des emittierten Lichtquants übrigens auch als Doppler-Effekt deuten: das Quant wird emittiert von einer Lichtquelle, die sich während des Emissionsprozesses in Bewegung setzt. Rechnerisch ergibt sich die für diesen Doppler-Effekt kennzeichnende Geschwindigkeit als die halbe Endgeschwindigkeit des emittierenden Systems.

anderzu bewegt, so erhöht sich die für den Absorptionsprozeß verfügbare Quantenenergie um

$$h \Delta \nu = \frac{v}{c} h \nu_0; \quad (4)$$

ist $h \Delta \nu = 2R$, so tritt Resonanz auf [vgl. Gln. (2) und (3)]. Als erstem gelang es 1951 MOON [16], die Kernresonanzabsorption mit Hilfe der Doppler-Verschiebung nachzuweisen. Die zur Kompensation der Rückstoßverluste nötigen Doppler-Geschwindigkeiten von einigen 10^4 cm/sec können mit Ultrazentrifugen gerade noch erreicht werden. Man befestigt zu diesem Zweck das gammastrahlende Präparat auf dem Rotor der Zentrifuge (Fig. 2) und beobachtet z. B. die Strahlung, die den Absorber durchdringt, während sich die Quelle auf dem dick ausgezogenen Teil des Kreises bewegt. Wenn die Geschwindigkeit v der Strahlenquelle so gewählt ist, daß die Resonanzbedingung erfüllt wird, tritt im Absorber zusätzlich zur Absorption der Quanten durch Photoeffekt und Streuung durch Compton-Effekt Kernresonanzabsorption auf. Der Zähler Z zeigt bei dieser Geschwindigkeit daher eine etwas geringere Zählrate an.

Auch bei Kernreaktionen werden häufig rasch bewegte Kerne erzeugt, die ihre Gammaquanten noch im Fluge abstrahlen und deren Strahlung daher zum Nachweis der Kernresonanzabsorption geeignet ist (ILAKOVAC [6], METZGER [13b], SWANN und METZGER [23]).

Oft angewandt wird eine weitere von MALMFORS [12] entdeckte Methode, bei der die nötigen Geschwindigkeiten durch Erhitzen einer gasförmigen Strahlenquelle, d. h. durch thermische Bewegung erzeugt werden. Der mit steigender Temperatur wachsenden Breite der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung entspricht eine wachsende Doppler-Verbreiterung¹⁾ der emittierten Gammastrahlung. Bei genügend hoher Temperatur überlappen sich Emissions- und Absorptionslinien so weit, daß man die Kernresonanzabsorption nachweisen kann.

2. MÖSSBAUERS Experimente

Eine Möglichkeit, die Erfüllung der Resonanzbedingung nicht durch Kompensation des Rückstoßenergieverlustes zu erreichen, sondern diesen Energieverlust zu vermeiden, wurde von MÖSSBAUER [14a, b] entdeckt. MÖSSBAUER untersuchte die Kernresonanzabsorption am Ir^{191} . Als Strahlenquelle diente ein Präparat von radioaktivem Os^{191} , das durch einen β -Zerfall mit einer Halbwertszeit von 16 Tagen in einen angeregten Zustand des Ir^{191} übergeht (Fig. 3). Beim Abklingen dieses Zustands tritt eine 129 keV-Gammastrahlung auf, die in einem Ir-Absorber (natürliches Ir enthält 38,5 % Ir^{191}) durch Kernresonanz absorbiert werden kann. Die Versuchsanordnung glich im Prinzip der in Fig. 2 skizzierten.

Mit dieser Anordnung wurden zwei Versuche durchgeführt. Im ersten Versuch [7] wurde die Os^{191} -Quelle nicht bewegt, da hier die Rückstoßenergie $R = 0,47$ eV nicht groß ist und wegen der Doppler-Verbreiterung der Linien durch thermische Bewegung auch bei Zimmertemperatur eine zwar sehr kleine, aber nachweisbare Kernresonanzabsorption auftritt. Die Temperaturen der Quelle und des Absorbers konnten von -190 bis 20°C variiert werden. Statt des Ir-Absorbers konnte auch ein Platinfilter in den Strahlengang gebracht werden, das die gleiche Photoabsorption und Compton-Streuung, jedoch keine Kernresonanzabsorption zeigt. Durch eine Vergleichsmessung mit diesem Filter wurden die hier nicht interessierenden Effekte von dem gesuchten getrennt.

