

Zusammenfassung: Streutheorie I

(v26) 7.2.05 [Z

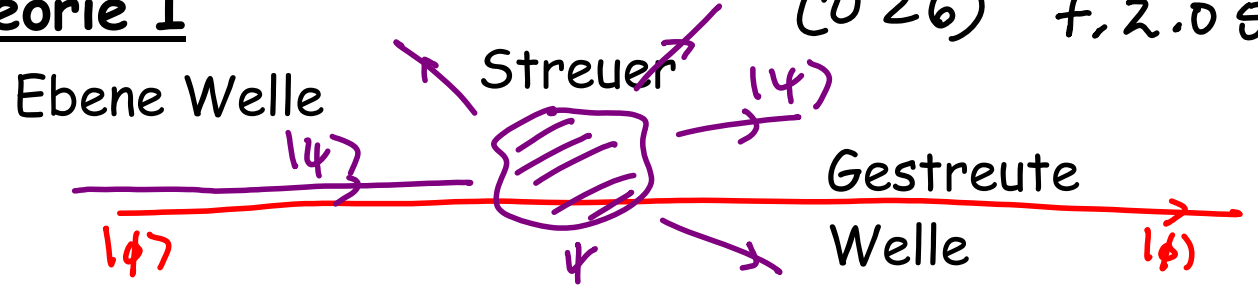
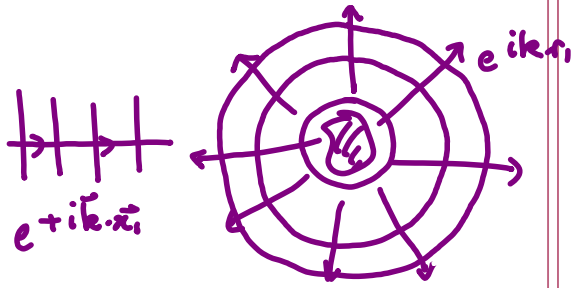
$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$$

$$\hat{H}_0 |\phi\rangle = E |\phi\rangle$$

$$\hat{H} |\psi\rangle = E |\psi\rangle$$

LS-Gl. in Ortsdarstellung:

Integralkern in (Sc2.3)
"Greensche Funktion":

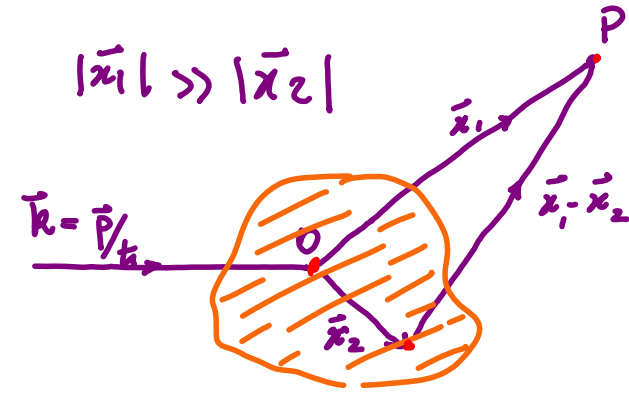


$$|\psi^{(\pm)}\rangle = \frac{i}{E - \hat{H}_0 \pm i\eta} \hat{V} |\psi^{(\pm)}\rangle + |\phi\rangle \quad \text{Lippmann-Schwinger-Gl.} \quad (\text{Sc2.2})$$

$$\langle \vec{x}_1 | \psi^{(\pm)} \rangle = \langle \vec{x}_1 | \phi \rangle + \int d\vec{x}_2 \underbrace{\langle \vec{x}_1 | \frac{i}{E - \hat{H}_0 \pm i\eta} | \vec{x}_2 \rangle}_{G_{\pm}^{(\vec{x}_1, \vec{x}_2)}} \underbrace{\langle \vec{x}_2 | \hat{V} | \psi^{(\pm)} \rangle}_{V(\vec{x}_2) \langle \vec{x}_2 | \psi^{(\pm)} \rangle} \quad (\text{Sc2.3})$$

$$G_{\pm}^{(E)}(\vec{x}_1, \vec{x}_2) \equiv - \frac{e^{\pm i k |\vec{x}_{12}|}}{4\pi |\vec{x}_{12}|} \quad (\text{Sc5.1})$$

