

erwiesen. Wenn indessen versucht wurde¹⁾, auf Grund dieser Vorstellung auch bei der Beschreibung der Einzelphänomene der Streuung der Strahlung durch freie Elektronen den klassischen Begriff des elektromagnetischen Feldes vollständig beizubehalten (und nur die klassischen Gesetze der Wechselwirkung dieses Feldes mit den Elektronen abzuändern), so kann ein solcher Versuch kaum als geglückt angesehen werden. Erstens läßt sich nämlich ein bestimmter Ort des Mittelpunktes von Kugelwellen der durch die Elektronen zerstreuten Strahlung nicht in eindeutiger und befriedigender Weise definieren, indem dieser sich bei hinreichend schwacher Intensität der einfallenden Strahlung, wo nur wenige Streuprozesse stattfinden, beliebig weit vom wirklichen Ort des Elektrons entfernen könnte. Zweitens wäre auch die Geschwindigkeit w der virtuellen Lichtquelle nur dann eindeutig definierbar, wenn die Primärstrahlung in einer ganz bestimmten Richtung auffällt, wobei auch in diesem Fall noch die willkürliche Festsetzung hinzukommen müßte, daß nur die primäre, nicht aber die bereits zerstreute Strahlung die Richtung dieser Geschwindigkeit bestimmen soll. Die so definierte Geschwindigkeit des Mittelpunktes von gestreuten Kugelwellen würde jedoch bei jedem Streuprozeß sich diskontinuierlich ändern, da hierbei das Elektron seine Geschwindigkeit diskontinuierlich ändert. Solche Diskontinuitäten scheinen aber dem klassischen Feldbegriff fremd gegenüberzustellen.

Wir möchten hier also die Auffassung vertreten, daß eine vollständige Beschreibung der Strahlung beim Comptoneffekt, was die Einzelphänomene betrifft, nur durch eine tiefgehende Modifikation der klassischen Begriffe erreicht werden könnte. Dagegen soll hier noch ein Vergleich der Mittelwerte der an einer großen Anzahl von Elektronen beobachteten Erscheinungen gemäß der Quantentheorie und der klassischen Theorie angeführt werden, der von LENZ²⁾ herrührt. Der über alle Elektronen erstreckte Mittelwert des im betrachteten Zeitintervall auf ein einzelnes Elektron übertragenen Impulses wird in beiden Fällen derselbe sein. Und zwar wird er die Richtung der einfallenden Strahlung haben und gleich sein der von den Elektronen zerstreuten Energie dividiert durch die Lichtgeschwindigkeit c . Wählt man das Zeitintervall der Beobachtung so, daß klassisch während desselben ein Energiebetrag von der Größe $h\nu$ zerstreut würde, so besteht quantentheoretisch gerade nach diesem Zeitintervall eine merkliche Wahrscheinlichkeit einer beträchtlichen Impulsübertragung. Es ist daher leicht zu sehen, daß auch der mittlere klassische Dopplereffekt, der durch die Geschwindigkeitsänderung der Elektronen infolge des Strahlungsdruckes während der betrachteten Zeit entstehen würde, von derselben Größenordnung sein wird wie der quantentheoretische. Während jedoch bei bestimmter Beobachtungsrichtung der Dopplereffekt nach der klassischen Theorie unscharf wäre, ist er in der Quantentheorie scharf. Während in der klassischen Theorie der Strahlungsdruck kontinuierlich ist, ist er gemäß der Quantentheorie diskontinuierlich und besteht wie der Gasdruck aus einzelnen diskreten Schlägen.

5. Das Wärmegleichgewicht bei Streuprozessen. Zusammenhang zwischen Streuung und Absorption. Es handelt sich nun darum, die EINSTEINSCHEN Betrachtungen über das Wärmegleichgewicht bei Emissions- und Absorptionsprozessen auch für den Fall der Streuprozesse zu verallgemeinern. Zu diesem Zweck betrachten wir einen Streuprozeß, bei dem vor dem Prozeß der Impuls des Elektrons zwischen \mathcal{G} und $\mathcal{G} + d\mathcal{G}$, der des Strahlungsquants zwischen I

¹⁾ N. BOHR, H. A. KRAMERS u. J. C. SLATER, ZS. f. Phys. Bd. 24, S. 69. 1924. Auf die hier entwickelte Theorie der Strahlung kommen wir in Ziff. 15 ausführlich zurück.