Bei gasförmigen Substanzen würde man erwarten, daß mit abnehmender Temperatur die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung und damit die Doppler-Breiten der Gamma-Emissions- und Absorptionslinien schmaler werden, die Linien sich daher weniger überlappen und die Kernresonanzabsorption abnimmt. Strahlenquelle und Absorber bestanden hier aus festem metallischem Os und Ir, bei denen die Atome an Gitterplätze gebunden sind. Es ist naheliegend, anzunehmen, daß die thermischen Gitterschwingungen die Kernresonanzabsorption ähnlich beeinflussen wie die Bewegung der Atome in einem Gas

¹⁾ Die Doppler-Verbreiterung entsteht durch Überlagerung von Doppler-Verschiebungen infolge der regellosen Verteilung der Flugrichtungen der Moleküle.

und daß der Effekt daher mit fallender Temperatur abnimmt. Im Gegensatz zu gasförmigen Substanzen fand MÖSSBAUER jedoch einen starken Anstieg der Kernresonanzabsorption bei tiefen Temperaturen.

Der zweite Versuch [14b] wurde mit bewegter Quelle durchgeführt. Bewegt man das Os^{191} -Präparat und den Ir-Absorber aufeinander zu, so sollte man erwarten, daß bei einer Geschwindigkeit von $v = 1,1 \cdot 10^5$ cm sec⁻¹ der

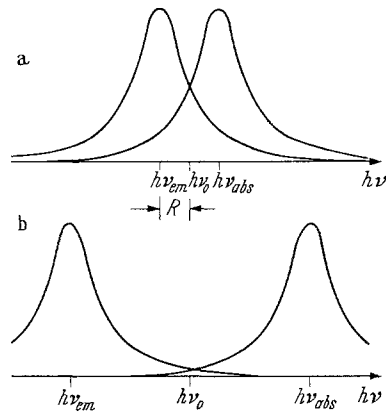


Fig. 1 a u. b. Lage der Emissions- und Absorptionslinie bei Berücksichtigung des Rückstoßes. a Überlappung der Linien, b praktisch keine Überlappung der Linien

Gammastruckstoß durch Doppler-Effekt gerade kompensiert wird. Die Kernresonanzabsorption sollte an dieser Stelle also ein Maximum durchlaufen und bei höheren Geschwindigkeiten wieder abfallen. Ginge dagegen bei

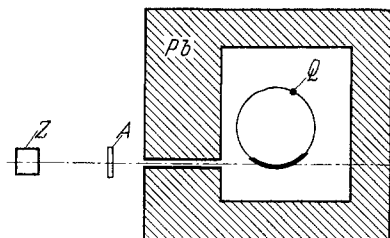


Fig. 2. Versuchsanordnung zum Nachweis der Kernresonanzabsorption (schematisch): Q Strahlenquelle, A Absorber, Z Zähler zum Nachweis der Gammaquanten, die den Absorber durchdringen. Die Quelle kann auf dem gezeichneten Kreis mit variabler Geschwindigkeit bewegt werden und sendet Strahlung in den Zähler, während sie sich auf dem stark ausgezogenen Bogen befindet

der Emission und Absorption der Quanten keine Rückstoßenergie verloren, so wäre die Resonanzbedingung für die Doppler-Geschwindigkeit $v = 0$ erfüllt. Eine von Null verschiedene Geschwindigkeit, sei sie positiv oder negativ,

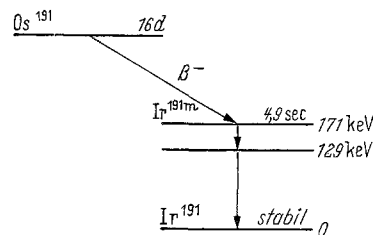


Fig. 3. Zerfallsschema des Os^{191}

würde die Kernresonanzabsorption verringern bzw. zum Verschwinden bringen.

Die Messungen von MÖSSBAUER mit bewegter Quelle, bei denen sich das Os^{191} -Präparat und der Ir-Absorber auf der Temperatur des flüssigen Stickstoffs befanden, zeigten tatsächlich ein Maximum der Kernresonanzabsorption bei $v = 0$ und einen steilen Abfall bei Doppler-Verschiebungen, die sehr klein sind gegenüber der Rückstoßenergie R (Fig. 4). Bei einer Geschwindigkeit von $v = 1,2$ cm sec⁻¹, die einer Doppler-Verschiebung von $4,6 \cdot 10^{-5}$ eV entspricht, ist der Effekt bereits auf die Hälfte abgefallen. Der Versuch zeigt, daß unter den gegebenen Bedingungen

der Gamma-Rückstoß eingefroren ist. Das Os^{191} sendet eine 129 keV-Gammalinie ohne Rückstoßenergieverlust aus, die vom Ir wieder ohne Rückstoßverluste absorbiert werden kann. Die Emissions- und Absorptionslinien sind

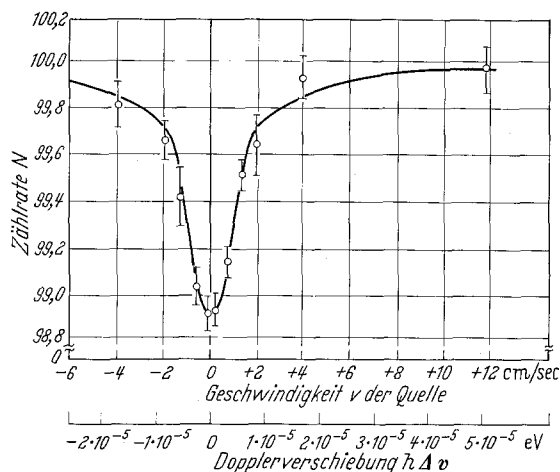


Fig. 4. Am Ir^{191} gemessene Kernresonanzabsorption bei -196°C (nach MÖSSBAUER [14b]). $N = 100$ entspricht der Zählrate bei hohen Geschwindigkeiten, bei denen die Kernresonanzabsorption verschwunden ist

dabei sehr schmal, denn bei einer Doppler-Verschiebung von $4,6 \cdot 10^{-5}$ eV überlappen sie sich nur noch zur Hälfte.

