

Cơ lượng tử 3

TRẦN KHÔI NGUYỄN

VẬT LÝ LÝ THUYẾT

Ngày 13 tháng 10 năm 2024

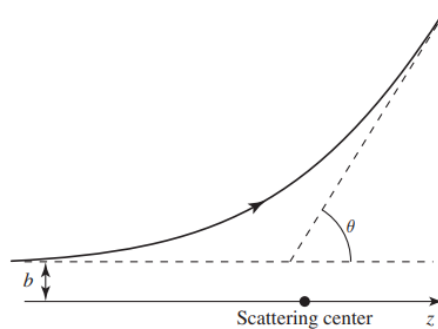
Mục lục

| | | |
|----------|-------------------------------|-----------|
| 1 | Lý thuyết tán xạ | 2 |
| 1.1 | Giới thiệu tán xạ | 2 |
| 1.2 | Dịch chuyển pha | 8 |
| 1.3 | Gần đúng Born | 10 |
| 1.4 | Gần đúng Born bậc 1 | 13 |
| 1.5 | Thế Yukawa | 15 |
| 1.6 | Thế Coulomb | 15 |
| 2 | Động lực học lượng tử | 17 |
| 2.1 | Hệ 2 mức | 17 |
| 2.1.1 | Hệ nhiễu loạn | 17 |

Chương 1

Lý thuyết tán xạ

1.1 Giới thiệu tán xạ

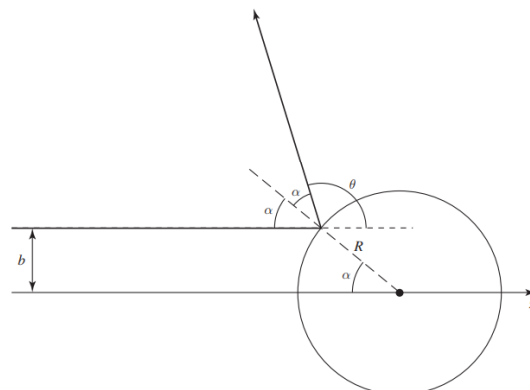


b : tham số ảnh hưởng

θ : góc tán xạ

$b \downarrow$ thì $\theta \uparrow$ nên θ là hàm giảm

Trong cổ điển: (đối xứng trụ)



$$b > R \Rightarrow \theta = 0$$

$$\theta = \pi - 2\alpha$$

$$\Rightarrow \sin \alpha = \frac{b}{R} \Rightarrow b = R \sin\left(\frac{\pi - \theta}{2}\right) = R \cos \frac{\theta}{2}$$

$$\text{với } \theta = 2 \cos^{-1} \frac{b}{R}; \quad b < R$$

$$\theta = 0; \quad b > R$$

Mối liên hệ giữa $d\sigma$ và $d\phi$

$$d\sigma = b db d\phi (\text{từ công thức gốc } r dr d\phi)$$

Góc khối $d\Omega$

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$$

Tổng quát (không có đối xứng trụ)

$$d\sigma = D(\theta) d\omega$$

$$D(\theta) = \text{tiết diện tán xạ vi phân}$$

$$= \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b db d\phi}{\sin \theta d\theta d\phi} = \frac{b}{\sin \theta} \left| \frac{db}{d\theta} \right| \quad (1.1)$$

* Tiết diện tán xạ toàn phần

$$\sigma = \int D(\theta) d\Omega$$

* thử thay b vào

$$\begin{aligned} D(\theta) &= R \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \frac{1}{\sin \theta} R \frac{1}{2} \left| -\sin \frac{\theta}{2} \right| \\ &= \frac{R^2}{4} \\ \sigma &= \int \frac{R^2}{4} = \pi R^2 \end{aligned}$$

* số hạt trên 1 đơn vị diện tích

$$dN = \mathcal{L} d\sigma$$

trong đó $\mathcal{L} = \text{số hạt} / \text{đơn vị diện tích} / \text{đơn vị thời gian} \Rightarrow D\theta = \frac{dN}{\mathcal{L}d\Omega}$

Trong lượng tử

$$\psi = A \left[e^{i\mathbf{k}z} + f(\theta) \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{r} \right] \quad (1.2)$$

trong đó $e^{i\mathbf{k}z}$ đại diện cho chùm tia tới, và $\frac{1}{r}$ để đảm bảo bảo toàn xác suất.

