Abstract

# Quantenmechanik der Stoßvorgänge[1]

klassischen Grenzfall ニ於テノミ ~~Bedeut.~~ Bewegung ノ Eigenschaft ヲ ~~示ス~~ 表ハス beobachtbaren Größen ノ間ノ関係ヲ示スニ止ル. Raum ~~u.~~ zeitlich ナ exakte Darstellung ヲ unmöglich ナリトスル Matrizen-theorie ニ. atomare Prozesse ノ Träger ト考ヘラレシ Wellen ニ対シ Lichtwellen ト同様ナ Realität ヲ与ヘ. ドノ方向ニモ relativ kleine Abmessung ヲ有スル Wellengruppen ヲ以テ bewegte Korpuskel ヲアラハスモノトスル Wellenmechanik モ不完全デアル。 故ニ第三ノ考ヘ方ト~~シテ~~ヲトリ 之ヲ Stoßvorgänge ニ於テ検セントス.

Einstein~~sche Bemerkung~~ sagte etwas, daß die Wellen nur dazu da seien, um den korpusk~~eln~~ularen Lichtquanten den Weg zu weisen, und er sprach in diesem ~~sine~~ Sinne von einem "Gespensterfeld". 即チコノ Feld ガ Energie 及ビ ~~Impuls~~ ノ Träger タル Lichtquanten 或一定ノ Weg ヲトル Wahrscheinlichkeit ヲ決定スルガ. Feld 自身ニハ Energie モ Impuls モ存シナイ.

Korpuskeln ノ Bahnen ハ Energie-Impulssatz ニ従フ以上ノ制限ヲウケズ. 夫以上ハ Funktion $\psi$ ノ Werteverteilung ニヨリ Wahrscheinlichkeit ガ定マルノミデアル. 即チ Partikeln ノ 其ノBahnデナク Bewegung ハ確率ノ法則ニ従ヒ. 其ノ確率自身ハ因果律ニ従テ ausbreiten スル. (即チ 或瞬間ノ凡テノ Punkten ノ Zustand ノ Kenntnis ガ allen späteren Zeiten ノ Zustand ノ Verteilung ヲ決定スル).

## §1. Definition der Gewichte und Häufigkeit für periodische Systeme

Nichtentartete System ヲ考フ. Schröd. Gl.

$$[H-W, \psi]=0$$

デ表ス. 其ノ Eigenfn ハ

$$\int \psi_n(q)\, \psi_m^*(q)\, dq = \delta_{nm}.$$

任意ノ函数ヲ展開シ

$$\psi(q) = \sum_n c_n \psi_n(q) \qquad (3)$$

従テ Eigenschwingungen $\psi_n$ 及ビ Eigenwerte $W_n$ ノ二注目セヨ. 今例ハ同ジ nichtgekoppelter Atome ノ一團ニ於テ 或 Zustand ガ 或 Häufigkeit

1. Eine vorläufige Mitt. 37 863, 1926

ヲ以テアラハシ、確率ト(3)ノÜberlagerungs係数トノ関係ヲ考ヘルト
Vollständigkeitsrelation

$$\int|\psi(q)|^2dq = \sum_n |c_n|^2.$$

ヲ以テ AtomノAnzahlト考ヘル。
(∵ 個々ノ normierten Eigenschw. ノ ~~...~~ Auftreten ニ対シテ 1ナル値ヲ有シ、$|c_n|^2$ハ Zustand $n$ ノ Häufigkeit ヲアラハス。
∴全体ノ数ハ ~~共通~~ $|c_n|^2$ノ和トシテアラハサル)
ヲ以テ張力ナキ Massenpunkt ノ 3 dim. Raum ノ運動ヲ扱フ

$$\Delta\psi+\frac{8\pi^2\mu}{h^2}(W-U)\psi=0$$

ヨリ。

$$\iiint\left\{\psi_m^*\Delta\psi_n+\frac{8\pi^2\mu}{h^2}(W_n-U)\psi_n\psi_m^*\right\}dS=0$$

$$\therefore\ \delta_{mn}W_n=\iiint\left\{\frac{h^2}{8\pi^2\mu}(\mathrm{grad}\,\psi_n\cdot\mathrm{grad}\,\psi_m^*)+U\psi_n\psi_m^*\right\}dS$$

∴ 各 Energieniveau ハ Energiedichte (Eigenschwingung') ノ Raumintegral ト考ヘラル、
~~...~~ 次ニ

$$W=\iiint\left\{\frac{h^2}{8\pi^2\mu}|\mathrm{grad}\,\psi|^2+U|\psi|^2\right\}dS.$$

$$\therefore\ W=\sum_n|c_n|^2W_n.$$

故ニ即チ Atomen ノ System ノ全 Energie ノ mittelwert ナリ ソノ mittelwert ハ ψ-Funktion ノ Energiedichte ノ Raumintegral トシテアラハサル。

§2. Aperiodische Systeme
x-Achse ノ方向ノ gleichförmige Bew 考ヘルニ

$$\frac{d^2\psi}{dx^2}+k^2\psi=0 \qquad k^2=\frac{8\pi^2\mu}{h^2}W.$$

$$\psi=ce^{\pm ikx}$$

für alle positive Wert $W$.

(Normierung $\lim_{a\to\infty}\frac{1}{2a}\int_{-a}^{+a}|\psi(k,x)|^2dx = L\frac{c^2}{2a}\int_{-a}^{+a}e^{ikx}e^{-ikx}dx=1 \quad \therefore c=1$)