3. Der eingefrorene Rückstoß

Die von MÖSSBAUER beobachteten rückstoßfreien Emissions- und Absorptionslinien kommen offenbar dadurch zustande, daß in diesen Fällen der Kristall als

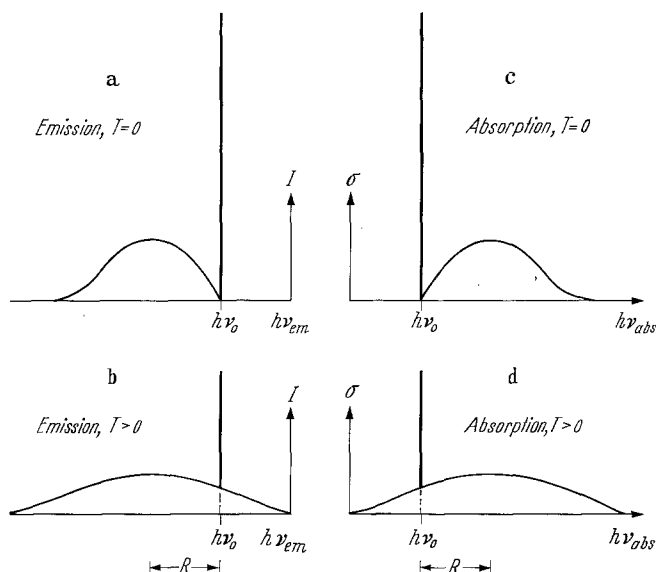


Fig. 5. Emissions- und Absorptionsspektren von Kernen, die in einen Kristall eingebaut sind, bei $T = 0$ und $T > 0$. I Intensität der emittierten Strahlung, σ Wirkungsquerschnitt für Absorption. Die Gestalt des kontinuierlichen Spektrums ist insbesondere für $T = 0$ stark vereinfacht; vgl. [25]

ganzer Rückstoß aufnimmt; in Gl. (1) ist als Masse M jetzt die des Kristalls einzusetzen, und R wird sehr klein. Allerdings darf man sich nicht vorstellen, daß die Kerne in den Kristall starr eingebaut seien und daß hierauf die Übernahme des Rückstoßes durch den Kristall beruhe; vielmehr sind die einzelnen Atome elastisch an ihre Nachbarn gebunden, wie man an der makroskopischen Dehnbarkeit (Elastizität) des Kristalls und an dem Beitrag von Gitterschwingungen zu seinem Wärmehalt erkennt. Man würde daher im Gegensatz zu der Mössbauerschen Beobachtung erwarten, daß der emittierende Kern zunächst einen Rückstoß von etwa gleicher Größe wie ein freier Kern in einem Gas erfährt, daß dieser Rückstoß

dann aber von den elastischen Bindungen zu den Nachbarn aufgefangen wird und schließlich in Form von Schwingungen des Gitters in Erscheinung tritt. Erst die Bemerkung, daß die Gitterschwingungen nur in bestimmten Grenzfällen¹⁾ nach den Gesichtspunkten der klassischen Physik, sonst aber nach denen der Quantenphysik zu beschreiben sind, macht die Mössbauersche Feststellung des eingefrorenen Rückstoßes verständlich.

Die einzelne Schwingung des Gitters, die durch ihre Frequenz ν_g und einige weitere Bestimmungsstücke gekennzeichnet werden kann, ist quantisiert zu denken; sie kann nicht mit beliebiger Schwingungsenergie auftreten. Unter Umständen ist sie überhaupt nicht angeregt, oder sie ist einfach, zweifach oder mehrfach angeregt. Im ersten Fall ist mit ihr nur die Nullpunktenergie $\frac{1}{2} h\nu_g$ verbunden; im zweiten Fall tritt zusätzlich eine Schwingungsenergie von $h\nu_g$ bzw. einem ganzzahligen Vielfachen hiervon auf. Der Schwingungszustand eines Kristallgitters kann dadurch gekennzeichnet werden, daß man angibt, wie hoch die einzelnen Gitterschwingungen angeregt sind.