²⁾ W. LENZ, ZS. f. Phys. Bd. 25, S. 299. 1924. Vgl. hierzu auch die in Fußnote 1 S. 21 und Fußnote 1 S. 18 zitierten Arbeiten von FÖRSTERLING u. HALPERN.

und $I + dI$ liegt. Hierin ist I ein Vektor vom Betrag $\frac{h\nu}{c}$ und der Richtung der Fortpflanzung des auffallenden Quants, so daß durch I zugleich die Frequenz der einfallenden Strahlung mitbestimmt ist. Ferner sei auch die im Normalkoordinatensystem gemessene (d. h. vom Schwerpunkt des Quants und des Elektrons aus beurteilte) Richtung der Elektronengeschwindigkeit nach dem Prozeß relativ zu der vor dem Prozeß gegeben, die in einem räumlichen Winkel $d\Omega_0$ liegen möge. Hierdurch sind die entsprechenden Impulse nach dem Prozeß, die mit \mathcal{G}_1 und I_1 bezeichnet werden mögen, völlig bestimmt. Für die Häufigkeit eines Streuprozesses der hervorgehobenen Art an einem bestimmten Elektron im Zeitelement dt werde nun der Ansatz gemacht

$$dW = (A \varrho_\nu + B \varrho_\nu \varrho_{\nu_1}) dI_x dI_y dI_z d\Omega_0 dt, \quad (29)$$

worin ϱ_ν und ϱ_{ν_1} die spektrale Energiedichte der Strahlung an den Stellen der Frequenz der einfallenden und der Frequenz ν_1 der gestreuten Strahlung bedeuten mögen. Bei anisotropem Strahlungsfeld sollen darunter überdies die Energiedichten in einem Strahlenbündel von der Richtung des Quants vor bzw. nach dem ins Auge gefaßten Streuprozeß zu verstehen sein. Das Produktglied in (29) drückt demnach eine Wechselwirkung verschiedener Strahlenbündel aus. Erfolgt die Einstrahlung in einer völlig bestimmten Richtung, so ist insbesondere bei Betrachtung der Streuung in eine von dieser verschiedenen Richtung $\varrho_{\nu_1} = 0$ zu setzen.

Im Wärmegleichgewicht muß nun die Häufigkeit des betrachteten Streuprozesses, die man durch Multiplikation von dW mit der Anzahl $n d\mathcal{G}_x d\mathcal{G}_y d\mathcal{G}_z$ der Elektronen im betrachteten Impulsbereich erhält, gleich sein der Häufigkeit des inversen Prozesses, bei dem ein Quant mit einem Impuls zwischen I_1 und $I_1 + dI_1$ und ein Elektron mit dem Impuls zwischen G_1 und $G_1 + dG_1$ in den Impulsbereich $I, I + dI$ bzw. $\mathcal{G}, \mathcal{G} + d\mathcal{G}$ zurückgeführt wird. Dies liefert die Bedingung

$$n(d\mathcal{G}) dW = n_1(d\mathcal{G}_1) dW_1, \quad (30)$$

in der dW_1 sich durch Vertauschen der Werte der Variablen vor und nach dem Stoß aus (29) ergibt. Es ist dabei zur Abkürzung $(d\mathcal{G})$ statt $dG_x dG_y dG_z$ geschrieben worden, ebenso soll (dI) den Ausdruck $dI_x dI_y dI_z$ bedeuten. Der Ausdruck (29) muß invariant gegenüber Änderungen des Bezugssystems sein, und man kann daraus ableiten, daß zwischen den Koeffizienten A und A_1 von inversen Prozessen die Relation

$$A \nu^3 (d\mathcal{G}) (dI) d\Omega_0 = A_1 \nu_1^3 (d\mathcal{G}_1) (dI_1) d\Omega_0 \quad (31)$$

bestehen muß. Ferner ist im Einklang mit dieser Invarianz von (29) die Annahme, daß zwischen den Koeffizienten A und B die zu (17) analoge Relation

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h}{c^3} \nu^3 = \alpha \nu^3 \quad (32)$$

bestehen soll, in der α eine Abkürzung für $\frac{8\pi h}{c^3}$ bedeuten möge. Setzt man noch für $n(d\mathcal{G})$ die MAXWELLSche Verteilung

$$n(d\mathcal{G}) = C e^{-\frac{E}{kT}} (d\mathcal{G})$$

ein und beachtet den Energiesatz $E + h\nu = E_1 + h\nu_1$, so folgt aus (30) mit