之ヲ (freie Bew) x-Achse ノ endliche Stücke ノ Eigenschwingung ノ Grenzfall ト考ヘレバ 事実上 ... Intervall $(k, k+\Delta k)$ ニツイテノ Anzahl ハ

$$\bar{c}=\int_{-\infty}^{\infty}c(k)$$

$$\frac{\Delta k}{2\pi}=\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right)$$

$$\therefore\ \psi(x)=\int_{-\infty}^{\infty}c(k)\psi(k,x)\,d\frac{k}{2\pi}=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}c(k)e^{ikx}dk$$

$$c(-k)=c^*(k)$$

∴ $|c(k)|^2$ガ Intervall $\frac{1}{2\pi}dk$ ノ中ニ於ケル Häufigkeit ヲ示スコトヲ期待シウ
Atom ノ Gemenge ニ於テハ

$$\int_{-\infty}^{\infty}|\psi(x)|^2dx=\frac{1}{(2\pi)^2}\int_{-\infty}^{\infty}dx\left|\int_{-\infty}^{\infty}c(k)e^{ikx}dk\right|^2 \quad k_1\le k\le k_2$$

k ノ範囲 $k_1\le k\le k_2$ ニ於テノ (translatorische Bewegung ノ Impuls ハ $p=\frac{h}{\lambda}=\frac{h}{2\pi}k$ ナルコトヲ用ヒテ $\Delta k=k_2-k_1$ ヲ $\frac{2\pi}{h}\Delta p$ デオキカヘレバ

$$\int_{-\infty}^{\infty}|\psi(x)|^2dx=|\bar{c}|^2\frac{\Delta p}{h}.$$

∴ $\Delta x=1$, $\Delta p=h$ ナル Zelle ガ Gewicht 1 ヲ有ス。
ソシテ $|c(k)|^2$ ハ Impuls $p=\frac{h}{2\pi}k$ ナル Beweg ノ Häufigkeit ナリ。

stationäre Schwingungsfeld ψ ハ einlaufend und auslaufend Wellen ニ分ケラル。Koef $c(k)$ ヲ einlauf ニ対シ任意ニ与ヘレバ auslaufend ニ於ケル $c(k)$ ハ定マル。故ニ ... Stöße ニヨリ verwandeln 前後ノ Verteilung ヲ定ム。

§3. Eigenfunktion ノ asympt. Verhalten (im kont. Spek bei einem Freiheitgrad)

$$\frac{d^2\psi}{dx^2}+k^2\psi=V\psi \qquad \frac{8\pi^2\mu}{h^2}U(x)=V(x)$$

$$\frac{8\pi^2\mu}{h^2}W=k^2$$

$$|V(x)|<\frac{K}{x^2}$$

ナル場合ヲ考ヘレバ、Iterationsverfahren ニヨリ。 $u_0(x)=e^{ikx}$

$$\frac{d^2u_n}{dx^2}+k^2u_n=Vu_{n-1}$$

~~...~~ $u_1(x)$, $u_2(x)$ 等ハ $x\to\infty$ ニ於テ 0 トナル。

$$u_n(x)=\frac{1}{k}\int_x^{\infty}u_{n-1}(\xi)V(\xi)\sin k(\xi-x)\,d\xi$$

$-\infty$ $0$ $+\infty$

$$|u_n(x)| \leq \frac{1}{k}\int_x^\infty |u_{n-1}(\xi)||V(\xi)|\,d\xi.$$

$$|u_n(x)| \leq \frac{1}{n!}\left(\frac{K}{kx}\right)^n$$

($\because$ $n=0$ デハ $|u_0(x)|\leq 1$ ナルコトカラ 出テ、
$n-1$ デ成立セバ $n$デモ成立スル)

$$\psi(x) = \sum_{n=0}^{\infty} u_n(x)$$

ハ任意ノ endliche Intervall デ gleichmäßig ニ converge ス
∴ termwise Diff. 可能デモアル ∴ Solution ナリ。

$x\to+\infty$ ; $\psi^+(x) = a e^{ikx} + b e^{-ikx}$

$x\to-\infty$ ; $\psi^-(x) = A e^{ikx} + B e^{-ikx}$

コノ場合 Consts $A, B$ ハ $a, b$ ノ一次函数ナリ。

カクシテ 入ッテクル wave ノ Amplitude ヨリ 反射、透過波ノ Konst ヲ 定メ得ル。

§4. Energiesatz ヨリ $\overline{\frac{\partial\psi^-}{\partial x}\frac{\partial\psi^-}{\partial t}} = \overline{\frac{\partial\psi^+}{\partial x}\frac{\partial\psi^+}{\partial t}}$ $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = 0,$ $= \frac{\partial\psi}{\partial t}$ ヲ乗ジ

$$C_a^2 - C_e^2 = C_e^2 - C_a^2$$

($C$'s : Amplitude)

之ヨリ or $C_e^2 = C_a^2 + C_a^2$ (if $C_e = 0$)

Teilchen ガ 或ルエネルギーデ Atom ニ衝突スル場合、反射サレルカ通過スル、其ノ Wahrsch. ノ和ハ 1 デアル。

§5. 3 Freiheitgrade ノ場合。

$V=0$ : $\Delta\psi + k^2\psi = 0$

ノ General Sol. ハ

$$\psi(r) = u_0(r) = \int c(s)\, e^{ik(rs)}\,d\omega, \quad C(s) = C^*(s)$$

之ノ Asymptotisch =

$$u_0^\infty(x,y,z) = \frac{4\pi}{c}\left|c\left(\frac{x}{r},\frac{y}{r},\frac{z}{r}\right)\right| \frac{\sin k(r+\delta[\frac{x}{r},\frac{y}{r},\frac{z}{r}])}{r}$$

$$\Delta\int c(s)\, e^{ik(rs)}\,d\omega = \int c(s)\, \Delta s\, k\, e^{ik(rs)}\,d\omega = \int c(s)\, k^2\, e^{ik(rs)}\,d\omega$$

$u_n = \frac{-ik}{|r-r'|^3}$

コノ $u_0$ ハ asymp. ニハ 方向ニヨル Amplitud, Phas ヲ持ツ二ツノ Kugelwelle ノ和ニシテ、Raumwinkelelement $d\omega$ mit der Achse $s$ ニ来ル Partikel ノ Häufigkeit ハ

$$\Phi_0\, d\omega = |C(s)|^2 d\omega.$$

J. R. Oppenheimer: Camb. Phil. Soc. 26.

§6. Elastische Zusammenstöße　nicht erregbare Atom ヘノ衝突ヲ考ヘル

$$\Delta\psi + (k^2 - V)\psi = 0,$$

$$\Delta u_n + k^2 u_n = V u_{n-1} = F_{n-1}$$

$$u_n(r) = -\frac{1}{4\pi}\int F_{n-1}(r')\frac{e^{-ik|r-r'|}}{|r-r'|}\,dS'$$

ガ auslaufenden Wellen mit Zeitfaktor $e^{ikvt}$ ニ相当スル解ナリ。

$$\psi(r) = \sum_{n=0}^{\infty} u_n(r) \qquad \left(|V| \leq \frac{K}{r^2}\right)$$

asymp. Verfahren

$$u_n^\infty(x,y,z) = 2\pi^2 f_{n-1}\left(-k\frac{x}{r}, -k\frac{y}{r}, -k\frac{z}{r}\right)\frac{e^{-ikr}}{r}$$