Erfolgt nun ein Eingriff, etwa dadurch, daß ein Kern des Gitters ein Lichtquant emittiert oder absorbiert, so ändert sich im allgemeinen der Schwingungszustand des Gitters, d.h. der Anregungszustand der einzelnen Gitterschwingungen. Nach den Grundsätzen der Quantenphysik kann eine derartige Zustandsänderung aber im Einzelfall nicht genau vorhergesagt werden; es sind nur statistische Vorhersagen möglich. Es kann insbesondere auch vorkommen, daß sich der Schwingungszustand des Kristalls überhaupt nicht ändert, ebenso können aber Änderungen des Zustands erfolgen. Mit der Änderung des Schwingungszustandes ist eine Energieänderung des Kristalls verbunden; die Anregungsenergie $h\nu_0$ des Kerns teilt sich dann auf diese Energieänderung des Kristalls und die Energie $h\nu_{em}$ des emittierten Lichtquants auf. In den Fällen aber, in denen sich der Zustand des Gitters nicht ändert, ist die Energie des Lichtquants gleich der Energieänderung des Kerns; die dann vom Kristall als ganzem übernommene Rückstoßenergie darf dabei vernachlässigt werden. Dies ist die von MÖSSBAUER beobachtete Emission und Absorption mit eingefrorenem Rückstoß.

Entscheidend für die Beobachtbarkeit der rückstoßfreien Linie ist die Häufigkeit, mit der dieser Fall auftritt, verglichen mit allen anderen Fällen, die mit einer Energieänderung des Lichtquants verbunden sind. Die Berechnung dieser Häufigkeit ist ein Problem der Quantenmechanik, das mit geläufigen Methoden gelöst werden kann; in einem etwas anderen Zusammenhang wurde die Theorie 1939 von W. E. LAMB jr. entwickelt [9]²⁾. Idealisiert man das Kristallgitter als Debye-Gitter, macht man also spezielle, besonders einfache Annahmen über das Spektrum der Gitterschwingungen, so folgt für die relative Häufigkeit w einer Emission mit eingefrorenem Rückstoß bei der Temperatur des absoluten Nullpunktes, wenn also überhaupt keine Gitterschwingung angeregt ist, die Vorhersage

$$w = e^{-\frac{3}{2} \frac{R}{k\Theta}} \quad (5)$$

Hierbei ist R die Rückstoßenergie des nicht gebundenen Kerns nach Gl. (1), k die Boltzmannsche Konstante und Θ die Debye-Temperatur des Gitters. Die Abhängigkeit der relativen Häufigkeit von der Rückstoßenergie R leuchtet sofort ein; Emission mit eingefrorenem Rückstoß ist um so häufiger, je kleiner R ist. Mit zunehmender Temperatur nimmt die Häufigkeit rückstoßfreier Emission bzw. Absorption gegenüber dem in Gl. (5) angegebenen Wert ab und verschwindet schließlich völlig. Auch das ist verständlich. Für das Auftreten des eingefrorenen Rückstoßes ist entscheidend, daß der Schwingungszustand des Gitters quantenmechanisch und nicht klassisch zu beschreiben ist. Bei höherer Temperatur sind die einzelnen Gitterschwingungen aber so hoch angeregt, daß der Schwingungszustand des Gitters klassisch beschrieben werden kann.

¹⁾ Nämlich bei genügend hoher Temperatur, so daß die Gitterschwingungen hinreichend hoch angeregt sind.

²⁾ Vgl. auch eine Arbeit von STEINWEDL und JENSEN [22]. Speziell in Zusammenhang mit der Kernresonanzabsorption sind kürzlich mehrere theoretische Arbeiten erschienen [10], [25]; besonders klar scheint uns hierbei die Arbeit von LIPKIN [10].

Enthält ein Kristallgitter Atomkerne, die irgendwann spontan aus einem angeregten Zustand in den Grundzustand übergehen, wobei die Energie $h\nu_0$ frei wird, so wird man für die außerhalb des Kristalls beobachteten Lichtquanten ein Spektrum gemäß Fig. 5a, b erwarten: Man hat einerseits die scharfe Linie bei $h\nu_{em} = h\nu_0$, die dem eingefrorenen Rückstoß entspricht; man wird erwarten, daß die Breite dieser Linie in einem fehlerfreien Kristall gleich der Linienbreite bei Emission durch das nicht in einem Kristall gebundene Atom ist. Die Stärke der rückstoßfreien Linie nimmt mit zunehmender Temperatur ab (außerdem tritt eine geringfügige Verschiebung auf; vgl. Abschnitt 4). Daneben hat man ein kontinuierliches Spektrum, das von der Aufteilung der Primärenergie $h\nu_0$ auf das Lichtquant und die Änderung der Schwingungsenergie des Gitters stammt. Bei $T=0$ sind die Gitterschwingungen überhaupt nicht angeregt; die Schwingungsenergie des Gitters kann beim Emissionsprozeß nur erhöht und nicht erniedrigt werden ($h\nu_{em} \leq h\nu_0$); bei $T > 0$ kann das Lichtquant auch Energie aus der Schwingungsenergie des Gitters übernehmen ($h\nu_{em} > h\nu_0$). Der Wirkungsquerschnitt für Resonanzabsorption wird aus Fig. 5a, b durch Spiegelung an $h\nu = h\nu_0$ gewonnen (Fig. 5c, d).