$(E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m})$



$$\langle \vec{x}_1 | \psi^{(\pm)} \rangle = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \left[e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}_1} + \frac{e^{i k r_1}}{r_1} f(\vec{k}, \pm \vec{k}') \right] \quad (\text{Sc7.3})$$

$$- \frac{1}{4\pi} \frac{2m}{\hbar^2} (2\pi)^3 \langle \pm \vec{k}' | \hat{V} | \psi^{(\pm)} \rangle$$

7.2 Bornsche Näherung

$|\psi^{(+)}\rangle \rightarrow |\phi\rangle = |\bar{k}\rangle$ in $f(\bar{k}', \bar{k})$: (Sc 9.1) (Sc 9.2)

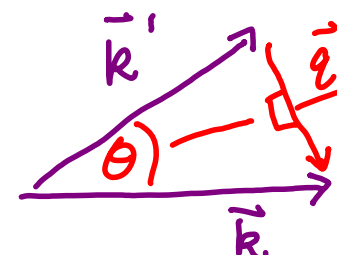
Streu-Amplitude:

$$f(\bar{k}', \bar{k}) = -\frac{1}{4\pi} \frac{2m}{\hbar^2} \int d^3x_2 \frac{e^{-i\bar{k}' \cdot \bar{x}_2}}{(2\pi)^{3/2}} V(\bar{x}_2) \langle \bar{x}_2 | \psi^{(+)} \rangle$$

$f^{(1)}$ ist proportional zur Fourier-Transformierten von V :

$$f^{(1)}(\bar{k}', \bar{k}) = -\frac{1}{4\pi} \frac{2m}{\hbar^2} \int d^3x_2 V(\bar{x}_2) e^{i(\bar{k} - \bar{k}') \cdot \bar{x}_2}$$

Kugelsymmetr. Pot: $V(\bar{x}_2) = v(|\bar{x}_2|) \Rightarrow f^{(1)} = f^{(1)}(|\bar{k} - \bar{k}'|)$



Impuls-Transfer: $\bar{q} \equiv \bar{k} - \bar{k}'$, $q = |\bar{q}| = 2k \sin \theta/2$

Energie-Erhaltung: $|\bar{k}| = |\bar{k}'|$

(Sc 9.4)

$$f^{(1)}(\theta) = -\frac{1}{4\pi} \frac{2m}{\hbar^2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty dr r^2 V(r) \int_{-1}^1 d(\cos \theta') e^{iqr \cos \theta'}$$

$$= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d(\cos \theta') e^{iqr \cos \theta'}$$

(Sc 9.5)

Allg. Form der Streu-Amplitude in Bornscher Näherung:

$$f^{(1)}(\theta) = -\frac{zm}{\hbar^2} \frac{1}{q} \int_0^{\infty} dr r V(r) \sin(qr)$$

(Sc10.1)

Beispiel: Yukawa-Pot. (abgeschirmtes Coulomb-Pot):

$$V(r) = \frac{V_0 e^{-\mu r}}{\mu r} \quad (\mu = \text{Abschirmlänge}) \quad (\text{Sc10.2})$$

$$f^{(1)}(\theta) = -\frac{zmV_0}{\mu \hbar^2} \frac{1}{q^2 + \mu^2} \quad (\text{Sc9.5})$$

$$\left[\text{Im} \int_0^{\infty} dr e^{\tau(iq - \mu)} \right] = \text{Im} \left[-\frac{0-1}{iq - \mu} \right] = \frac{q}{q^2 + \mu^2}$$

Streuquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f^{(1)}(\theta)|^2 = \left(\frac{zmV_0}{\mu \hbar^2} \right)^2 \frac{1}{[4k^2 \sin^2(\theta/2) + \mu^2]^2} \quad (\text{Sc8.3})$$

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m} = E_K$$

Coulomb-Pot: $\mu \rightarrow 0$
 $\frac{V_0}{\mu} = \text{fest} = zz'e^2$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{[e^2 zz']^2}{16 \cdot E_K^2 \sin^4(\theta/2)}$$

"Rutherford-Streu-Formel (gilt auch klassisch!)
 (Sc10.2)

$$f^{(1)}(\theta) = -\frac{2m}{\hbar^2} \frac{1}{2} \int_0^\infty dr r V(r) \sin(qr)$$

Allgemeine Eigenschaften der Str.-Ampl.

