SAMMLUNG GÖSCHEN BAND 1033

ATOMPHYSIK

von

DR. KARL BECHERT
ord. Professor an der Universität Mainz

und

DR. CHRISTIAN GERTHSEN
ord. Professor an der Technischen Hochschule Karlsruhe

BAND II

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN, 2. TEIL

von Dr. Ch. Gerthsen

Dritte, umgearbeitete Auflage
Mit 48 Abbildungen

WALTER DE GRUYTER & CO.
vormals G. J. Göschen'sche Verlagshandlung · J. Guttentag, Verlagsbuchhandlung · Georg Reimer · Karl J. Trübner · Veit & Comp.

BERLIN 1955

Archiv-Nr. 11 10 33
Druck: Paul Funk, Berlin W 35
Printed in Germany

Inhalt des zweiten Bandes

§ 1. Licht als Quantenerscheinung

Photoeffekt. Wir behandeln zuerst den lichtelektrischen Effekt (Photoeffekt): Aus Materie irgendwelcher Art, die mit hinreichend kurzwelligem Licht bestrahlt wird, treten Elektronen (allgemeiner: Atom- oder Kernbestandteile) aus.

Zur Messung des lichtelektrischen Effektes an einem Metall bringt man dieses als Kathode K in ein evakuiertes Glasgefäß und stellt ihm eine (häufig netzförmige) Anode A gegenüber. Entweder sind Kathode und Anode über eine Batterie und ein empfindliches Galvanometer miteinander verbunden, oder an die Kathode ist ein Elektrometer E angeschlossen, während die Anode an den positiven Pol einer Batterie gelegt ist, deren negativer Pol geerdet wird. Durch die Glaswand oder ein aufgekittetes, für ultraviolettes Licht durchlässiges Quarzfenster läßt man auf die Metallplatte Licht fallen. Dann zeigt das Galvanometer einen der Intensität des auffallenden Lichtes proportionalen Photostrom an. Das Elektrometer (2. Schaltung) erhält nach Enterdung bei konstanter Lichteinstrahlung i (pro sec) eine der Zeit proportionale positive Aufladung, die auf einer Abgabe von Elektronen beruht. Die Zahl der ausgelösten Elektronen ist also der eingestrahlten Lichtmenge $i \cdot t$ proportional.

Wechselt man die Polung von K und A, so erhält das Elektrometer trotzdem eine positive Aufladung. Die Elektronen vermögen also gegen ein rücktreibendes Feld mit einer ihnen bei der Auslösung mitgegebenen Energie anzulaufen und auf A zu gelangen; erst nach Überschreiten einer Grenzspannung U_{Gr} reicht das Feld dazu aus, alle ausgelösten Elektronen zurückzubringen (Gegenfeldmethode zur Messung der Energie der Photoelektronen). Die Arbeit der

Gegenspannung am Elektron ist nach dem Energieprinzip gleich der kinetischen Energie des Elektrons beim Verlassen von K

$$eU_{Gr} = E_{\text{kin}} = \frac{m}{2} v^2 . \tag{1}$$

Das Experiment lehrt, daß die Energie der Elektronen (und damit ihre Geschwindigkeit) von der Lichtintensität unabhängig ist (Lenard). Sie wächst aber mit abnehmender Wellenlänge, und zwar hängt die Grenzspannung U_{Gr} von der Freqeunz der auffallenden Strahlung genau linear ab; also

$$U_{Gr} + B = C\nu . \tag{2}$$

Wir können wegen (1) umformen in

$$E_{\text{kin}} + A = h\nu \tag{3}$$

(lichtelektrisches Gesetz, Einstein),

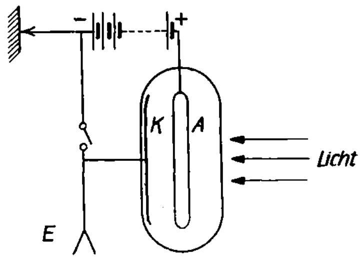


Abb. 1. Photozelle

wenn wir $eC = h$ und $eB = A$ setzen. Die Erfahrung zeigt, daß (3) für alle bestrahlten Körper, alle Arten emittierter Teilchen mit der gleichen Konstanten h gilt; h ist also eine universelle Konstante, sie heißt Plancksches Wirkungsquantum; h/e kann aus der Neigung der Geraden (3) bestimmt werden. h hat den Wert:

$$h = (6{,}6252 \pm 0{,}0005) \cdot 10^{-27} \text{ erg sec}. \tag{4}$$

A ist immer > 0 und vom bestrahlten Körper und der Art der emittierten Teilchen abhängig. (3) ist eine Energiebilanz, wie man sieht, und zwar für das einzelne emittierte Teilchen. Die Lichtenergie ist in (3) durch $h\nu$ vertreten, denn E_{kin} gehört zum Teilchen und A ist von den Lichteigenschaften unabhängig. Also wird bei der Photoemission eines Teilchens die Lichtenergie $h\nu$ umgesetzt in $E_{\text{kin}} + A$. Wenn $h\nu < A$, ist die Emission erfahrungsgemäß Null; für $h\nu \geqq A$ ist $E_{\text{kin}} \geqq 0$; nur der Überschuß von $h\nu$ über A wird in kinetische Energie verwandelt. A ist offenbar als Ablösearbeit des Teilchens aus dem Atom oder Kern zu deuten, dem es vorher angehörte. Beim Photoeffekt an Metallen, wo die Elektronen im Innern frei beweglich sind (s. I, S. 34), bedeutet A die Ablösearbeit aus dem Metall. Die Ablösung eines Elektrons aus einem Atom (Ionisierung) braucht erfahrungsgemäß etwa 4 bis 24 Volt Energieaufwand (s. Abb. 16 S. 37), aus einem Metall gewöhnlich weniger (Größenordnung 1–5 eV).

Die gesamte Lichtenergie erscheint also aufgeteilt in einzelne Energiebeträge (Lichtquanten) $h\nu$; jedes Quant kann einen Einzelprozeß der Elektronenaustreibung hervorrufen. Große Strahlungsintensität bedeutet, daß viele Lichtquanten pro sec durch die senkrecht zur Strahlrichtung gedachte Flächeneinheit hindurchtreten. Die Proportionalität zwischen eingestrahlter Lichtmenge und austretender Elektronenzahl ist darnach selbstverständlich: Je mehr Lichtquanten ankommen, desto mehr Einzelprozesse werden ausgelöst.

Es ist von grundlegender Wichtigkeit, sich klar zu machen, daß die Wellenvorstellung hier in krassen Widerspruch zur Erfahrung gerät. Nach ihrer Meinung ist die pro sec auf die Flächeneinheit treffende Lichtenergie S (Poyntingscher Vektor) eine stetige Strömung von Energie; auf ein Atom vom Querschnitt σ trifft pro sec die Energie $S\sigma$. Nach der erfahrungsgemäß richtigen Gleichung (3) wird aber beim Einzelprozeß die Lichtenergie $h\nu$ umgesetzt; diese muß also aus der Strömung S stammen, die, weil sie eine stetige Strömung ist, eine gewisse Zeit τ braucht, bis sie $h\nu$ ins Atom geliefert hat. Also:

$$S\sigma\tau = h\nu. \tag{5}$$

Erst nach der Zeit τ ist nach dieser Auffassung Photoeffekt zu erwarten. Bei einer Intensität $S = 0{,}56$ erg/cm^2 sec und Einstrahlung mit dem Licht einer Hg-Lampe auf eine K-Oberfläche fand man, daß sofort (experimentell: nach höchstens 10^{-7} sec) nach Beginn der Bestrahlung Photoeffekt auftrat. Die Zeit τ ist aber hier, wenn wir als Wellenlänge $\lambda = 2{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm annehmen und für σ den gaskinetischen Querschnitt von ungefähr $\pi \cdot 10^{-16}$ cm^2 einsetzen (kleineres σ vergrößert τ noch!):

$$\tau = \frac{6{,}6 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{2{,}5 \cdot 10^{-5} \cdot \pi \cdot 10^{-16} \cdot 0{,}56} = 4{,}5 \cdot 10^4 \text{ sec} \approx 12^1/_2 \text{ Stunden!}$$

Man müßte σ um den Faktor $4{,}5 \cdot 10^{11}$ größer machen, damit $\tau = 10^{-7}$ sec herauskäme; der Wirkungsquerschnitt des Atoms wäre dann $\pi \cdot 4{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm^2 und der Radius dieser „Zielscheibe“ $\approx 0{,}07$ mm, müßte also mit bloßem Auge sichtbar sein!