Es sollte vielleicht betont werden, daß die Spektren der Fig. 5 theoretisch gewonnen und bisher nicht gemessen worden sind. Sie sind verträglich mit der Beobachtung von MÖSSBAUER: Infolge der scharfen Linien tritt starke Resonanzabsorption auf, wenn Quelle und Absorber ruhen und sich auf genügend niedriger Temperatur befinden. Bei Temperaturerhöhung verschwindet dieser starke Effekt infolge Verschwinden der rückstoßfreien Linien. Er verschwindet auch bei niedriger Temperatur, wenn Quelle und Absorber so schnell gegeneinander bewegt werden, daß sich die beiden Linien infolge Dopplerverschiebung nicht mehr überlappen. Dem Absorptionsspektrum der Fig. 5c, d überlagert sich Absorption durch Photoeffekt und Compton-Streuung.

Die Kerne des Kristallgitters befinden sich nicht in Ruhe, sondern zeigen eine Temperaturbewegung; das ist nur ein anderer Ausdruck für das Auftreten von Gitterschwingungen. Man könnte daher erwarten, daß die rückstoßfreie Linie eine entsprechende Doppler-Verbreiterung¹⁾ zeigen sollte. Diese Erwartung ist aber falsch, wie durch das Experiment gezeigt wird; die Linie zeigt keine Doppler-Verbreiterung. Das liegt daran, daß die Wellenvorstellung der Lichtemission hier nicht anwendbar ist. Man hat einen Übergang zwischen zwei wohldefinierten Quantenzuständen; die Energie des ausgesandten Lichtquants ist gleich der Energiedifferenz der beiden Zustände (also gleich $h\nu_0$, da sich die Energie des Gitters nicht ändert)²⁾. Es ergibt sich lediglich eine Verbreiterung der Linie durch die endliche Lebensdauer des Anfangszustandes. Die Erwartung einer Doppler-Verbreiterung ist dagegen gerechtfertigt, wenn der Schwingungszustand des Gitters klassisch beschrieben werden darf, also bei genügend hohen Temperaturen. Man hat dann keine rückstoßfreie Linie, sondern nur ein verbreitertes Spektrum, das allerdings noch als Folge eines typischen Quanteneffektes (Rückstoß des Lichtquants) um den Betrag R verschoben ist³⁾. In gewisser Weise ist diese Doppler-Verbreiterung schon bei sehr niedrigen Temperaturen in dem kontinuierlichen Anteil des emittierten Spektrums (Fig. 5a) vorgebildet.

4. Weitere Experimente

Inzwischen wurde Kernresonanzabsorption mit eingefrorenem Rückstoß außer beim Ir^{191} [2, 14a, 14b] auch bei anderen Kernen beobachtet; Messungen am Ta^{182} [17], Fe^{57} [1, 4, 5, 8, 18–21, 26], Au^{197} [17], Sn^{119} [24], Re^{187} [15] und Zn^{67} [3] sind vor der Drucklegung dieses Berichts veröffentlicht worden.

Besonderes Interesse fand der Effekt beim Fe^{57} , da die von diesem Kern ausgesandte 14 keV-Gammalinie bei einer Halbwertszeit von $1,0 \cdot 10^{-7}$ sec besonders schmal ist. Ihre relative Linienbreite $\Delta\nu/\nu = 10^{-12}$ ist etwa 10^4 mal kleiner als bei Übergängen in der Atomhülle.

¹⁾ Vgl. Fußnote 1 auf S. 533.

²⁾ Die Spektrallinie, die ein rotierendes Molekül bei einem Elektronenübergang aussendet, zeigt ebenfalls keinen Doppler-Effekt.

³⁾ Von diesem Doppler-Effekt im Kristall war bereits in Abschnitt 2 bei der Diskussion des ersten Mößbauerschen Versuchs die Rede.

Die Messung der Linienbreite wurde zuerst von POUND und REBKA [20b] mit der Kernresonanzabsorption durchgeführt. Die Versuchsanordnung entsprach der von MÖSSBAUER angegebenen (Fig. 2). Der Effekt wurde jedoch hier im Gegensatz zum Ir bereits bei Zimmertemperatur beobachtet. Strahlenquelle war ein Präparat einer unwägbaren Menge von radioaktivem Co^{57} (frei von natürlichem Co), das auf einem sehr reinen Fe-Blech niedergeschlagen und durch Diffusion bei hoher Temperatur in das Fe-Kristallgitter eingebaut worden war. Co^{57} geht durch Einfang eines Elektrons aus seiner Elektronenhülle in angeregtes Fe^{57} über (Fig. 6). Absorber für die ausgesandte 14 keV-Strahlung war eine Fe-Folie, die Fe^{57} zu 2,2% enthält. Wenn man nun durch Verändern der Geschwindigkeit der Quelle die Emissionslinie gegenüber der Absorptionslinie verschiebt, kann man eine Resonanzkurve messen, deren Breite bei dünnen Absorberfolien gleich der Summe der Breiten der Emissions- und Absorptionslinien ist. Fig. 7 zeigt das Ergebnis der Messung. Die Kernresonanzabsorption ist hier viel größer als beim