$f^{(1)}$ in Bornscher Näherung:

1. $f^{(1)}$ ist Funktion nur von $q = 2k \sin(\theta/2)$

2. $f^{(1)}$ ist reell

3. Streuquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f^{(1)}|^2$ unabhängig vom Vorzeichen des Potentials $\int d\phi d(\cos\theta)$

4. Für kleine k (\Rightarrow kleine q) ist $f^{(1)}$ bestimmt durch Volumen-Integral ;

$$f^{(1)} \xrightarrow{q \rightarrow 0} -\frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{2m}{\hbar^2} \int_0^\infty dr r^2 V(r)$$

$\int d^3x V(|\vec{x}|)$
Vol.

5. $f^{(1)}$ ist klein für große q , wegen schnellen Oszillation des Integranden

Gültigkeitsbereich der Bornschen Näherung

LS-Gl. in Ortsdarstellung (Sc2.3):

$$\langle \bar{x} | \psi^{(\pm)} \rangle = \langle \bar{x} | \phi \rangle - \frac{2m}{\hbar^2} \int d^3x' \frac{e^{\pm i k |\bar{x} - \bar{x}'|}}{4\pi |\bar{x} - \bar{x}'|} V(\bar{x}') \langle \bar{x}' | \psi^{(\pm)} \rangle$$

Born (Sc2.3)

Born OK: falls klein für $\bar{x} = 0$,

Bornsche N. ersetzt

$$\langle \bar{x}' | \psi^{(\pm)} \rangle \approx \langle \bar{x}' | \phi \rangle - \frac{2m}{\hbar^2} \int d^3x'' \frac{e^{\pm i k |\bar{x}' - \bar{x}''|}}{4\pi |\bar{x}' - \bar{x}''|^2} V(\bar{x}'') \langle \bar{x}'' | \psi^{(\pm)} \rangle$$

im Bereich $\bar{x}' \approx 0$

Das ist OK, falls:
[$x=0$ in (Sc2.3)]

$$\left| \frac{2m}{\hbar^2} \frac{1}{4\pi} \int d^3x'' \frac{e^{i k r''}}{r''} V(\bar{x}'') e^{i \vec{k} \cdot \bar{x}''} \right| \ll 1 \quad (\text{Sc12.1})$$

1. Potential nicht zu stark

Faustregel: Potential zu schwach, um gebundenen Zustand zu bilden

2. Hohe einfallende Energie

$k \rightarrow \infty \Rightarrow$ schnell oszillierender Integrand,
 \Rightarrow kleines Integral

Höhere Ordnungen der Bornschen Näherung

zurück zur Lippmann-Schwinger-Gl.

\hat{V} (Sc2.2):

$$\underbrace{\hat{V} |\psi^{(+)}\rangle}_{\hat{T}|\phi\rangle} = \hat{V} \frac{1}{E - H_0 + i\eta} \underbrace{\hat{V} |\psi^{(+)}\rangle}_{\hat{T}|\phi\rangle} + \hat{V} |\phi\rangle \quad (\text{Sc13.1})$$

Definiere "T-Matrix" ("transition operator"):

$$\hat{V} |\psi^{(+)}\rangle \equiv \hat{T} |\phi\rangle \quad |\phi\rangle = |\vec{k}\rangle \quad (\text{Sc13.2})$$

(Sc13.1) muss gelten für alle $|\phi\rangle$;

$$\hat{T} = \hat{V} + \hat{V} \frac{1}{E - \hat{H}_0 + i\eta} \hat{T} \quad (\text{Sc13.3})$$

Streu-Amplitude: (Sc7.3):

$$f(\vec{k}', \vec{k}) = -\frac{1}{4\pi} \frac{2m}{\hbar^2} (2\pi)^3 \langle \vec{k}' | \underbrace{\hat{T} |\vec{k}\rangle}_{\hat{V} |\psi^{(+)}\rangle} \rangle \quad (\text{Sc13.4})$$

Iteriere (Sc13.3):

$$\hat{T} = \hat{V} + \hat{V} \frac{1}{E - \hat{H}_0 + i\eta} \hat{V} + \hat{V} \frac{1}{E - \hat{H}_0 + i\eta} \hat{V} \frac{1}{E - \hat{H}_0 + i\eta} \hat{V} + \dots$$

Entsprechende Entw.