In der Quantenauffassung hat τ eine einfache Bedeutung, aber eine andere als in der Wellenauffassung. In der Sprache der Lichtquanten bedeutet S einen Strom von N Teilchen pro sec durch den cm^2; d. h. $S = Nh\nu$ (wir setzen wie bisher einfarbiges Licht voraus). $N\sigma$ ist die Zahl der Lichtquanten, die pro sec auf ein Atom treffen; also ist $1/N\sigma = \tau'$ die Zeit, die zwischen zwei „Lichtquantenstößen“ auf das Atom verstreicht, und es gilt:

$$\tau' = h\nu/S\sigma = \tau, \text{ nach (5).}$$

Beim vorigen Beispiel würde also ein bestimmtes Atom (im Mittel) alle $12^1/_2$ Stunden von einem Lichtquant getroffen werden. Während es nach der Wellenauffassung $12^1/_2$ Stunden d a u e r t, bis genügend Energie auf e i n Atom (und damit gleichzeitig auf alle Atome) geliefert worden ist, besteht die Lichtstrahlung nach der Quantenauffassung aus einem Hagel von Lichtquanten, die unmittelbar beim Auftreffen auf ein Atom den Photoprozeß auslösen können, die aber in unserem

Beispiel so dünn gesät sind[1]), daß im Mittel nur alle $12^1/_2$ Stunden ein Quant auf ein bestimmtes Atom trifft. Man sieht den Unterschied zwischen den Bildern stetiger Lichtströmung und quantenhafter Energiezusammenballung. Daß gleich nach dem Einsetzen der Bestrahlung Elektronen emittiert werden, liegt nach der Quantenauffassung daran, daß ungeheuer viele Atome da sind (im cm^3 ungefähr 10^{22} für K).

Durch die S. 6 genannte Ablösearbeit für Elektronen ist die langwellige Grenze der photoelektrischen Auslösung von Elektronen gegeben. Z. B. ist für Zn: $A = 4{,}25$ eV und daher:

$$(6) \qquad h\nu_{\min} = A = 4{,}25 \text{ eV} = 4{,}25 \cdot 1{,}60 \cdot 10^{-12} \text{ erg},$$

$$\text{also } \lambda_{\max} = \frac{hc}{A} = 2{,}927 \cdot 10^{-5} \text{ cm} = 2927 \text{ Å};$$

$\lambda_{\max}$ liegt demnach für Zn im Ultravioletten. Die Ablösearbeit für Cäsium ist 1,93 eV mit einer langwelligen Grenze bei 6400 Å. Wenn man Cäsium in dünner Schicht auf ein Trägermaterial (z. B. Pt oder W) aufdampft, verschiebt sich die langwellige Grenze sogar bis ins nahe Infrarot (etwa 10000 Å).

Mit steigendem ν steigt E_{kin} nach (3) und überwiegt A bald um ein Vielfaches. Bei Röntgenfrequenzen kann man A vernachlässigen; z. B. ist das $h\nu$ der Wellenlänge $7 \cdot 10^{-9}$ cm gleich $2{,}8 \cdot 10^{-8}$ erg $= 1{,}8 \cdot 10^4$ eV; dies ist zugleich die Maximalenergie der erzeugten Photoelektronen. γ-Strahlung hat noch höhere Energie; mit ihr kann man sogar aus Atomkernen Teilchen „herausschlagen".

In Bd. I, S. 94, haben wir die Erzeugung von Röntgenlicht durch die Bremsung von Elektronen (z. B. in der Antikathode) besprochen. Das ist in gewissem Sinn eine Umkehrung des Photoeffekts. Die Lichtquantenvorstellung bewährt sich auch hier. Die kinetische Energie E_{kin} der Kathodenstrahlen wird

---

[1]) Es sind aber immer noch $7 \cdot 10^{10}$ Quanten pro sec auf den cm^2, wie man aus $S = Nh\nu$ findet!