ガナ unendlich ノ Beobachter ヨリ見ル。

$$\frac{k}{2\pi}2\pi^2 |f_{n-1}^\infty(-ks)| = k\pi |f_{n-1}^\infty(-ks)|$$

ナル Amplitud ノ Ebene Wellen ト見ル。
Elektron ガ $s$ ナル Richt. ノ $d\omega$ ニ ablenken サレル確率ハ

$$\Phi\, d\omega = \pi^2 k^2 \left|\sum_{n=0}^{\infty} f_n^\infty(-ks)\right|^2 d\omega.$$

$$\psi^\infty = u_0^\infty + \sum_{n=1}^{\infty} u_n^\infty$$

カクシテ明ラカニ Erhaltung der Teilchenzahl ヲ満シテヰル。

§7. Unelastische Elektronenstöße.

Atom ガ $H^a(p,q)$ ナル H. F. デ表ハサレ

$$[H^a - W_n^a,\ \psi_n^a] = 0$$

freie Elektron ノ H. F. ハ

$$H^E = \frac{1}{2\mu}(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)$$

2ノ場合ハ　$\Phi_{nm} = \pi^2 k_{nm}^2 \left| f_0^\infty (-k_{nm}\vartheta) \right|^2$

§8. Physikalische Folgerungen.

$$\Phi_{nm} = \frac{16\pi^2 \mu^2 e^2}{3h^2} |P_{nm}|^2 A^2$$

Einsteinschen Strahlungstheorie ~~ニ~~ ノ Übergang, Wahrsch. $b_{nm}$.
$(m \neq n)$ (Spontane Ausstrahlung $a_{nm} = \frac{8\pi h \nu_{nm}^3}{c^3} b_{nm}$)[1)]

$$A = -C_i(r_0[k\cos\vartheta - k_{nn}])$$

(Beugung ニ相当ス)

W. Elsasser (Naturwiss 13 711, 1925) ハ Broglie ノ理論ヨリ langsam Elektron ハ Atom ニヨッテ恰モ kleine Kugel ニヨッテ abbeugen サレル Lichte ノ如キ Intensitätsverteilung ヲナスト予言セリ
Dymond ハ実験デ reflektスル Elektronen ニ於ケル Interferenz-max ヲ観測セリ。 (Nature 108 S.336)
(Helium ニ於テ)

Lichtquanten ノ運動法則モ同様ニ取扱ヘル。
又 Abklingsprozeß ニ於テモ　ψ ト el. mg Feld ノ gekoppelte Wellengl ニ対スル Anfangswertaufgabe ~~サ~~ トシテ取扱ヘル。
(Klein, 37 895)
Koppelung ノ Gesetz ヲ用ヒレバ Zuständen ノ Lebensdauer, Übergangswahrsch. bei Strahl-prozessen, der Dämpfung und Linienbreite 等ノ問題ヲ解決シ得ル

Wechselwirkung neutraler Atome
und homöopolare Bindung nach der Quantenmechanik
Heitler u. London.　44, 455

neutral Atom ノ相互作用ノ理論ハ非常ニ難シク Ionen ノ引力ハ比較的簡単ナ Bild ヲツクルコトガ出来タニ拘ラズ neutral Atom ノ場合ハ特ニ nichtpolare Bindung ノ可能性ガ künstliche Erklärung ヲセヌト了解シニクイ。
量子力学ハ之ノ問題ニ関シテ新シイ考ヘ方ヲ与ヘタ。先ヅ新シイ Modell デハ charge ノ distribution ガ Bohr Modell ヨリ (Abklingen wie $e^{-r}$) 広クヒロガル。
(Bohrmodell デモ neutral Atom ノ間ノ相互作用ハ全ク他ト異ナッタモノデアラウ。)
最モ重要ナノハ Heisenberg ノ Resonance ノ現象ト類似ナル Schwebung ノ現象デアル。二ツノ H Atome (§1), 二ツノ He-Atome(§3) ニツイテ其ノ関係ヲ研究シタ。
結果ヲイヘバ (§2) 相互作用ノ energy ニ二ツノ solution ガアル。一ツハ中間ノ距離デハ引力、小サイ距離デハ斥力トナリ、homöopolare Molekül-bildung ニ適シテ居ル。(之ハ polarization ニヨル Störung ヲ無視シテ ~~ヲ~~ 1st approx. トシテモ成立ツ) 他ノ solution ハ Pauliverbotes(§4) ~~ニ於テモ~~ ノタメニ Grundzustand ノ He ニハ許サレヌ
第二ノ solution ハ He ノ場合ノミ考ヘラレ、ソレハ斥力デアル (van der Waal's ノ b-Kräfte).

§1. 二ツノ水素 Atom ノ相互作用。
Grundzustand ニアル二ツノ neutral H-Atom ノ Energy ノ変化ヲ知レバ 2ノ Zusatzenergie ガ Atom ノ近ヅクト共ニ増スカ減ルカニヨッテ斥力カ引力カワカル。
1. Kern ノ距離ハ一定デ R トシ、Kern ヲ夫々 a, b, electron 夫々 1, 2 トスレバ wave equation ハ

$$\Delta_{12} = \Delta_1 + \Delta_2 = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_2^2}$$

トスレバ

$$(\chi) \equiv \Delta_{12}\chi + \frac{8\pi^2 m}{h^2}\left\{ E - \left( \frac{e^2}{R} + \frac{e^2}{r_{12}} - \frac{e^2}{r_{a1}} - \frac{e^2}{r_{a2}} - \frac{e^2}{r_{b1}} - \frac{e^2}{r_{b2}} \right) \right\}\chi = 0 \qquad (1)$$

Grundzustand ニアル H-Atom ノ Störung ヲ考ヘルカラ Eigenfunktion トシテハ Kern a ニアル electron 1 ノ

$$\psi(1) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{1}{a_0}\right)^{3/2} e^{-\frac{r_{a1}}{a_0}} \qquad (= \psi_1 ト書クデアラウ)$$