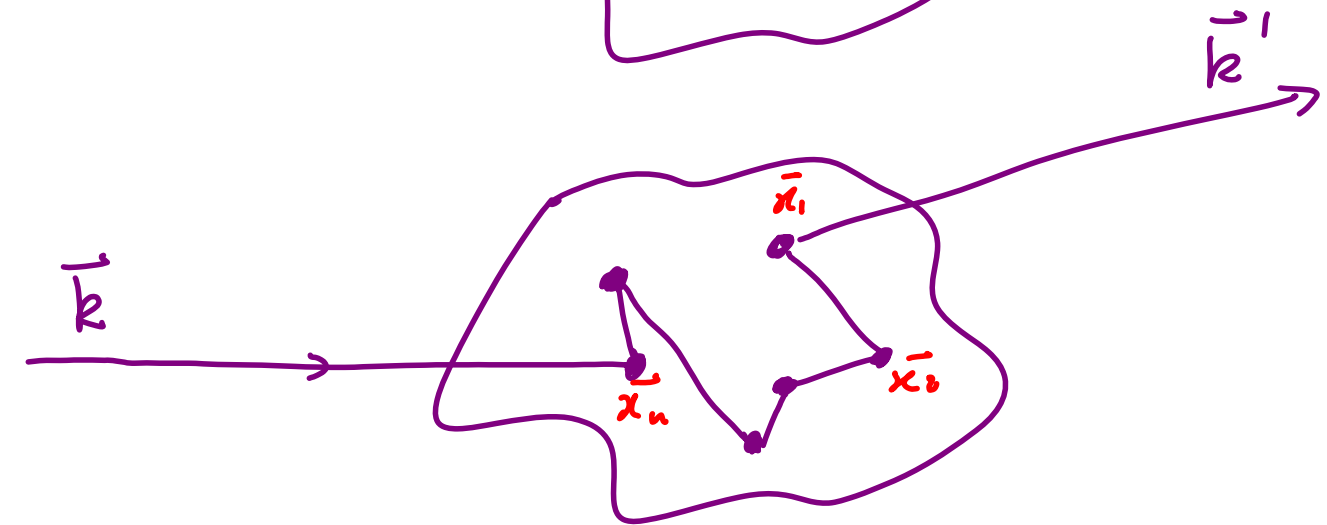
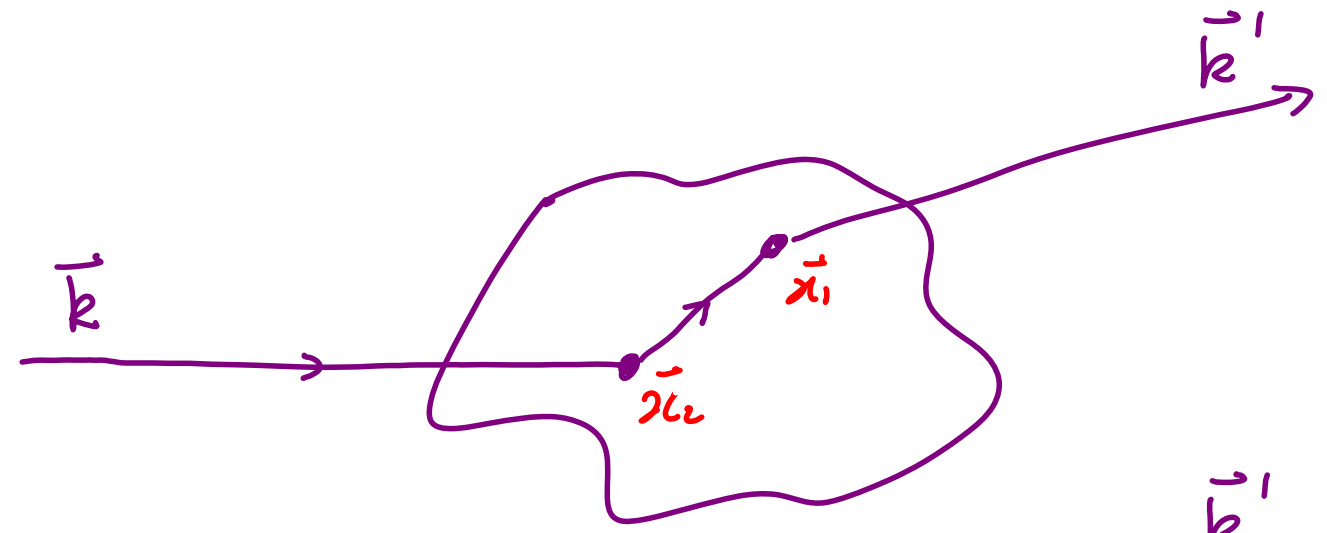
$$f(\vec{k}', \vec{k}) = f^{(1)} + f^{(2)} + f^{(3)} + \dots + \dots$$