Rücksicht auf (29), (31) und (32) die Relation

$$\left(\frac{\alpha Q_\nu}{\nu^3} + \frac{Q_\nu Q_{\nu_1}}{\nu^3 \nu_1^3} \right) e^{\frac{h\nu}{kT}} = \left(\frac{\alpha Q_{\nu_1}}{\nu_1^3} + \frac{Q_\nu Q_{\nu_1}}{\nu^3 \nu_1^3} \right) e^{\frac{h\nu_1}{kT}}.$$

Mittels Division durch $\frac{Q_\nu Q_{\nu_1}}{\nu^3 \nu_1^3} e^{\frac{h\nu + h\nu_1}{kT}}$ folgt daraus

$$\left(\frac{\alpha \nu_1^3}{Q_{\nu_1}} + 1 \right) e^{-\frac{h\nu_1}{kT}} = \left(\frac{\alpha \nu^3}{Q_\nu} + 1 \right) e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \quad (33)$$

Dies ist nun für das PLANCKSche Strahlungsgesetz

$$Q_\nu = \frac{\alpha \nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

in der Tat erfüllt, denn für dieses werden beide Seiten der Relation (33) gleich ¹⁾.

Betrachten wir nun den Ansatz (29) für die Häufigkeit der Streuprozesse etwas genauer, so ist besonders auffallend das zweite Glied dieses Ansatzes. Dieses enthält eine Abhängigkeit der Häufigkeit der Streuprozesse von der Intensität der Strahlung mit derjenigen Frequenz ν_1 und in derjenigen Richtung, die das Quant nach dem Streuprozeß aufweist. Von BOTHE²⁾ wurde dies als Fähigkeit der Quanten gedeutet, sich zusammenzuballen und sog. „Mehrfachquanten“ zu bilden, indem ein einfallendes Quantum nach der Streuung zusammen mit einem zweiten auffallenden Quantum in der Richtung des letzteren als „Doppelquantum“ weiterfliegen kann. Genau dieselbe Deutung lassen EINSTEINS induzierte Emissionsprozesse zu, indem hier ein vom Atom in einer bestimmten Richtung emittiertes Quant sich mit einem zweiten in derselben Richtung auf das Atom auftreffenden Quant zu einem „Doppelquant“ vereinigt.

Unabhängig von dieser ihrer physikalischen Bedeutung nach noch nicht völlig geklärten speziellen Vorstellung ist sowohl die Annahme der induzierten Emissionsprozesse als auch die der dem zweiten Glied in (29) entsprechenden Streuprozesse deshalb notwendig, weil bei Weglassen derselben das WIENSche Strahlungsgesetz

$$Q_\nu = \alpha \nu^3 e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

statt des PLANCKSchen Strahlungsgesetzes im Wärmegleichgewicht resultieren würde, wie leicht einzusehen ist. Es ist gerade dieser Term in (29), der den Grenzübergang zur klassischen Theorie im Gebiete langer Wellen ($h\nu \ll m_0 c^2$) ermöglicht, wo die Frequenzänderung bei der Zerstreuung vernachlässigt werden kann.

Dies soll verdeutlicht werden durch einen Vergleich des mittleren Schwankungsquadrates $\overline{\Delta}^2$ des Impulses eines Elektrons im Zeitintervall τ unter dem Einfluß von isotroper Strahlung mit einer Frequenz zwischen ν und $\nu + d\nu$, wie es sich einerseits auf Grund der klassischen Theorie, andererseits auf Grund der Quantentheorie ergibt. Da die einzelnen Quantenprozesse der Streuung statistisch unabhängig voneinander sind, so wird $\overline{\Delta}^2$ gemäß der Quantentheorie

¹⁾ Die hier angedeuteten Überlegungen finden sich näher ausgeführt bei W. PAULI JR., ZS. f. Phys. Bd. 18, S. 272. 1923; Bd. 22, S. 201. 1924. Von einem in mancher Hinsicht verschiedenen Gesichtspunkt aus ist dasselbe Problem auch behandelt bei L. S. ORNSTEIN u. H. C. BURGER, ZS. f. Phys. Bd. 20, S. 345 u. 351. 1923.