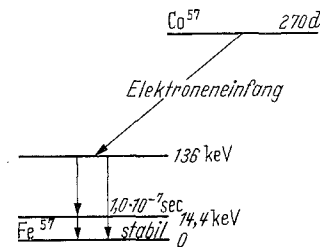


Fig. 6. Zerfallsschema des Co^{57}

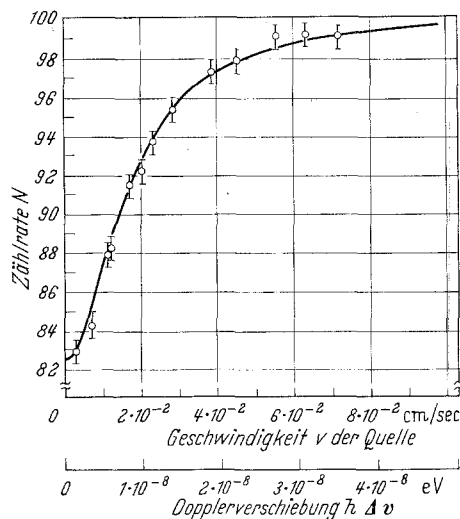


Fig. 7. Am Fe^{57} gemessene Kernresonanzabsorption bei 20°C (nach POUND und REBKA [20b]). $N = 100$ entspricht der Zählrate bei hohen Geschwindigkeiten, bei denen die Kernresonanzabsorption verschwunden ist. Die Kurve ist symmetrisch zu $v = 0$

Ir, bei $v = 0,017$ cm/sec ist sie aber bereits auf die Hälfte abgesunken. Dies entspricht einer Energieverschiebung von $0,8 \cdot 10^{-8}$ eV und damit einer Halbwertsbreite der Emissions- und Absorptionslinien von ebenfalls $0,8 \cdot 10^{-8}$ eV. Der gemessene Wert stimmt in der Größenordnung gut mit der für eine Halbwertszeit von $1 \cdot 10^{-7}$ sec errechneten natürlichen Linienbreite überein, er ist jedoch stark abhängig von der Vorbehandlung der Quellen- und Absorberfolien und kann bei ungünstigen Bedingungen viel größer sein.

Wegen der geringen Linienbreite treten beim Fe^{57} weitere interessante Erscheinungen auf. Außer der Hauptresonanzlinie bei $v = 0$ konnten kleinere Nebenmaxima der Kernresonanzabsorption bei höheren Dopplergeschwindigkeiten (0,2 bis 1,2 cm/sec) beobachtet werden [4a, 4b, 18, 19, 20b, 21, 26]. Sie sind durch eine Aufspaltung der Gammalinie durch Zeeman-Effekt im Magnetfeld zu erklären, das die Elektronenhülle im ferromagnetischen Eisen am Ort des Kerns erzeugt. Der Effekt tritt nicht auf, wenn die Versuche an Substanzen durchgeführt werden, bei denen kein Magnetfeld am Kernort existiert, z. B. an diamagnetischem $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6] \cdot 3 \text{H}_2\text{O}$.

Sehr genaue Messungen wurden über die Abhängigkeit der Energie der ausgesandten Strahlung und der Lage des Absorptionsmaximums von der Temperatur und anderen Versuchsparametern durchgeführt. Durch einen Kunst-

griff lassen sich schon sehr kleine Veränderungen der relativen Lage der beiden Linien experimentell nachweisen. Zum Beispiel konnte gezeigt werden, daß sich die Frequenz der Emissions- und der Absorptionslinie beim Fe^{57} um ihren $2,4 \cdot 10^{-15}$ ten Teil verringert [20c], wenn man die Temperatur der Proben um 1°C erhöht.