2.te Ordnung:

$$f^{(2)} = \int d^3x_1 d^3x_2 \left(-\frac{1}{4\pi} \frac{2m}{\hbar^2} \right) (2\pi)^3 \langle \vec{k}' | \vec{x}_1 \rangle \hat{V}(\vec{x}_1) \langle \vec{x}_1 | \frac{1}{E - \hat{H}_0 + i\eta} | \vec{x}_2 \rangle \hat{V}(\vec{x}_2) \langle \vec{x}_2 | \vec{k} \rangle$$

$\overbrace{g^{(4)}(1,2)}$

$$= -\frac{1}{4\pi} \frac{2m}{\hbar^2} \int d^3x_1 d^3x_2 e^{-i\vec{k}' \cdot \vec{x}_1} V(\vec{x}_1) \frac{2m}{\hbar^2} g^{(4)}(\vec{x}_1, \vec{x}_2) \hat{V}(\vec{x}_2) e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_2}$$



n.te Ordnung:

7.3 Optisches Theorem

Gesamtstreuquerschnitt σ_{tot} gegeben durch $\text{Im}[f(\theta=0)]$; ("Vorwärts-Streuung")

$$\begin{aligned} \sigma_{tot} &= \int d\Omega \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \int d\Omega |f(\vec{k}', \vec{k})|^2 \\ &= \frac{4\pi}{k} \text{Im} [f(\theta=0)] \quad \vec{k}' = \vec{k} \end{aligned}$$

(Sc15.1)

$$f(\theta=0) = f(\vec{k}, \vec{k}) \stackrel{(Sc13.4)}{=} - \frac{4\pi^2 m}{\hbar^2} \langle \vec{k} | \hat{T} | \vec{k} \rangle \quad (Sc15.2)$$

$$\text{Im} \langle \vec{k} | \hat{T} | \vec{k} \rangle = \text{Im} \langle \vec{k} | \hat{V} | \psi^{(+)} \rangle \quad | \psi^{(+)} \rangle = | \phi \rangle + \frac{1}{E - H_0 + i\eta} \hat{V} | \psi^{(+)} \rangle$$

$$\stackrel{(LS)^+}{=} \text{Im} \left[\underbrace{\langle \psi^{(+)} |}_{=0} - \langle \psi^{(+)} | \hat{V} \frac{1}{E - H_0 - i\eta} \hat{V} | \psi^{(+)} \right]$$

$\underbrace{\frac{1}{E - H_0 - i\eta}}_{\text{Pr. } \frac{1}{E - H_0} + i\pi \delta(E - H_0)} \xrightarrow{=0}$