²⁾ W. BOTHE, ZS. f. Phys. Bd. 23, S. 214. 1924.

gleich der Anzahl der im Zeitelement τ stattfindenden Streuprozesse multipliziert mit dem über die verschiedenen Richtungen der Streustrahlung gemittelten Quadrat des bei einem Prozeß auf das Elektron übertragenen Impulses. Letzteres beträgt im hier betrachteten Grenzfall langer Wellen

$$\left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 \overline{[(1 - \cos\vartheta)^2 + \sin^2\vartheta]} = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 2(1 - \cos\vartheta) = 2\left(\frac{h\nu}{c}\right)^2.$$

Also wird nach (29) und (32)

$$\frac{\overline{A^2}}{\tau} = 2\left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 a \left[\varrho_\nu + \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} \varrho_\nu^2 \right] d\nu,$$

wenn $a\varrho_\nu d\nu$ die mittlere Zahl der Streuprozesse pro Elektron und Zeiteinheit bei einseitiger Bestrahlung angibt. Wir können hierin noch statt a den Zerstreungskoeffizienten S einführen, der den bei einseitiger Bestrahlung von jedem Elektron pro Zeiteinheit zerstreuten Bruchteil der Energiedichte der auffallenden Strahlung angibt. Da dieser offenbar gegeben ist durch

$$S\varrho_\nu d\nu = h\nu \cdot a\varrho_\nu d\nu,$$

so wird schließlich

$$\frac{\overline{A^2}}{\tau} = \frac{2}{c^2} S \left[\varrho_\nu h\nu + \frac{c^3}{8\pi\nu^2} \varrho_\nu^2 \right] d\nu. \quad (34)$$

Der erste Term rührt daher, daß der Impuls in einzelnen diskreten Schlägen von der Größenordnung $h\nu$ auf das Elektron übertragen wird, und wäre in der klassischen Theorie nicht vorhanden. Dagegen würde der zweite Term auch in der klassischen Theorie vorhanden sein. Er rührt gemäß dieser Theorie daher, daß die Strahlung mit einer Frequenz zwischen ν und $\nu + d\nu$ als aus sehr vielen monochromatischen Partialwellen mit ungeordneten Phasen bestehend zu denken ist, die sich in unregelmäßiger Weise verstärken und schwächen. Diese Schwankungen der Energiedichte der Strahlung äußern sich dann auch in entsprechenden Schwankungen der von der Strahlung auf das Elektron übertragenen Bewegungsgröße. Wir können also sagen, daß der zweite in der Energiedichte der Strahlung quadratische Term im Ansatz (29) für die Häufigkeit der Streuprozesse als quantentheoretischer Ausdruck derjenigen Eigenschaften der Strahlung anzusehen ist, die in der Wellentheorie als Interferenzschwankungen erscheinen.

Wir wollen nun die Frage nach dem Zusammenhang zwischen den Streuprozessen und den Emissions- und Absorptionsprozessen näher diskutieren. Zunächst haben EINSTEIN und EHRENFEST¹⁾ darauf hingewiesen, daß sich der Ausdruck (29) für die Häufigkeit der Streuprozesse (wenn wir von der genaueren Formulierung der Elementarbereiche absehen und diesen einfach mit dZ bezeichnen) formal als Produkt der Häufigkeit $b\varrho_\nu$ eines Absorptionsprozesses und der Häufigkeit $(a_1 + b_1\varrho_\nu)$ eines darauffolgenden Emissionsprozesses schreiben läßt:

$$dW = b\varrho_\nu (a_1 + b_1\varrho_\nu), \quad (35)$$

worin gemäß der Beziehung (17) für Emissionsprozesse a_1 und b_1 der Bedingung

$$\frac{a_1}{b_1} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}$$

genügen.

Weiter betrachteten EINSTEIN und EHRENFEST Prozesse allgemeinerer Art, wo p Quanten $h\nu_1, \dots, h\nu_p$ der einfallenden Strahlung in q Quanten $h\nu_{p+1}, \dots$

¹⁾ A. EINSTEIN u. P. EHRENFEST, ZS. f. Phys. Bd. 19, S. 301. 1923.