$a_0$ ハ Bohr ノ $1_1$-Bahn ノ radius. 1 ハ q-raum ノ 1 ノ Koordinate

同様ニ 1ノ electron ガ Kern b ニアツタトスレバ

$$\varphi_1 = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{1}{a_0}\right)^{3/2} e^{-\frac{r_{b_1}}{a_0}}$$

コノ二ツノ Eigenfunktionen ハ全ク同ジモノデ 互ニ einfache Translation ニヨリ一致セシメ得ルモノデアルガ, Raum ノヨリ他ノ Gebiete ニ関係シテ居ル

同様ニ 2ノ Elektron ニ対シテハ

$$\psi_2 = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{1}{a_0}\right)^{3/2} e^{-\frac{r_{a_2}}{a_0}}, \quad \varphi_2 = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{1}{a_0}\right)^{3/2} e^{-\frac{r_{b_2}}{a_0}}$$

之等ト $\psi_1, \varphi_1$ トハ 共ニ 6-Raum ニ於テ異ナルモノデアル.

2. ungestörte Eigenfunktion トシテハ、一ツノ Elektron ハ一ツノ Kern ニ属シ、他ノ Elektron ハ他ノ Kern ニ属スルトシテ居ル。コレ等両方ガ Koppelung ヲナサヌ時ハ 両方ノ Eigenfunktion ノ積ガ 全系ノ Eigenfunktion トナル 従ッテ之ハ二種アルコトニナル

即チ,

$$\psi_1\varphi_2 \quad (1 \text{ bei } a,\ 2 \text{ bei } b)$$
$$\psi_2\varphi_1 \quad (2 \text{ 〃 },\ 1 \text{ 〃 })$$

両方トモ 全 system 全体ノ同ジ Energie ニ属スル (Atomenergie ノ二倍)

zweifach Entartung ノ場合デアル。即チ $\psi_1\varphi_2$, $\psi_2\varphi_1$ ノ orthogonal Combination

$$\alpha = a\,\psi_1\varphi_2 + b\,\psi_2\varphi_1 \qquad (4)$$
$$\beta = c\,\psi_1\varphi_2 + d\,\psi_2\varphi_1$$

( normalization, Orthogonality ノ cond. ハ

$$a^2 + b^2 + 2ab\,S = 1 \qquad (5)$$
$$c^2 + d^2 + 2cd\,S = 1$$
$$ac + bd + (ad+bc)\,S = 0$$
$$S = \int \psi_1\varphi_1\psi_2\varphi_2\, d\tau_1 d\tau_2 \quad )$$

ヲ ungestörte Eigenfunktion トスベキデアル.

3. (1) ノ微分方程式ノ exact ナ Eigenfunktionen ハ (4) ナル二ツノ linear Kombination ヨリ成ル (zu nullter Näherung) 之ニ kleine Störung $v$ ヲ加ヘタモノ. $a, b, c, d$ ハ 既知ノ rule デ求メ得ル.

(5) ノ condition ヲ満足スル様ニ定メレバ,

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2+2S}}(\psi_1\varphi_2 + \psi_2\varphi_1)$$
$$\beta = \frac{1}{\sqrt{2-2S}}(\psi_1\varphi_2 - \psi_2\varphi_1)$$

gestörte Eigenfunktionen ハ

$$\chi_\alpha = \alpha + v_\alpha$$
$$\chi_\beta = \beta + v_\beta$$

(1) ニ入レルト

$$\Delta_1\psi_1 + \frac{8\pi^2 m}{h^2}\left(E_0 + \frac{\varepsilon^2}{r_{a_1}}\right)\psi_1 = 0$$
$$\Delta_2\psi_2 + \frac{8\pi^2 m}{h^2}\left(E_0 + \frac{\varepsilon^2}{r_{a_2}}\right)\psi_2 = 0$$
$$\Delta_1\varphi_1 + \frac{8\pi^2 m}{h^2}\left(E_0 + \frac{\varepsilon^2}{r_{b_1}}\right)\varphi_1 = 0$$
$$\Delta_2\varphi_2 + \frac{8\pi^2 m}{h^2}\left(E_0 + \frac{\varepsilon^2}{r_{b_2}}\right)\varphi_2 = 0$$

$E_0 = -13.5$ Volt デ H ノ Grundzustand ノ Eigenwert ヲ表ス.

$E_1 = E - 2E_0$ トオケバ,

$$\sqrt{2+2S}\,L(v_\alpha) + \left(E_1 - \frac{\varepsilon^2}{r_{12}} - \frac{\varepsilon^2}{R}\right)(\psi_1\varphi_2 + \psi_2\varphi_1)$$
$$+$$

Das Dämpfungsproblem in der Wellenmechanik.
Landau. 45 430

§ Gekoppelte System in der Wellenmechanik

Wellenmech ニ於テハ一ツノ system ハ eindeutig ニ bestimmen 出来ヌ。常ニ Wahrscheinlichkeit ガツイテマワル

第一ノ system ガ $\psi = \sum a_n \psi_n$ (1)

第二 〃 $\psi' = \sum b_r \psi'_r$ (2)

デアラハサレルナラバ。両方ノ system ヲ一ツニ見タモノハ

$$\Psi = \psi\psi' = \sum_n \sum_r a_n b_r \psi_n \psi'_r = \sum_n \sum_r c_{nr} \psi_n \psi'_r \quad (3a)$$

$$c_{nr} = a_n b_r \quad (3b)$$

Koppelung アル時ハ $c_{nr}$ ハ Zeit ノ Funktion ナリ (3b) ノ如ニ分解出来ヌ。

今第一ノ system ノ坐標 (或 moment) ノ函数 f トセバ

$$\overline{f}^{\,2} = \int f \Psi\Psi^* dq\,dq'$$

$$= \sum_n \sum_m \sum_r c^*_{nr} c_{mr} \int f \psi^*_n \psi_m dq = \sum_n \sum_m \alpha_{nm} f_{nm} \quad (4)$$