\hat{V} ist hermetisch:

$$= -\pi \underbrace{\langle \psi^{(+)} | \hat{V}}_{\langle \phi | \hat{T}^\dagger} \delta(E - \hat{H}_0) \underbrace{\hat{V} | \psi^{(+)} \rangle}_{\hat{T} | \phi \rangle} \quad (Sc15.4)$$

$$\text{Im} \langle \bar{k} | \hat{T} | \bar{k} \rangle = -\pi \int d^3 k' \langle \bar{k} | \hat{T} | k' \rangle \delta\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \frac{\hbar^2 k'^2}{2m}\right) \langle k' | \hat{T} | \bar{k} \rangle \quad (\text{SC16.1})$$

$$\int d\Omega' \int_0^\infty dk' k'^2 \quad \frac{m}{\hbar^2 k} \delta(k - k')$$

$$= -\pi \int d\Omega' \frac{mk}{\hbar^2} \underbrace{|\langle \bar{k}' | \hat{T} | \bar{k} \rangle|^2}_{\left(\frac{\hbar^2}{4\pi^2 m}\right)^2 |f(\bar{k}', \bar{k})|^2} \quad (\text{mit } |k'| = |k|) \quad (\text{SC16.2})$$

$d\sigma/d\Omega$

$$= -\pi \frac{mk}{\hbar^2} \left(\frac{\hbar^2}{4\pi^2 m}\right)^2 \underbrace{\int d\Omega' \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}_{\sigma_{\text{tot}}} \quad (\text{SC16.3})$$

$$\sigma_{\text{tot}} = -\frac{1}{\pi} \frac{\hbar^2}{mk} \left(\frac{4\pi^2 m}{\hbar^2}\right)^2 \underbrace{\left(-\right) \left(\frac{\hbar^2}{4\pi^2 m}\right) \text{Im} \langle k | \hat{T} | k \rangle}_{\text{Im } f(\theta=0)}$$

$$= \frac{4\pi}{k} \text{Im} f(\theta=0) \quad (\text{SC16.4})$$

Gesamtstreu-
querschnitt:

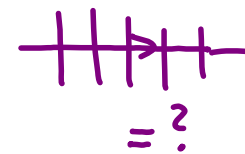
7.5 Freie Wellen: Ebene vs. Kugelwellen (Herleitungen: Siehe Sakurai, 7.5) Sc17

Freies Teilchen: ($\hat{V} = 0$)

$$\hat{H}_0 = \frac{\hat{p}^2}{2m}, \quad E = \frac{p^2}{2m} \quad (\text{Sc17.1})$$

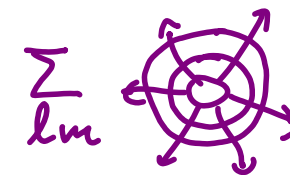
Def. v. Kugelwellen-Zuständen $|E, l, m\rangle$

$$(\hat{H}_0 - E) |E, l, m\rangle = 0 \quad (\text{Sc17.2})$$



$$\langle E', l', m' | E, l, m \rangle = \delta(E' - E) \delta_{l'l} \delta_{m'm}$$

$$(\hat{L}^2 - \hbar^2 l(l+1)) |E, l, m\rangle = 0 \quad (\text{Sc17.3})$$



$$(\hat{L}_z - \hbar m) |E, l, m\rangle = 0 \quad (\text{Sc17.4})$$

Impulsraumdarstellung:

$$\langle \vec{k} | E, l, m \rangle = \frac{\hbar}{\sqrt{m k}} \delta(E - \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m}) Y_l^m(\hat{k}) \quad (\text{Sc17.5})$$

Ortsraumdarstellung:

$$\langle \vec{x} | E, l, m \rangle = \frac{i^l}{\hbar} \sqrt{\frac{2m k}{\pi}} j_l(kr) Y_l^m(\hat{r}) \quad (\text{Sc17.6})$$

$j_l(kr)$:

sphärische Bessel-Funktion der Ordnung l (Sak. Anhang A.5)
(Lösung der freien radialen Schrödinger-Gl.)