Zunächst betrachten wir den Zusammenhang zwischen Emission und Absorption eines materiellen Systems (Atoms) mit der in den Dispersionserscheinungen zutage tretenden Zerstreuung des Lichtes etwas näher. Ein klassischer harmonischer Oszillator würde, falls äußere Einwirkungen und Zusammenstöße desselben mit anderen Atomsystemen fehlen, bei Bestrahlung mit Licht einer Frequenz ν dieses zerstreuen, und zwar um so stärker, je näher die Frequenz ν an die Eigenfrequenz ν_0 des Oszillators heranrückt. Fällt ν mit ν_0 zusammen, so werden anfangs beträchtliche Energieänderungen des Oszillators stattfinden, es wird sich aber nach einer durch die Dämpfungskonstante des Oszillators bestimmten Zeit schließlich ein bestimmter Gleichgewichtszustand einstellen, bei dem im Mittel keine Energie von der Strahlung auf den Oszillator übertragen, jedoch dem auffallenden Strahlenbündel ständig Energie entzogen und nach allen Richtungen zerstreut wird. Es erscheinen in der klassischen Theorie Emission und Absorption eines Systems nur als Grenzfall der Zerstreuung, wenn die Frequenz der auffallenden Strahlung in die Nähe der Eigenfrequenz (Emissionsfrequenz) des Systems rückt. An diesem Zusammenhang zwischen Streuung und Absorption werden wir auch in der Quantentheorie festzuhalten haben.

Nun werden in der Quantentheorie die Vorgänge bei der Resonanzstrahlung, wo die Frequenz der anregenden Strahlung mit der kleinsten Absorptionsfrequenz der Atome im Grundzustand übereinstimmt, so beschrieben, daß von den N_1 -Atomen im Grundzustand 1 pro Sek. $N_1 B_2^1 \varrho_\nu$ Quanten absorbiert und von den N_2 -Atomen im angeregten Zustand 2 pro Sek. $N_2 (A_1^2 + B_1^2 \varrho_\nu)$ Quanten emittiert werden. Es wird sich dabei ein Gleichgewichtszustand herstellen, bei dem die Anzahlen N_2 und N_1 konstant bleiben und bei gegebener Gesamtzahl $N = N_1 + N_2$ der Atome bestimmt sind durch die Bedingung

$$N_1 B_2^1 \varrho_\nu = N_2 (A_1^2 + B_1^2 \varrho_\nu),$$

also

$$N_1 = N \cdot \frac{A_1^2 + B_1^2 \varrho_\nu}{A_1^2 + B_1^2 \varrho_\nu + B_2^1 \varrho_\nu}, \quad N_2 = N \cdot \frac{B_2^1 \varrho_\nu}{A_1^2 + B_1^2 \varrho_\nu + B_2^1 \varrho_\nu}.$$

Gemäß (16) und (17) kann statt dessen geschrieben werden

$$N_1 = N \cdot \frac{1 + \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \varrho_\nu}{1 + \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right) \varrho_\nu}, \quad N_2 = N \cdot \frac{\frac{g_2}{g_1} \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \varrho_\nu}{1 + \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \left(1 + \frac{g_2}{g_1}\right) \varrho_\nu}. \quad (38)$$

In den praktischen Fällen ist überdies $\frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \varrho_\nu$ sehr klein gegen 1, so daß man auch schreiben kann

$$N_1 = N \left(1 - \frac{g_2}{g_1} \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \varrho_\nu\right), \quad N_2 = N \frac{g_2}{g_1} \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \varrho_\nu. \quad (38')$$

Hat sich dieser Gleichgewichtszustand eingestellt, so ist auch gemäß der Quantentheorie bei der Resonanz die Wirkung der Atome im Mittel nur eine Zerstreuung der Strahlung. Diese erfolgt durch die spontanen Emissionsprozesse der angeregten Atome (da die induzierten Emissionsprozesse ja in der Richtung der einfallenden Strahlung stattfinden) und beträgt pro Zeiteinheit

$$\frac{dE}{dt} = N_2 A_1^2 h \nu = (N_1 B_2^1 - N_2 B_1^2) \varrho_\nu h \nu, \quad (39)$$

also mit derjenigen Näherung, in der für N_2 der Ausdruck (38') statt (38) ge-

$h\nu_{p+q}$, die vom betreffenden Atom bzw. Elektron ausgehen, verwandelt werden bei gleichzeitiger den Erhaltungssätzen entsprechender Energie- und Impulsänderung des materiellen Systems. Sie zeigt, daß beim Ansatz