Diese temperaturabhängige Linienverschiebung ist ein relativistischer Effekt, der sich durch Verfeinerung der Betrachtungen des Abschnitts 3 ergibt [7, 20c]. Geht der Kern aus dem angeregten Zustand in den Grundzustand über, so ändert sich seine Energie und damit (nach der relativistischen Energie-Masse-Äquivalenz) auch seine Masse. Dadurch ändern sich aber ebenfalls die Frequenzen der einzelnen Gitterschwingungen; auch wenn bei rückstoßfreier Emission der Schwingungszustand des Gitters gleich bleibt, ändert sich doch infolge der Frequenzänderung dann die Schwingungsenergie des Gitters. Diese Änderung der Schwingungsenergie bei rückstoßfreier Emission (und ebenso bei Absorption) ergibt sich theoretisch proportional zur Schwingungsenergie selbst und ist damit temperaturabhängig. Sie tritt als Energieverschiebung der rückstoßfreien Linie in Erscheinung, da sich die Anregungsenergie $h\nu_0$ des Kerns auf die Energie des Lichtquants und die eben besprochene Energieänderung des Kristalls aufteilt. Die Verschiebung ist dieselbe für die Emissionslinie und Absorptionslinie; bestehen also Quelle und Absorber aus dem gleichen Kristall, und befinden sie sich auf gleicher Temperatur, so tritt keine gegenseitige Verschiebung der rückstoßfreien Linien auf. Verändert man die Temperatur der Quelle bei konstanter Absorbiertemperatur, so treten Frequenzverschiebungen der ausgesandten Gammalinie auf, deren gemessene Werte gut mit den berechneten übereinstimmen.

Außer der Temperatur beeinflusst die chemische Umgebung der Fe^{57} -Kerne die Energie der ausgesandten Gammaquanten [4a]. Bereits kleine Verunreinigungen der Proben oder auch Verspannungen des Gitters bewirken meßbare Energieverschiebungen, deren Ursache wohl auf der Ungleichheit der Gitterenergien und der Elektrodendichten am Kernort beruht. Es sind jedoch weitere Versuche nötig, um Klarheit in diese Probleme zu bringen.

Die Anwendung der Kernresonanzabsorption mit eingefrorenem Rückstoß auf die Prüfung der Relativitätstheorie wird in einem gesonderten Bericht dargestellt werden.

Die Anfertigung dieses Berichts wurde sehr gefördert durch Diskussionen mit Kollegen in den Göttinger physikalischen Instituten.

Literatur

- [1] CORDAY-HAYES, M., N. A. DYSON u. P. B. MOON: *Proc. Phys. Soc. A* 75, 810 (1960). — [2] CRAIG, P. P., J. G. DASH, A. D. MCGUIRE, D. NAGLE u. R. R. REISWIG: *Phys. Rev. Letters* 3, 221 (1959). — [3] CRAIG, P. P., D. E. NAGLE u. D. R. F. COCHRAN: *Phys. Rev. Letters* 4, 561 (1960). — [4] HANNA, S. S., J. HEBERLE, C. LITTLEJOHN, G. J. PERLOW, R. S. PRESTON u. D. H. VINCENT: *Phys. Rev. Letters* a) 4, 23 (1960); b) 4, 177 (1960). — [5] HOLLAND, R. E., F. J. LYNCH, G. J. PERLOW u. S. S. HANNA: *Phys. Rev. Letters* 4, 181 (1960). — [6] ILAKOVAC, K.: *Proc. Phys. Soc. A* 67, 601 (1954). — [7] JOSEPHSON, B. D.: *Phys. Rev. Letters* 4, 341 (1960). — [8] KISTNER, O. C., u. A. W. SUNYAR: *Phys. Rev. Letters* 4, 412 (1960). — [9] LAMB jr., W. C.: *Phys. Rev.* 55, 190 (1939). — [10] LIPKIN, H. J.: *Ann. Physics* 9, 332 (1960). — [11] LEE, L. L., L. MEYER-SCHÜTZMEISTER, J. P. SCHIFFER u. D. VINCENT: *Phys. Rev. Letters* 3, 223 (1959). — [12] MALMFORS, K. G.: *Ark. Fys.* 6, 49 (1953). — [13] METZGER, F. R.: a) in O. R. FRISCH: *Progress in nuclear physics*, Vol. 7, p. 54. London-New York-Los Angeles: Pergamon 1959 (Zusammenfassender Bericht); b) *Proc. of the Glasgow Conference*, S. 201. London: Pergamon Press 1954. — [14] MÖSSBAUER, R. L.: a) *Z. Physik* 151, 124 (1958); b) *Naturwissenschaften* 45, 538 (1958); *Z. Naturforsch.* 14a, 211 (1959). — [15] MÖSSBAUER, R. L., u. W. H. WIEDEMANN: *Z. Physik* 159, 33 (1960). — [16] MOON, P. B.: *Proc. Phys. Soc. A* 64, 76 (1951). — [17] NAGLE, D., P. P. CRAIG u. J. G. DASH: *Phys. Rev. Letters* 4, 237 (1960). — [18] PASQUALI, G. DE, H. FRAUENFELDER, S. MARGULIES u. R. N. PEACOCK: *Phys. Rev. Letters* 4, 71 (1960). — [19] PERLOW, G. J., S. S. HANNA, M. HAMERMESH, C. LITTLEJOHN, D. H. VINCENT, R. S. PRESTON u. J. HEBERLE: *Phys. Rev. Letters* 4, 74 (1960). — [20] POUND, R. V., u. G. A. REBKA jr.: *Phys. Rev. Letters* a) 3, 439 (1959); b) 3, 554 (1959); c) 4, 274 (1960). — [21] SCHIFFER, J. P., u. W. MARSHALL: *Phys. Rev. Letters* 3, 556 (1959). — [22] STEINWEDEL, H., u. J. H. JENSEN: *Z. Naturforsch.* 2a, 125 (1947). — [23] SWANN, C. P., u. F. R. METZGER: *Phys. Rev.* 108, 982 (1957). — [24] TZARA, C., u. R. BARLOUTAUD: *Phys. Rev. Letters* 4, 405 (1960). — [25] VISHNER, W. M.: *Ann. Physics* 9, 194 (1960). — [26] WERTHEIM, G. K.: *Phys. Rev. Letters* 4, 403 (1960).