Beispiele:

$$j_0(\rho) = \frac{\sin \rho}{\rho}, \quad j_1(\rho) = \frac{\sin \rho}{\rho^2} - \frac{\cos \rho}{\rho} \quad (\text{Sc17.7})$$

Verhalten bei $\rho \rightarrow 0, \infty$:

$$j_l(\rho) \xrightarrow{\rho \rightarrow 0} \frac{\rho^l}{(2l+1)!!}, \quad j_l(\rho) \xrightarrow{\rho \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \cos\left[\rho - \frac{(l+1)\pi}{2}\right] \quad (\text{Sc17.8})$$

7.6 Methode der Partialwellen

Sc18
(Sc18.1)

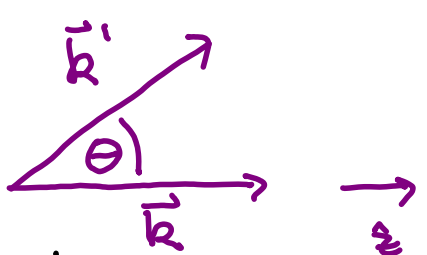
\hat{V} sei rotationsinvariant: $[\hat{T}, \hat{L}^2] = 0$, $[\hat{T}, \hat{L}_z] = 0$, $\hat{T} = \text{Skalar}$ (Sc18.2)

Matrix-Elemente, laut Wigner-Eckart:

$$\langle E', l', m' | \hat{T} | E, l, m \rangle = T_l(E', E) \delta_{l'l} \delta_{m'm}$$

Streu-Amplitude: (mit $k = k'$)

$$f(\vec{k}', \vec{k}) \stackrel{(Sc13.4)}{=} - \frac{4\pi^2 m}{\hbar^2} \int dE' dE \sum_{\substack{l, m \\ l', m'}} \langle \vec{k}' | E' l' m' \rangle \langle E' l' m' | \hat{T} | E l m \rangle \langle E l m | \vec{k} \rangle$$



$$\left[\frac{\hbar}{\sqrt{m k'}} \delta(E' - \frac{\hbar^2 \vec{k}'^2}{2m}) Y_{l' m'}(\hat{k}') \right] \left[\frac{\hbar}{\sqrt{m k}} \delta(E - \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m}) Y_l^m(\hat{k}) \right]$$

Sei $\vec{k} = k \hat{z}$:

$$= \sum_{l, m} 4\pi \underbrace{\left(\frac{-\pi}{k} \right) T_l \left(\frac{\hbar^2 k'^2}{2m}, \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right)}_{\equiv f_l(k)} \underbrace{Y_l^m(\hat{k}')}_{(212.5)} \underbrace{Y_l^m(\hat{z})}_{(213.4)} \delta_{m,0} \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}}$$

Streu
"Partialwellen-Amplitude"

$$\sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} P_l(\cos \theta)$$

"Partialwellen-Zerlegung" von f:

$$f(\vec{k}, \vec{k}') = f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \underline{f_l(k)} P_l(\cos \theta) \quad (Sc18.4)$$

Einlaufende Welle in Kugelwellendarstellung:

$$\langle \vec{x} | \vec{k} \rangle = \int dE \sum_{lm} \langle \vec{x} | E l m \rangle \langle E l m | \vec{k} \rangle$$

$$= \int dE \sum_{lm} \left[\frac{i^l}{\hbar} \sqrt{\frac{2\pi\hbar k}{\pi}} j_l(kr) \sum_m Y_l^m(\hat{r}) \right] \left[Y_l^{m*}(\hat{k}) \frac{\hbar}{\sqrt{mk}} \delta\left(E - \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m}\right) \right]$$

"Additions-Theorem":

$$\frac{2l+1}{4\pi} P_l(\hat{k} \cdot \hat{r}) \quad (Sc19.1)$$

$$e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}} / (2\pi)^{3/2} = \langle \vec{x} | \vec{k} \rangle = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l j_l(kr) P_l(\cos\theta)$$