in Lichtenergie umgesetzt; es muß also gelten: $E_{\text{kin}} = h\nu$. Da aber E_{kin} durch die beschleunigende Spannung U in der Röhre erzeugt wird, so ist nach dem Energiesatz:

$$eU = E_{\text{kin}} = h\nu. \tag{7}$$

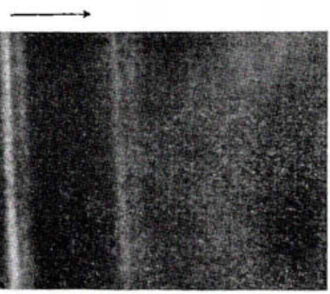
Dabei ist aber zu bedenken, daß die Bremsung des Elektrons nicht auf einmal, mit der Ausgabe der ganzen kinetischen Energie in einem Lichtquant zu geschehen braucht, vielmehr auch in mehreren Schritten geschehen kann, wobei die einzelnen $h\nu$ dann kleiner als das $h\nu$ der Gl. (7) sein müssen. Das ν der Gleichung (7) ist demnach die größte Frequenz ($\nu_{\max}$), die bei gegebener Spannung U im „Bremsspektrum" der Röntgenstrahlen vorkommen kann; in der Tat bricht das Spektrum genau bei dieser Frequenz ab (Gesetz von Duane und Hunt). Die Durchdringungsfähigkeit der Strahlen (Härte der Röhre) wächst mit steigender Spannung. Da das Bremsspektrum kontinuierlich ist (es sind alle ν unterhalb $\nu_{\max}$ vertreten), ist der Energieverlust durch Ausstrahlung bei der Bremsung in beliebigen Bruchteilen von eU möglich.

Eine einfache Formel zur Berechnung der Grenzwellenlänge folgt aus (7):

$$\lambda_{\min} = \frac{12{,}34}{U} \cdot 10^{-8}\ \text{cm}\ (U \text{ in Kilovolt}).$$

Impuls der Lichtquanten, Compton-Effekt. Neben der I, S. 110 behandelten „klassischen" Streuung von Röntgenstrahlen gibt es eine von Compton entdeckte Streuung, die vorzugsweise an harten Röntgenstrahlen beim Durchgang durch Materie von geringem Atomgewicht beobachtet wird, bei der die gestreute Strahlung gegenüber der primären eine Zunahme der Wellenlänge erfährt, welche nur von dem Streuwinkel ϑ und nicht von der Wellenlänge λ abhängig ist. Wenn man eine monochromatische Röntgenstrahlung an einem Material aus leichten Atomen, z. B. Lithium, streut und die gestreute Strahlung röntgenspektroskopisch untersucht, so findet man (s. Abb. 2) neben der in der Wellenlänge unveränderten Linie eine zweite, deren Verschiebung zu größeren Wellenlängen umso größer ist, je größer der Streuwinkel ist.

Die Wilsonaufnahme Abb. 3, bei der ein harter Röntgenstrahl durch Luft hindurchgestrahlt wird, zeigt eine größere Zahl von Elektronen sehr kleiner Reichweite, deren Energie



unverschoben verschoben

Abb. 2. Comptoneffekt. Charakteristische Röntgenstrahlung des Zinks (Zn $K\alpha_1, \alpha_2$) unter 95° an Lithium gestreut. (Nach Handbuch d. Physik, XXIII, 2. Teil, 2. Aufl., Berlin, Springer-Verlag)

nur ein geringer Bruchteil der Energie des Röntgenquantes $h\nu$ ist; (diese „Rückstoßelektronen“ haben eine viel kleinere Reichweite als die von der gleichen Strahlung ausgelösten Photoelektronen). Während beim lichtelektrischen Effekt die Energie eines Lichtquants vollständig in andere Energieformen übergeht (vorzugsweise in die kinetische Energie des ausgelösten Elektrons), wird hier beim Comptoneffekt dem Lichtquant bei der Streuung nur ein Bruchteil seiner Energie entzogen und auf ein Elektron übertragen, und zwar, ähnlich wie beim Stoß zweier Massen, um so mehr, je größer die Ablenkung des Quants aus seiner primären Richtung ist.