ココニ ~~wo~~

$$\alpha_{nm} = \sum_r c^*_{nr} c_{mr}$$

$$f_{nm} = \int f \psi^*_n \psi_m dq$$

ハ f ノ Matrix Component デアルハズ。故ニ System ノ Zustand ハ $\alpha_{nm}$ ニヨッテ charakterisie セル。

$a_n$ ナ Größen ニヨッテ定メラレル System ニツイテハ

$$\overline{F} = \int F \psi\psi^* dq = \sum_n \sum_m a^*_n a_m f_{nm}.$$

コノ時 $\alpha_{nm} = a^*_n a_m$ トナル。

一般ニハ $\alpha_{nm}$ ハカクノ如クアラハサレヌ $a_n$ ノ Größe ノ Mittelwert ト考ヘベキモノ。

§ Die Hohlraumstrahlung in ~~H~~ der Wellenmechanik

普通 Wellenmech ハ有限自由度ノ Objekten ノ問題ニ用ヰル。elektromagnetic field ノ Quantelung ノ問題 (Quantenelektrodyn.) ハ非常ナ困難アリ。之ハ field ノ structure ニ或ルニアラズヤ。今ニ Strahlung ノ性質ヲ求ム。之ヲ簡単ニ考ヘルト問題ハ非常ニ簡単トナル。

Strahlung ガ任意ノ形ノ容器ニ閉ヂ込メラレタ時 Strahlung ハ互ニ無関係ナ Eigenschwingungen（一般ニ異ナル Frequenz）ニワカレル。
各 Eigenschw ガ besonderer Freiheitsgrad ニ相当スルカラ 斯ル system ハ多クトモ無限デアツテモ、~~die~~ diskrete Reihe ヲナス自由度ヲ有シ相互ニ無関係ナルコトカラ Eigenschw ハ夫々 quanteln セラレル。
一ツノ Eigenschw ノ座標トシテ一定点ニ於ケル elektrisch (oder magnetisch) Kraft ノ Phase ヲトレバ[1]

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega$$

$\varphi$: Phase, $\omega$: $2\pi \times$ Frequenz der Eigenschw.

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{dE}{d\frac{E}{\omega}} = \frac{\partial H}{\partial p},$$

wobei $H = E$ ~~die~~ ナルガ Hamilton ノ Funktion デ $p = \frac{E}{\omega}$ ヲ生ズル $\varphi$ ニ対スル Moment ト考ヘル。（此ノ Hamilton ノ式ハ $\frac{dE}{dt} = 0$ ノ為ニ恒等式トナル）

今 Schrödinger ノ式ヲ作ルニハ、Operator ノ方法ヲ用ヰテ

$$\omega p - E = 0$$

ヨリ

$$\frac{h}{i}\omega\frac{\partial\psi}{\partial\varphi} + \frac{h}{i}\frac{\partial\psi}{\partial t} = 0.$$

$$\text{or}\quad \omega\frac{\partial\psi}{\partial\varphi} - \frac{\partial\psi}{\partial t} = 0 \qquad (9)$$

$\varphi$ ハ zyklische Koordinate デアルカラ (9) ノ solution ハ Periode $2\pi$ ヲ有ス。$E$ (Energie) ハカカル solution ノ combination ニ対シテモ positive ナル筈。
変数ヲワケレバ、

$$\psi_r = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{ir(\varphi - \omega t)}$$

$r$: const デ第一ノ condition ヨリ Ganzzahl ナリ。
Energie ニ就テハ $E_r = r\hbar\omega$. (11) ($\hbar = \frac{h}{2\pi}$. $h$ Planck Const.)
∴ $r$ ハ positive デナケレバナラヌ。
更ニ $e^{i\varphi}$, $e^{-i\varphi}$ ナル量ヲ用ヒ、之ニ対スル matrix ハ

1. Dirac 114, 243
Lichtquanten ノ考ヘハ必要デハナイ。

$$|e^{i\varphi}|_{r,r-1} = e^{i\omega t} \qquad |e^{-i\varphi}|_{r-1,r} = e^{-i\omega t} \qquad (12)$$

其ノ他ハ 0 トナル。

§ Die Dämpfung bei Atomgebilden

Dämpfung ノ現象ハ Atom ノ Strahlungsfeld ノ Rückwirkung ニヨリ起ルモノ故、最後ノ結果ヲ以テ、Störungstheorie ノ方法ガ用ヰラレ得ル。
Störungsglied ハ

$$\eta = ~~\mathfrak{C}\mathfrak{E}~~ \quad \mathfrak{C}\,\mathfrak{E}$$

$\mathfrak{C}$ ハ Polarisationsvektor, $\mathfrak{E}$ ハ Atom ノ中心ニ於ケル elektrische Kraft デコノ値ハ各 Eigenschwingung ニ対スル値ノ和デアラハサレル

$$\mathfrak{E} = \sum_x \mathfrak{E}_x \eta = \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{C}} \sum_x \mathfrak{E}_x \qquad (14)$$

Mittelpunkt ヲ Phase ヲ決定スル Aufpunkt トスレバ

$$\mathfrak{E}_x = \mathfrak{e}_x \cos\varphi_x \qquad (15)$$

$\mathfrak{e}_x$ ハ Zeit ニ independent.
一ノ Eigenschwingung ノ Totalenergie ハ

$$E_x = \int \frac{1}{8\pi}\overline{(\mathfrak{E}_x^2 + \mathfrak{H}_x^2)}^{*} dV = \int \frac{1}{4\pi}\overline{\mathfrak{E}_x^2}\, dV$$

*: Zeitmittel

$$= \int \frac{1}{4\pi}\mathfrak{e}_x^2\,\overline{\cos^2\varphi_x}\, dV = \frac{1}{8\pi}\int \mathfrak{e}_x^2\, d\tau.$$

$$E_x = \frac{1}{8\pi} V \cdot \overline{\overline{\mathfrak{e}_x^2}} \qquad \overline{\overline{\mathfrak{e}_x^2}} = \frac{8\pi E_x}{V}$$

$\overline{\overline{\mathfrak{e}_x^2}}$: Raummittelwert

$$\mathfrak{e}_x = \sqrt{\frac{8\pi E_x}{V}}\,\mathfrak{R}_x \qquad (17)$$

$\mathfrak{R}_x$ ハ Mittelpunkt ノ位置ニノミ関係ス。且 $\overline{\overline{\mathfrak{R}_x^2}} = 1$.
(17) ヲ (15) ニ入レテ

$$\mathfrak{E}_x = \sqrt{\frac{8\pi E_x}{V}}\cos\varphi_x \mathfrak{R}_x. \qquad (19)$$