$$dW = b_1 \varrho_{\nu_1} \dots b_p \varrho_{\nu_p} (a_{p+1} + b_{p+1} \varrho_{\nu_{p+1}}) \dots (a_{p+q} + b_{p+q} \varrho_{\nu_{p+q}}) \quad (36)$$

für die Häufigkeit dieser Prozesse das Wärmegleichgewicht zwischen Materie und PLANCKScher Strahlung gewahrt bleibt, falls wieder für alle zusammengehörigen Paare a_n, b_n die Relation

$$\frac{a_n}{b_n} = \frac{8\pi h\nu_n^3}{c^3} \quad (37)$$

erfüllt ist. Ist die Zahl p der Quanten vor dem Prozeß gleich 0, die Zahl q der Quanten nach dem Prozeß gleich 1, so kommt man auf die früher von EINSTEIN eingeführten Emissionsprozesse, für $p = 1, q = 0$ auf die induzierten Absorptionsprozesse zurück, während sich für $p = 1, q = 1$ die Streuprozesse des Compton-effektes ergeben.

Als ein Beispiel für allgemeinere Prozesse sei angeführt, daß bei der Streuung der Strahlung durch freie Elektronen auch Prozesse vorkommen müssen, bei denen sich zwei einfallende Quanten $h\nu_1, h\nu_2$ zu einem einzigen Quant $h\nu_3$ vereinigen. Dabei ist die Frequenz ν_3 des austretenden Quants aus den Erhaltungssätzen von Energie und Impuls zu bestimmen. Im Grenzfall langer Wellen ($h\nu_1$ und $h\nu_2 \ll m_0 c^2$) wird offenbar $\nu_3 = \nu_1 + \nu_2$. Solche Prozesse (mit $p = 2, q = 1$) müssen deshalb angenommen werden, weil bei Behandlung der Streuung der Strahlung durch freie Elektronen gemäß der klassischen Theorie bei Einstrahlung mit zwei Frequenzen ν_1 und ν_2 die Streustrahlung bei Berücksichtigung höherer Näherungen auch die Frequenzen $\nu_1 + \nu_2$ und $|\nu_1 - \nu_2|$ enthält. Den letzteren Frequenzen entsprechen quantentheoretisch solche Vorgänge, bei denen ein Quantum $h\nu_1$ sich aufteilt in ein Quantum $h\nu_2$ (mit $\nu_2 < \nu_1$) und ein Quantum $h\nu_3$, dessen Frequenz ν_3 , von Größen der Ordnung $\frac{h\nu_1}{m_0 c^2}$ abgesehen, gleich ist $\nu_1 - \nu_2$. Ein solcher Vorgang kann jedoch, wie in Analogie zur klassischen Theorie angenommen werden muß, am Elektron nur dann stattfinden, wenn bereits in der einfallenden Strahlung die Frequenz ν_2 vertreten ist. Wir müssen daher die Häufigkeit dieses Vorganges in der Form ansetzen

$$b_1 \varrho_{\nu_1} b_2 \varrho_{\nu_2} (a_3 + b_3 \varrho_{\nu_3}).$$

Man kann ihn auch so beschreiben, daß zwei Quanten $h\nu_1$ und $h\nu_2$ einfallen und ein Doppelquantum ($h\nu_2, h\nu_2$) nebst einem Quantum $h\nu_3$ austritt. Weitere Beispiele für diese allgemeineren Streuprozesse werden wir in Ziff. 16 kennenlernen.

Die EINSTEIN-EHRENFESTSche Produktdarstellung (35) der Häufigkeit der Streuprozesse legt die Vermutung nahe, daß der Streuprozess tatsächlich aus zwei Teilprozessen mit den Häufigkeiten b_{ϱ_ν} und $(a_1 + b_1 \varrho_{\nu_1})$ besteht, von denen der zweite dem ersten innerhalb einer Zeit von der Größenordnung der Lichtperiode $1/\nu$ nachfolgt. Für eine solche Auffassung, die von HERZFELD¹⁾ in Verbindung mit der Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes bei der Dispersion in durchsichtigen Körpern vorgeschlagen und die von SMEKAL²⁾ näher ausgeführt wurde, sollen hier einige Gründe vorgebracht werden.

¹⁾ K. F. HERZFELD, ZS. f. Phys. Bd. 23, S. 341. 1924.