In der Tat findet die korpuskulare Auffassung des Lichtes im Comptoneffekt ihre stärkste Stütze, wenn man den Lichtquanten neben der Energie auch einen Impuls zuordnet. Ein elektromagnetisches Feld kann Kräfte auf materielle Körper ausüben, also führt es Impuls mit sich. Denn faßt man die materiellen Körper und das Feld zu einem System zusammen, (auf das von außen keine Kräfte wirken), so muß der gesamte Impuls des Systems konstant bleiben, und weil der Impuls der materiellen Körper sich durch die Einwirkung des Feldes

Abb. 3. Comptoneffekt. Die kurzen Bahnen entsprechen Rückstoßelektronen; der Röntgenstrahl kommt von rechts. (Nach Proc. Royal Soc. Ser. A 104, London 1923)

ändert, so muß das Feld Impuls übertragen haben. In der Elektrodynamik wird gezeigt, daß der Impuls $\mathfrak{g}$ des elektromagnetischen Feldes pro cm³ den Wert hat:

$$(8) \qquad \mathfrak{g} = \frac{\mathfrak{S}}{c^2}\,;\ \mathfrak{S} = \text{Poyntingscher Vektor} = \frac{c}{4\pi}\,[\mathfrak{E}\mathfrak{H}]\,.$$

Für die Lichtquanten folgt daraus, daß sie Impuls haben, den wir jetzt berechnen wollen. Zunächst wissen wir, daß die Energie in einer fortschreitenden elektromagnetischen Welle im Vakuum mit der Geschwindigkeit c strömt, also laufen die Lichtquanten mit dieser Geschwindigkeit. Wenn jedes den Impuls p hat, so tragen N Lichtquanten pro sec durch den

cm^2 den Impuls Np und füllen damit das Volumen $c \cdot 1$, denn sie legen in der sec den Weg c zurück. (Vgl. die Betrachtung I, S. 10). Im Volumen 1 cm^3 ist also der Lichtquantenimpuls Np/c und das muß gleich $S/c^2 = Nh\nu/c^2$ sein. Daraus folgt: Die Lichtquanten $h\nu$ haben den Impuls

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}; \tag{9}$$

sie laufen mit Lichtgeschwindigkeit in Richtung des Strahls.

Auf diese Weise läßt sich auch der Lichtdruck auf eine Wand quantenhaft umdeuten; er wird durch die Impulsübertragung des Lichtquantenhagels auf die Wand erzeugt. Vgl. die Betrachtungen zur kinetischen Deutung des Gasdruckes, I, S. 10!

Der Zusammenhang zwischen Energie $E = h\nu$ und Impuls $\mathfrak{p} = \frac{h\nu\mathfrak{c}}{c^2}$ der Lichtquanten ist aber genau derselbe wie bei materiellen Teilchen. Denn für ein solches gilt $\mathfrak{p} = m\mathfrak{v}$, und nach I, S. 35 $E = mc^2$. Setzen wir $mc^2 = h\nu$ und beachten, daß $\mathfrak{v}$ für Lichtquanten gleich $\mathfrak{c}$ ist, so folgt wirklich $\mathfrak{p} = \frac{h\nu}{c^2}\mathfrak{c}$. Der Impuls eines Lichtquants der Wellenlänge $\lambda = 5 \cdot 10^{-9}$ cm ist nach (9) gleich $1{,}3 \cdot 10^{-18}$ gcm/sec.

Wenn ein Quant auf ein materielles Teilchen trifft, so überträgt es Impuls. Nehmen wir den Impulserhaltungssatz für das Lichtquant als richtig an, so können wir den Stoß des Lichtquants nach den Stoßgesetzen der Mechanik behandeln, vgl. I, S. 57.

$\mathfrak{p}_L$, E_L seien Impuls und Energie des Lichtquants vor dem Stoß; $\mathfrak{p}_{L'}$, $E_{L'}$ nachher. Das gestoßene Teilchen habe vor dem Stoß hinreichend kleine Geschwindigkeit, so daß wir es als ruhend ansehen können; nach dem Stoß hat es $\mathfrak{p}$, E; seine Masse ist m, E_0 seine Ruhenergie. Dann gilt:

$$(10) \qquad \begin{cases} \text{Impulssatz: } \mathfrak{p}_L = \mathfrak{p}_{L'} + \mathfrak{p}\,; \\ \text{Energiesatz: } E_L + E_0 = E_{L'} + E\,. \end{cases}$$