$E_x$, $\cos\varphi_x$ ヲ Matrizen ト考ヘレバ $\eta$ ガ $\mathfrak{E}_x$ ハ symmetrical ニナル。

$$\mathfrak{E}_x = \sqrt{\frac{2\pi}{V}}\left(\sqrt{E_x}\, e^{i\varphi_x} + e^{-i\varphi_x}\sqrt{E_x}\right)\mathfrak{R}_x$$

一般ノ Störungstheorie ニヨリ $\psi = \sum c_N \psi_N$ ノ係数 $c_N$ ハ

$$\frac{dc_N}{dt} = \frac{i}{h}\sum_M \eta_{NM} c_M$$

Atomquantenzahl $n(m,k\ldots)$ ノ他ニ Strahlungsquantenzahl $r_x$ ヲモ用ヰテ (14)(19), (11)(12)ヨリ

$$\frac{d}{dt} c(r_x, m) = i \mathop{S}_y \sum_m \Big\{ c(r_x - \delta_{xy}, m)\sqrt{\frac{2\pi r_y \omega_y}{hV}}\, e^{i\omega_y t}$$

$$+ c(r_x + \delta_{xy}, m)\sqrt{\frac{2\pi (r_y+1)\omega_y}{hV}}\, e^{-i\omega_y t}\Big\} \mathfrak{x}_y \mathfrak{C}_{nm} \quad (22)$$

$$\delta_{xy} = 0 \quad \text{bei} \quad x \neq y$$
$$\delta_{xy} = 1 \quad \phantom{\text{bei}} \quad x = y$$

而シテ Atom ノ Anfangszustand トシテ §1 ノ如クニシテ定メタル Zustand ヲトラウ (Formel ハ一般ノ場合ニモ将ニ[illegible].)

以前ニ radiate サレタ field ハ Atom ニ何ノ作用ヲモ及ボサヌカラ, 更ニ最初ノ瞬間ニハ一般ニ Strahlungsfeld ナシトセバ $c(0,n)$ 以外ノ coeff $c$ ハ 0 デアル. 次ノ瞬間ニ $c(\delta_{xy}, n)$ ガ introduce サレ.

ソレ故先ヅ (22) ヨリ $\frac{d}{dt}(\ ) \neq 0$.

$$\frac{d}{dt} c(\delta_{xy}, n) = i\sqrt{\frac{2\pi\omega_y}{hV}}\, e^{i\omega_y t} \sum_m c(0,m)\, \mathfrak{x}_y \mathfrak{E}_{nm}.$$

$$\frac{d}{dt} c(0,n) = i \mathop{S}_y \sum_n c(\delta_{xy}, m)\sqrt{\frac{2\pi\omega_y}{hV}}\, e^{-i\omega_y t}\, \mathfrak{x}_y \mathfrak{C}_{nm}.$$

(4)ヨリ Atom ノ Zustand ハ

$$\alpha_{nm} = c^*(0,n)\,c(0,m) + \mathop{S}_y c^*(\delta_{xy}, n)\,c(\delta_{xy}, m) \quad (24)$$

コレヨリ考ヘルニ

$$\frac{d\alpha_{nm}}{dt} = i \sum_k \mathop{S}_y \Big\{ c^*(0,n)\,c(\delta_{xy},k)\sqrt{\frac{2\pi\omega_y}{hV}}\, e^{-i\omega_y t}\, \mathfrak{x}_y \mathfrak{C}_{mk}$$

$$- c^*(\delta_{xy},k)\,c(0,m)\sqrt{\frac{2\pi\omega_y}{hV}}\, e^{i\omega_y t}\, \mathfrak{x}_y \mathfrak{C}_{kn}$$

$$+ c^*(\delta_{xy},n)\,c(0,k)\sqrt{\frac{2\pi\omega_y}{hV}}\, e^{i\omega_y t}\, \mathfrak{x}_y \mathfrak{C}_{mk}$$

$$- c^*(0,k)\,c(\delta_{xy},m)\sqrt{\frac{2\pi\omega_y}{hV}}\, e^{-i\omega_y t}\, \mathfrak{x}_y \mathfrak{C}_{kn}\Big\} \quad (25)$$

Initial Condition $c_0(\delta_{xy}, n) = 0$ ヲ仮定シテ

$$\frac{d\alpha_{nm}}{dt} = 0$$

トイフ結果トナル. 然ルニ次ノ結果ノ[illegible]ハ Frequenz Summe ノ S ノ Divergenz ニヨル. Anfangsmoment デナク更ニ後ノ moment T ニ於テ (25) ヲ計算スレバ. 近似的ニ

$$c(\delta_{xy}, n) = i\sqrt{\frac{2\pi\omega_y}{hV}} \sum_m c_0(0,m) \int_0^T \mathfrak{x}_y \mathfrak{C}_{nm}\, e^{i\omega_y t}\, dt \Big\} \quad (26)$$

$$c(0,n) = c_0(0,n)$$

$\alpha^0_{nm} = c^*_0(0,n)\,c_0(0,m)$ ヨリ

$$\frac{d\alpha_{nm}}{dt} = \sum_k \sum_l \mathop{S}_y \frac{2\pi\omega_y}{hV}\Big\{ -\alpha^{(0)}_{nl}\, \mathfrak{x}_y \mathfrak{C}_{mk}\, e^{-i\omega_y T} \int_0^T \mathfrak{x}_y \mathfrak{E}_{kl}$$

$$\times e^{i\omega_y t} dt - \alpha^{(0)}_{lm}\, \mathfrak{x}_y \mathfrak{C}_{kn}\, e^{i\omega_y T} \int_0^T \mathfrak{x}_y \mathfrak{C}_{lk}\, e^{-i\omega_y t} dt$$

$$+ \alpha^{(0)}_{lk}\, \mathfrak{x}_y \mathfrak{C}_{mk}\, e^{i\omega_y T} \int_0^T \mathfrak{x}_y \mathfrak{C}_{ln}\, e^{-i\omega_y t} dt$$

$$+ \alpha^{(0)}_{kl}\, \mathfrak{x}_y \mathfrak{C}_{kn}\, e^{-i\omega_y T} \int_0^T \mathfrak{x}_y \mathfrak{C}_{ml}\, e^{i\omega_y t} dt \Big\} \quad (27)$$