²⁾ A. SMEKAL, ZS. f. Phys. Bd. 32, S. 241. 1925.

nommen werden kann

$$\frac{dE}{dt} = NA_1^2 \frac{g_2}{g_1} \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \rho_\nu h \nu = N_1 B_2^1 \rho_\nu h \nu. \quad (39')$$

Wir haben auch in diesem Fall im Endeffekt nur eine Zerstreung der Strahlung. Hier sind wir aber sicher, daß diese aus zwei Teilprozessen besteht; der Absorption der Quanten durch die Atome im Grundzustand und der Reemission der Quanten durch die Atome im angeregten Zustand. Die Zeit zwischen Absorptions- und Reemissionsprozeß ist dabei im Mittel durch $\frac{1}{A_1^2}$, die mittlere Lebensdauer des angeregten Zustandes, gegeben. Da es sich jedoch hierbei nur um eine mittlere Zeit zwischen Absorptions- und Emissionsprozeß handelt und unter den Emissionsprozessen sich auch solche befinden, die unmittelbar nach der Absorption stattfinden, besteht prinzipiell keine Möglichkeit, zwischen Streuprozessen und „wahren“ Absorptions- und Emissionsprozessen innerhalb einer Spektrallinie zu unterscheiden. Um den Zusammenhang zwischen Emission und Absorption auf der einen Seite und Streuung auf der anderen Seite auch in der Quantentheorie beizubehalten, scheint es daher naturgemäß, die Streuprozesse in der Quantentheorie stets als aus zwei Teilprozessen bestehend anzunehmen.

Nur nimmt die mittlere Zeit zwischen diesen beiden Prozessen vom Wert $\frac{1}{A_1^2}$ innerhalb der Spektrallinie rasch auf einen Wert von der Größenordnung $\frac{1}{\nu}$ ab, wenn die

Frequenz ν der einfallenden Strahlung sich von der Absorptionsfrequenz des Systems entfernt. Wie unmittelbar zu sehen ist, hängt dieses Verhalten aufs engste mit der in Ziff. 2 erwähnten Unschärfe der stationären Zustände zusammen. Bei der Streuung von Strahlung mit von der Absorptionsstelle merklich abweichender Frequenz wird das Atom gemäß der beschriebenen Auffassung, die allerdings noch als ganz provisorisch anzusehen ist, vorübergehend in das instabile Zwischengebiet zwischen den stabilen stationären Zuständen übergeführt.

Bei freien Elektronen gibt es zwar keinen Fall der Emission und Absorption, wir werden aber auch hier an der Zerlegung der Streuprozesse in zwei Teilprozesse festhalten müssen, ebenso werden wir eine entsprechende Zerlegung in Teilprozesse bei den allgemeineren von EINSTEIN und EHRENFEST betrachteten Quantenprozessen anzunehmen haben. (Näheres über die Dispersionserscheinungen und die Frage der Kohärenz der Strahlung vgl. Ziff. 16 und 17.)

Ein weiteres Argument für die allgemeine Zerlegung des Streuprozesses in zwei Teilprozesse ergibt sich aus der Betrachtung des Grenzüberganges von den Wechselfeldern des Lichtes zu den statischen Feldern bei allmählichem Verschwinden der Frequenz der einfallenden Strahlung. Am einfachsten gestalten sich die Verhältnisse für freie Elektronen. Dabei haben wir zu beachten, daß wir bei unserer bisherigen Beschreibung der Elementarprozesse beim Compton-effekt nur die translatorische Bewegung der Elektronen ins Auge gefaßt, aber noch keine Seite des Streuvorganges angegeben haben, die als quantentheoretisches Analogon zum klassischen Mitschwingen der Elektronen mit dem äußeren Strahlungsfeld aufgefaßt werden kann. Daß eine solche Seite des Streuvorganges tatsächlich existieren muß, ergibt sich eben aus dem Grenzübergang zu sehr langen Wellen und statischen Feldern. Denn wir wissen, daß in statischen elektrischen Feldern ein freies Elektron eine gleichförmig beschleunigte Fallbewegung vollführt und daß bei sehr langen Wellen an ihre Stelle eine Schwingungsbewegung mit einer sehr großen Periode tritt. Wir möchten nun die Auffassung vertreten,

daß die Teilabsorptions- und Emissionsprozesse, in welche der quantentheoretische Streuprozess zerfällt, eben ein solches Verhalten des Elektrons bedingen müssen, welches im Grenzfall langer Wellen in die harmonische Schwingungsbewegung der klassischen Theorie und bei statischen Feldern in die gleichförmig beschleunigte Bewegung asymptotisch übergeht. Im Prinzip Ähnliches wird auch von den Streuprozessen bei Atomen gelten müssen.