Zwischen $\mathfrak{p}$ und E besteht eine Beziehung, vgl. auch (13), I, S. 35, es ist nämlich:

$$(11) \quad c^2\mathfrak{p}^2 + E_0^2 = \frac{(m_0 c^2 \beta)^2}{1-\beta^2} + E_0^2 = \frac{E_0^2}{1-\beta^2}(\beta^2 + 1 - \beta^2) = E^2;$$

entsprechend für das Lichtquant[1]), wegen (9):

$$(12) \qquad c^2\mathfrak{p}_L^2 = E_L^2\,.$$

Bringt man in (10) $\mathfrak{p}_{L'}$, $E_{L'}$ nach links, so folgt durch Quadrieren und Subtrahieren nach (11) und (12):

$$c^2(\mathfrak{p}_L - \mathfrak{p}_{L'})^2 - (E_L - E_{L'} + E_0)^2 = c^2\mathfrak{p}^2 - E^2 = -E_0^2\,;$$
$$-c^2(\mathfrak{p}_L\,\mathfrak{p}_{L'}) + E_{L'} \cdot E_L = E_0(E_L - E_{L'})\,.$$

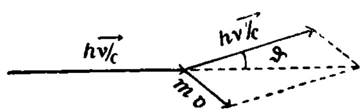


Abb. 4. Impulssatz beim Comptoneffekt

Das gibt nach Abb. 4 (ϑ = Ablenkungswinkel des Lichtquants):

$$(13) \qquad h\nu\nu' \cdot 2\sin^2\frac{\vartheta}{2} = E_0(\nu - \nu')\,,$$

oder wegen $\nu = c/\lambda$:

$$(14) \qquad \Delta\lambda \equiv \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} \cdot 2\sin^2\frac{\vartheta}{2}\,.$$

Die Länge

$$(15) \qquad \lambda_C = \frac{h}{m_0 c}$$

heißt Compton-Wellenlänge. Für ein Elektron hat sie den Wert: $\lambda_{C,El} = (2{,}42625 \pm 0{,}00006)\cdot 10^{-10}\,\text{cm} = (24{,}3111 \pm 0{,}0003)$ X-Einheiten ($1\,\text{XE} = 0{,}998 \cdot 10^{-11}$ cm). Für den

[1]) Lichtquanten können also formal als Teilchen mit der Ruhenergie Null betrachtet werden.

Ablenkungswinkel ψ des gestoßenen Teilchens findet man aus der Figur und aus (9), (13):

$$(16) \qquad \operatorname{tg} \psi = \frac{p_{L'} \sin \vartheta}{p_L - p_{L'} \cos \vartheta} = \frac{\lambda}{\lambda + \lambda_C} \cdot \operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2}$$

und für seine kinetische Energie nach (10):

$$(17) \qquad E_{\text{kin}} = E_L - E_{L'} = h\nu \cdot \frac{2\lambda_C \sin^2 \frac{\vartheta}{2}}{\lambda + 2\lambda_C \sin^2 \frac{\vartheta}{2}}.$$

E_{kin} wächst mit ϑ, ihr größter Wert entspricht $\vartheta = \pi$. Für $\lambda = 7 \cdot 10^{-9}$ cm wird dieser Höchstwert von E_{kin} ungefähr 10^3 eV, während dasselbe Licht durch Photoeffekt die sehr viel größere kinetische Energie von $1{,}8 \cdot 10^4$ eV erzeugen kann (vgl. S. 8). Daher sind die Photoelektronen sehr viel weiterreichend als die Comptonelektronen; man beachte auch, daß 10^3 eV hier der Maximalwert für den Comptoneffekt ist!

Die bemerkenswerteste Gleichung ist (14): Bei der Streuung des Lichtquants am Teilchen wird λ vergrößert, denn λ' ist immer $\geqq \lambda$. Die Zunahme der Wellenlänge hängt vom Winkel ϑ ab, unter dem das gestreute Lichtquant nach dem Stoß weiterfliegt; sie ist am größten für $\vartheta = \pi$, Rückwärtsstreuung, das Teilchen fliegt nach vorne mit der maximalen kinetischen Energie $h\nu \cdot \frac{2\lambda_C}{\lambda + 2\lambda_C}$; $\Delta\lambda$ hat dann den Wert $2\lambda_C$. Die Verschiebung hängt nicht von λ ab; d. h. der „Comptoneffekt" ist um so deutlicher, je kurzwelliger das Licht ist; für $\lambda < 2\lambda_C$ kann die Verschiebung größer als λ sein: Bei Streuung von hartem Röntgenlicht an Elektronen ist also deutlicher Comptoneffekt zu erwarten; für Streuung an Kernen liegt der entsprechende Bereich bei mindestens 2000mal kleineren Wellenlängen $\left(\text{vgl. das Verhältnis } \frac{m_H}{m_{El}}!\right)$.