Volume $V$ ヲ $\infty$ トスレバ Frequenzsumme ハ Integral デオキカヘラレ $\omega$ ト $\omega + d\omega$ ノ間ノ Eigenschw. ノ数ハ

$$N_\omega\, d\omega = V\frac{\omega^2}{\pi^2 c^3}\, d\omega$$

$$\mathfrak{x}\mathfrak{A} \cdot \mathfrak{x}\mathfrak{B}$$

ナル形ノ式ハ (18) ヨリ. Mittel ヲトレバ

$$\frac{1}{3}\mathfrak{A}\mathfrak{B}$$

トナル.

$$\therefore \frac{d\alpha_{nm}}{dt} = \sum_k \sum_l \int_0^\infty \Big\{ \alpha^{(0)}_{lk}\, \mathfrak{C}_{mk}\, e^{i\omega T} \int_0^T \mathfrak{C}_{ln}\, e^{i\omega t} dt$$

$$+ \alpha^{(0)}_{kl}\, \mathfrak{C}_{kn}\, e^{-i\omega T} \int_0^T \mathfrak{C}_{ml}\, e^{i\omega t} dt - \alpha^{(0)}_{nl}\, \mathfrak{C}_{mk}\, e^{-i\omega T} \int_0^T \mathfrak{C}_{kl}\, e^{i\omega t} dt$$

$$- \alpha^{(0)}_{lm}\, \mathfrak{C}_{kn}\, e^{i\omega T} \int_0^T \mathfrak{C}_{lk}\, e^{-i\omega t} dt \Big\} \frac{2\omega^3}{\pi h c^3}\, d\omega.$$

コノ和ハ(divergent ナ) Doppelsumme ハ上ノ如ク T ニ無関係ニ計算シ得ルノカ。
T ヲ ∞トシ、Fourier Integral ノ代リニ

$$\frac{d\alpha_{nm}}{dt} = \sum_k \sum_l \frac{2i}{3hc^3} \Big\{ \alpha_{lk} C_{mk} \frac{d^3}{dt^3} \cancel{F} C^+_{ln} - \alpha_{kl} C_{kn} \frac{d^3}{dt^3} C^-_{ml}$$

$$+ \alpha_{nl} C_{mk} \frac{d^3}{dt^3} C^-_{kl} - \alpha_{lm} C_{kn} \frac{d^3}{dt^3} C^+_{lk} \Big\}$$

oder $$\frac{d\alpha_{nm}}{dt} = \sum_k \sum_l \frac{2i}{3hc^3} \Big\{ \alpha_{kl} \Big( C_{ml} \frac{d^3}{dt^3} C^+_{kn} - C_{kn} \frac{d^3}{dt^3} C^-_{ml} \Big)$$

$$+ \alpha_{nk} C_{ml} \frac{d^3}{dt^3} C_{lk} - \alpha_{lm} C_{kn} \frac{d^3}{dt^3} C^+_{lk} \Big\} \qquad (31)$$

+, − ハ pos. od. neg. ノ Frequenz ニ対スル Teil ヲ示ス。
∴ ω ノ positive ノモノニ ∫ ヲトル。
(31) ノ式ハ Dämpfung ノ現象ニ無関係ナ式ナリ。

Über einige Folgerungen aus dem Satz von der Analogie zwischen Lichtquant und Elektron.

Guido. Beck　　$\underline{43}$ 658.

In der Entwicklung der Physik seit Beginn dieses Jahrhunderts lässt sich immer mehr die Tendenz erkennen, die Gesetze des materiellen Punktes und der Strahlung einander ausgleichen. Den ersten großen Schritt hierzu stellt die Relativitätsmechanik dar. Bekanntlich gestattet die Rel. mech, die Gesetze der Aberration, des Dopplereffekts, des Lichtdruckes und der Rotverschiebung aus der Annahme herzuleiten, dass die Strahlung den Grenzfall mit Lichtgeschwindigkeit bewegter Materie darstelle, deren Ruhmasse verschwinde und deren Energie und Impuls der Frequenz proportional sei. Den nächsten Schritt in dieser Richtung sehen wir in der Nadelstrahlhypothese. Schliesslich hat in der letzten Zeit die de Broglie-Schrödingersche Wellenmechanik auf gewisse Zusammenhänge aufmerksam gemacht, die dafür sprechen, dass auch die Elektronen Inferenz- und Beugungserscheinungen zeigen. Es ist daher naheliegend, den zuerst von Einstein ausgesprochenen Gedanken von der Analogie zwischen Lichtquant und Elektron axiomatisch zu fassen und den Überlegungen über die Quantenphysik als Postulat voranzustellen. Dieses Postulat sprechen wir in dem Satze aus:

Materie und Strahlung sind in gleicher Weise aus diskreten Elementen zusammengesetzt zu denken; jeder fundamentalen Eigenschaft eines Strahlungselements entspricht eine Eigenschaft eines Materieelements und umgekehrt.

Dieses Postulat hat seine heuristische Kraft bereits in den Bose-Einsteinschen Überlegungen über die Statistik der Lichtquanten und in der Einsteinschen Theorie der Gasentartung bewiesen. Hier soll nun der Versuch unternommen werden, dieses Prinzip auch auf die Lichtquantenoptik und auf die Quantenelektrodynamik zu übertragen.

Für die Größe des Viererpotentials eines in der $x$-Richtung linear polarisierten Lichtquants haben wir zu setzen

$$\Phi_0 = \Phi_2 = \Phi_3 = 0\,; \qquad \Phi_1 = 2\sqrt{mh\nu}\,\frac{c}{e}\, e^{2\pi i\nu\left(t-\frac{z}{c}\right)} \qquad (1)$$

für seine Energie $h\nu$, für den Betrag des Impulses $\frac{h\nu}{c}$.