Göttingen, II. Physikalisches Institut und Institut für Theoretische Physik der Universität

Eingegangen am 13. Juli 1960

Kurze Originalmitteilungen

Für die Kurzen Originalmitteilungen sind ausschließlich die Verfasser verantwortlich

Phänomenologische Betrachtungen zum Strahlungsgesetz

1. Da die Elementarladung e die kleinste Ladung ist, mit deren Hilfe man ein elektromagnetisches Feld ausmessen kann, bezeichnet der aus e folgende klassische Elektronenradius $a \approx 10^{-13}$ cm bekanntlich eine untere Grenze λ_{\min} für Wellenlängen, die physikalisch sinnvoll in der Theorie des elektromagnetischen Feldes vorkommen dürfen. $\lambda_{\min} = a$ entspricht formal ein $\varepsilon_{\max} = ch/a \approx 10^{-8}$ erg. Um die Elektrodynamik der ausgesprochenen Forderung behelfsmäßig anzugleichen, verabreden wir: Das isolierte Strahlungsfeld kann formal wie bisher behandelt werden, mit der einzigen Abänderung, daß Feldzustände mit $\lambda < \lambda_{\min}$ als physikalisch unmöglich weggelassen werden.

2. Wenn man die beschriebene Theorie des isolierten Strahlungsfeldes quantisiert, so hat die verabredete Abschneidevorschrift zur Folge, daß nur formale Energiequanten ε auftreten, für die $0 < \varepsilon < \varepsilon_{\max}$ gilt. Wendet man die Statistik auf die quantisierte Theorie an, so ergibt sich für die Häufigkeit formaler Energiequanten in der Gleichgewichtsstrahlung im Bereich zwischen ε und $\varepsilon + d\varepsilon$:

$$dH \sim \frac{\varepsilon^2 d\varepsilon}{e^{\beta\varepsilon} - 1} \text{ für } 0 < \varepsilon < \varepsilon_{\max},$$

$$dH = 0 \cdot d\varepsilon \text{ für } \varepsilon_{\max} < \varepsilon; \quad \beta = 1/kT.$$

3. Die Energie, die bei einem Elementarprozeß zwischen dem Strahlungsfeld und einer angekoppelten Meßapparatur

ausgetauscht wird, heiße ε^* . ε^* kann größer sein als ε_{\max} . Bei der kosmischen Strahlung, deren primären elektromagnetischen Charakter wir unterstellen wollen, kommen ε^* -Werte im Bereich $\varepsilon_{\max} < \varepsilon^* < 10^8 \varepsilon_{\max}$ vor. Bei Elementarprozessen mit $0 < \varepsilon^* \ll \varepsilon_{\max}$ ist folgende Beschreibung richtig: Aus dem Strahlungsfeld verschwindet ein Lichtquant ε und in der Meßapparatur taucht die Energie $\varepsilon^* = \varepsilon$ auf. Bei Prozessen mit $\varepsilon_{\max} < \varepsilon^*$ kann diese Beschreibung nicht richtig sein.

4. Für den Fall des nichtisolierten mit einer Meßapparatur gekoppelten Feldes soll folgende Beschreibung eines Elementarprozesses allgemein zutreffen: Aus dem Strahlungsfeld verschwindet unter anderem ein formales Energiequant, in der Meßapparatur taucht eine Energie $\varepsilon^* \geq \varepsilon$ auf. Für die Häufigkeit von formalen Quanten ε soll weiterhin die unter 2. angegebene Beziehung gelten. Diese Hypothese ist nicht in dem Sinne zu verstehen, daß der Energiesatz verletzt sein soll. Der Energieinhalt des Strahlungsfeldes soll bei dem Elementarprozeß tatsächlich um ε^* abnehmen. Praktisch läuft das darauf hinaus, daß für die Häufigkeit von Prozessen nach wie vor die Anregungsgrade der Freiheitsgrade des quasiisolierten Strahlungsfeldes verantwortlich sein sollen, daß aber die ausgetauschten Energiebeträge entsprechend einer mit ε^* zunehmenden „Kopplung“ der Freiheitsgrade des Systems „Strahlungsfeld + Meßapparatur“ bei großem ε^* nicht mehr so errechnet werden können, als ob sie aus einem wegen der Linearität der Feldgleichungen abseparierbaren Freiheitsgrad des isolierten Feldes stammten.