Asymptotischer Limes: ($kr \rightarrow \infty$):

$$\frac{1}{zikr} \left[e^{ikr} (-i)^l - e^{-ikr} i^l \right]$$

Asymptotischer Limes der Lösung der LS-Gleichung

$$\begin{aligned} \langle \vec{x} | \psi^{(+)} \rangle &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \left[\underbrace{e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}}}_{(Sc19.1)} + \frac{e^{ikr}}{r} f(\theta) \right] \\ &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \frac{P_l(\cos\theta)}{zik} \left[\frac{e^{ikr}}{r} \left[1 + \underbrace{zik f_l(k)}_{S_l(k)} \right] + \frac{e^{-ikr}}{r} i^l \right] \end{aligned}$$

$$S_l(k) \quad (Sc19.2)$$

Streu-Welle = Überlagerung von ein- und auslaufenden Kugelwellen

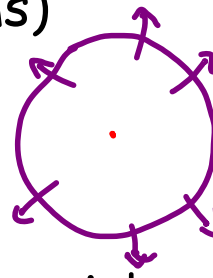
Ampl. d. ausl. Welle "verschoben": $1 \rightarrow 1 + zik f_l(k) \equiv S_l(k)$ ("S-Matrix") (Sc19.3)

Unitarität und Phasenverschiebungen (Phase shifts)

Für zeitunabhängige Formulierung von Streuung gilt:

(Erhaltung des Wahrschktstroms)

$$0 = \int_{vol} dV \partial_t |\psi|^2 = \int_{vol} dV (-\vec{\nabla} \cdot \vec{j}) = \int_{Fläche} dS \cdot \vec{j}$$



⇒ Einfallender und auslaufender Teilchenfluss müssen gleich sein! (SC20.1)

Drehimpulserhaltung:

und zwar für jede Partialwelle (unabhängig von den anderen)

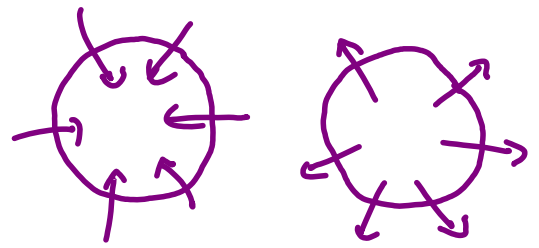
(SC19.2)

⇒ $|S_l(k)| = 1$ ($= |i^l|$) (SC20.2) $(i^l) \frac{e^{-ikr}}{r} \Rightarrow \frac{e^{i(kr + 2\delta_l)}}{r}$

Def. d. "Phasenverschiebung" δ_l :

$$S_l(k) = e^{2i\delta_l(k)}$$

(Faktor 2 ist Konvention)
(k-abhängig)
(SC20.3)



Streu-Amplitude $f_l(k)$ durch δ_l ausgedrückt:

$$f_l(k) = \frac{S_l - 1}{2ik} = \frac{e^{i\delta_l} \sin \delta_l}{k} \quad (SC20.4)$$

Volle Streu-Amplitude: (SC18.4):

$$F(\vec{k}, \vec{k}') = f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l P_l(\cos \theta)$$

Gesamtstreurate,
ausgedrückt durch
Phasenverschiebungen:

$$\sigma_{\text{tot}} = \int d\Omega' |f(\theta')|^2 \quad (\text{Sc21.1}) \quad (|k| = |k'|) \quad \boxed{\text{Sc21}}$$

$$= \frac{1}{k^2} \sum_{\ell \ell'} (2\ell+1)(2\ell'+1) e^{i(\delta_\ell - \delta_{\ell'})} \sin \delta_\ell \sin \delta_{\ell'} \int d\Omega' P_\ell P_{\ell'}$$

$\underbrace{\int d\Omega' P_\ell P_{\ell'}}_{\delta_{\ell\ell'} \frac{4\pi}{(2\ell+1)}}$

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{\ell} (2\ell+1) \sin^2 \delta_\ell$$

(Sc21.2)

Check des optischen
Theorems:

$$\sigma_{\text{tot}} \stackrel{?}{=} \frac{4\pi}{k} \text{Im} [f(\theta=0)] \quad (\text{Sc15.1})$$

$$= \frac{4\pi}{k^2} \sum_{\ell} (2\ell+1) \sin^2 \delta_\ell \underbrace{P_\ell(\cos \theta = 1)}_{=1} \quad (\text{Sc20.4}) \quad (\text{Sc21.3})$$

Berechnung des Streuprozess wurde reduziert auf
Berechnung der Streuphasenverschiebungen!
(weitere Entwicklung der Theorie erfordert Angabe von \hat{V})