Für das ruhende Elektron lautet das Viererpotential in erster Näherung

$$\varphi_0 = \frac{e}{r}\,; \qquad \varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = 0 \qquad (2)$$

An dem Ansatz (2) werden aber noch Korrekturen anzubringen sein, entsprechend der Hypothese von G-U. Energie und Impuls des Elektrons sind gegeben durch

$$J_0 = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \qquad J_i = \frac{mv_i}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$$

Wir betrachten die Wechselwirkung eines Lichtquants mit einem Atom. Wählen wir z. B. den Schrö. Formalismus, so erhält man für die Wirkung des Atomkerns und des Lichtquants auf ein Elektron die Diff. gl:

$$\Box\psi \pm \frac{4\pi i}{h}\left(\frac{V}{c^2}\frac{\partial\psi}{\partial t} + \frac{e\Phi_1}{c}\frac{\partial\psi}{\partial x}\right) + \frac{4\pi^2}{h^2}\left(\frac{V^2}{c^2} - \frac{e^2\Phi_1^2}{c^2} + m^2c^2\right)\psi = 0 \qquad (3)$$

Man erkennt hieran zunächst, daß die Wirkung des Lichtquants $\frac{e\Phi_1}{c}\frac{\partial\psi}{\partial x}$ genau so in die Formel eingeht, wie die Wirkung des Kerns $\frac{V}{c^2}\frac{\partial\psi}{\partial t}$. Je nach der Frequenz des Lichtquants wird entweder die Wirkung des Kerns oder die des Lichtquants überwiegen. Im ersten Fall erhalten wir die Quantenmech. Lösung von (3), die dem Photoeffekt entspricht[1]. Im zweiten Fall, wenn $\nu$ sehr groß ist, ist die Wirkung des Kerns $\frac{V}{c^2}\frac{\partial\psi}{\partial t}$ zu vernachlässigen und wir erhalt die Diff. gl. des Comptoneffektes. Man überzeugt sich leicht durch numerische Ausrechnung, daß nach (3) stets Photoeffekt eintritt, wenn die Frequenz des Lichtquants ~~sehr groß ist gegen~~ nur wenig übersteigt, dagegen Comptoneffekt, wenn die Frequenz des Lichtquants sehr groß ist gegen die Serienkante. Dies ist im Einklang mit der Erfahrung.

1) 仝 443.

Im leeren Raum reduziert sich die Schrö. Wellengleichung auf

$$\Box\psi = 0$$

Die Lichtquanten breiten sich also im leeren Raum geradlinig, mit Lichtgeschw. aus. Wir fragen nun nach der Bewegung der Lichtquanten in Wechselwirkung mit Materie.

In Analogie zu (3) haben wir zu setzen:

$$\Box\psi \mp \frac{4\pi i}{h}\frac{V}{c^2}\frac{\partial\psi}{\partial t} + \frac{4\pi^2}{h^2}\frac{V^2}{c^2}\psi = 0 \qquad (4)$$

wobei $V$ die Wechselwirkungsenergie zwischen Lichtquant und Materie darstellt. Indem wir $\psi \sim e^{\pm 2\pi i\nu t}$ setzen, gewinnen wir aus (4) leicht:

$$\Delta\psi - \frac{1}{c^2}\left(1 + 2\frac{V}{h\nu} + \frac{V^2}{h^2\nu^2}\right)\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} = 0 \qquad (5)$$

Wir schließen aus (5), daß die Lichtquanten im Innern der Materie dispergiert werden. Für den Brechungsexponenten erhalten wir

$$n^2 = 1 + 2\frac{V}{h\nu} + \frac{V^2}{h^2\nu^2} \qquad (6)$$

Um den Anschluß an die Erfahrung zu gewinnen, haben wir noch den Betrag der Wechs. energie zwischen Materie und Lichtquant zu bestimmen. Beschränken wir uns auf die Dispersion eines Schwarmes von Lichtquanten in einem homogenen, isotropen Medium, so haben wir offenbar den Mittelwert der zeitlich variablen Wechs.-energie in Rechnung zu ziehen. Zu diesem Zweck müßten wir eigentlich vom einzelnen Elementarprozeß ausgehen und zunächst die Wechselwirkung zwischen dem einzelnen Lichtquant und dem einzelnen Atom untersuchen. Für unsere Zwecke genügt aber schon die folgende, elementare Betrachtung:

Wir wissen, daß ein System von Atomen unter dem Einfluß einer

Dirac 117, 118
Darwin 118.
Sommerfeld. 47.
Neumann 48
Jordan, Klein 47.

elektromagnetischen Welle ein elektrisches Moment erhält;

$$\mathfrak{M} = \frac{1}{4\pi\alpha}\,\mathfrak{E} \qquad (7)$$

Die Arbeit, die von der Welle dabei geleistet wird, ist offenbar

$$\frac{1}{2}\,\overline{\mathfrak{E}\mathfrak{M}} = \frac{1}{2}\,\frac{1}{4\pi\alpha}\,\overline{\mathfrak{E}^2} \qquad (8)$$

Nun stellt $\frac{1}{4\pi}\overline{\mathfrak{E}^2}$ die Energiedichte der Elektromagnetischen Welle dar; diese ist offenbar gleichzusetzen $nh\nu$, wobei $n$ die Anzahl der Lichtquanten in der Volumeinheit bedeutet. Auf ein einzelnes Lichtquant entfäft also im Mittel die Wechselwirkungsenergie

$$V = \frac{h\nu}{2\alpha} = \frac{1}{2n}\,\overline{\mathfrak{E}\mathfrak{M}}$$

Dies in (6) eingesetzt, ergibt für den Brechungsexponenten mit Ausnahme der Umgebung der Resonanzstellen das klassische Resultat:

$$n^2 = 1 + \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{4\alpha^2} \sim 1 + \frac{1}{\alpha}.$$

Wir gelangen also auf diesem Wege tatsächlich in durchaus befriedigender Weise zur Dispersionstheorie, bis auf einen Umstand der im nächsten Paragraphen besprochen werden soll.

Der Gültigkeitsbereich der oben gewonnenen Formeln läßt sich wie in der klassischen Theorie erweitern, indem man die Dämpfung der Erzwungenen Schwingungen der Atom mit berücksichtigt. Es ergibt sich dann in der Nähe der Resonanzstellen eine starke Absorption. (Kap II)

Elektronenfeld und Quantenfeld.