Wir haben hiermit zugleich eine Bedingung aufgestellt, der die Teilprozesse der Streuung genügen müssen. Das Problem der näheren Beschaffenheit dieser Prozesse im allgemeinen Fall ist jedoch noch gänzlich ungelöst und hängt aufs engste mit dem Grundproblem der quantentheoretischen Formulierung der undulatorischen Eigenschaften der Strahlung zusammen. Nur eine Bemerkung möge über diese Frage hier noch Platz finden. Es wäre naheliegend, die Teilprozesse einfach so zu beschreiben, daß bei einem solchen Teilprozeß die Energie $h\nu$ und der Impuls $\frac{h\nu}{c}$ auf das materielle System übertragen bzw. von ihm abgegeben wird. Wir möchten jedoch eine solche Beschreibung dieser Teilprozesse in Fällen, wo im Gegensatz zu den ursprünglich von EINSTEIN betrachteten Emissions- und Absorptionsprozessen die Zeit zwischen zwei Teilprozessen nicht mehr groß ist gegenüber der Periode des Lichtes, nicht für allgemein zulässig halten. Denn es wäre z. B. bei einem freien Elektron überhaupt nicht möglich, diesem zugleich die Energie $h\nu$ und den Impuls $\frac{h\nu}{c}$ zu erteilen¹⁾. Den Grund dafür, daß bei diesen feineren Fragen die Lichtquantenvorstellung in ihrer primitiven Form nicht mehr ausreichend ist, möchten wir in dem Umstand erblicken, daß nach der klassischen Theorie der Impuls eines aus einem Elektron und einem begrenzten, ebenen Wellenzug bestehenden Gesamtsystems nicht einfach gleich ist der Summe aus dem Impuls des Elektrons und dem des Wellenzuges, wenn diese voneinander isoliert wären. Vielmehr hat der resultierende Impuls des Gesamtsystems auch eine Komponente in der Richtung des elektrischen Vektors des Wellenzuges²⁾. Diesem Sachverhalt müßte auch bei einer rein quantentheoretischen Beschreibung des Streuvorganges Rechnung getragen werden.

6. Quantentheorie der mehrfach periodischen Systeme (Periodizitätssysteme). Wir haben bisher nur die direkten Folgerungen aus den beiden Grundpostulaten der BOHRschen Theorie und allgemeine Eigenschaften der Übergangsprozesse zwischen den stationären Zuständen besprochen, ohne über deren nähere Beschaffenheit und Eigenschaften spezielle Annahmen einzuführen. Eine vollständige Theorie des Atombaues und der Spektren müßte aber offenbar für jedes Atom oder Molekül mit gegebener Zahl von Elektronen und Kernen die Eigenschaften desselben in seinen verschiedenen stationären Zuständen, insbesondere deren Energiewerte, sowie die Wahrscheinlichkeiten der Übergangsprozesse zwischen diesen Zuständen im voraus zu berechnen gestatten. Von einer solchen vollständigen Theorie sind wir wohl noch weit entfernt, und wir haben auch erst eine äußerst geringe Kenntnis von denjenigen physikalischen Begriffen, welche die logische Grundlage der künftigen allgemeinen Quantenphysik bilden werden³⁾.

¹⁾ Von G. MIE, ZS. f. Phys. Bd. 33, S. 33. 1925; Phys. ZS. Bd. 26, S. 665. 1925 wurde vorgeschlagen, diese Übertragung von Energie und Impuls auf ein freies Elektron durch Annahme einer Änderung der Ruhmasse des Elektrons bei den beiden Teilprozessen der Streuung zu ermöglichen.

²⁾ Vgl. z. B. die in Fußnote 1 S. 18 zitierte Arbeit von O. HALPERN.

³⁾ Anm. bei d. Korrektur: Vgl. dagegen die in Fußnote 1 S. 1 bei Beginn dieses Kapitels zitierten Arbeiten über eine neue Quantenmechanik.