* z và $r \gg$ xa tâm tán xạ

$$|\psi|^2 d\mathbf{V} = |\psi|^2 r^2 d\mathbf{r} d\Omega$$

* Tán xạ đàn hồi

Số hạt tới

$$\begin{aligned} dP &= |\psi_{in}|^2 d\mathbf{V} \\ &= |A|^2 v dt d\sigma \end{aligned}$$

Số hạt tán xạ

$$\begin{aligned} dP &= |\psi_{scatter}|^2 d\mathbf{V} \\ &= |A|^2 |f|^2 \frac{1}{r^2} v dt d\Omega \end{aligned}$$

* $t \ll$

$$\Rightarrow d\sigma = |f|^2 d\Omega$$

$$\Rightarrow |f|^2 \equiv D(\theta)$$

Mục tiêu của chúng ta vẫn là đi tìm $D(\theta)$ và biên độ tán xạ $f(\theta)$; điều này mô tả xác suất tán xạ được cho bởi theo hướng θ . Ta đi giải phương trình Schrödinger để đi tìm f thông qua gần đúng Born hoặc gần đúng sóng riêng phần.

Trong 2D: $\psi_{scatter} = f(\theta) \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{\sqrt{r}}$

* Tìm $f(\theta)$

Thế năng hướng tâm (Radial potential)

$$\psi(n\theta, \phi) = R(\mathbf{r})Y_{m\ell}(\theta, \phi)$$

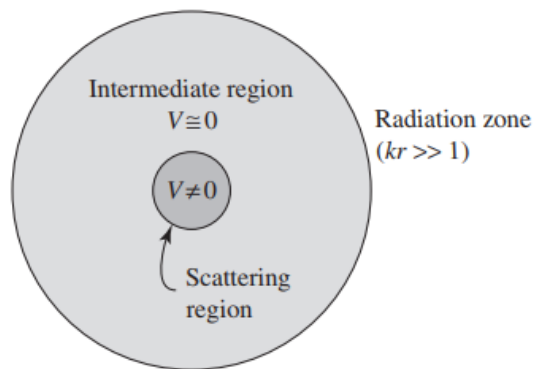
$$R(\mathbf{r}) = \frac{U(\mathbf{r})}{\mathbf{r}}$$

$$\mathbf{r} = 0 \dots \infty; \theta = 0 \dots \pi; \phi = 0 \dots 2\pi$$

trong đó $Y_{m\ell}(\theta, \phi)$ là hàm điều hòa cầu.

Phương trình Schrödinger

$$-\frac{\hbar}{2m}u'' + \left[V(\mathbf{r}) + \frac{\hbar}{2m} \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] u = Eu$$



* Điều kiện biên ($E > 0$)

Vùng (3)

$$u'' = -\frac{2mE}{\hbar^2}u = -k^2u$$

$$\Rightarrow u'' + k^2u = 0$$

$$\Rightarrow u(\mathbf{r}) = Ce^{i\mathbf{kr}} + De^{-i\mathbf{kr}}$$

Do vùng (3) là vùng ở xa, nên hạt không bật lại $\Rightarrow D = 0 \Rightarrow u(\mathbf{r}) = Ce^{i\mathbf{kr}}$.

Tại vùng $r \gg$, nên:

$$R(r) \sim \frac{e^{i\mathbf{kr}}}{\mathbf{r}}$$

Vùng (2): vùng trung gian, $V = 0$

$$u'' - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2}u = -k^2u$$

$$\Rightarrow u(r) = Arj_\ell(kr) + Brn_\ell(kr)$$

Nghiệm của nó chính là tổ hợp tuyến tính của hàm cầu Bessel.

Khái niệm mới: Hàm Hankel cầu:

$$h_\ell^{(1)}(r) \equiv j_\ell(r) + in_\ell(r); \quad h_\ell^{(1)}(r) \equiv j_\ell(r) - in_\ell(r) \quad (1.3)$$

với $r \gg$ thì 2 hàm trên tương đương với $\frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{r}$ và $\frac{e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}}{r}$. $R(r) \sim h_\ell^{(1)}(kr)$

*Vùng $V = 0$

$$\psi(r, \theta, \phi) = A \left[e^{i\mathbf{k}\mathbf{z}} + \sum_{l,m} C_{l,m} h_l^{(1)}(kr) Y_l^m(\theta, \phi) \right]$$

Số hạng thứ nhất là của sóng tới, và phần tổng chính là của sóng tán xạ. Nhưng khi chúng ta giả định rằng, thế năng là đối xứng cầu, nên hàm sóng không phụ thuộc vào ϕ . Vậy nên chỉ còn số hạng $m = 0$ là còn tồn tại.

$$Y_\ell^0(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi}} P_\ell(\cos \theta)$$

Vậy nên hàm sóng đơn giản thành:

$$\psi(r, \theta)_{(2)} = A \left[e^{i\mathbf{k}\mathbf{z}} + k \sum_{l=0}^{\infty} i^{\ell+1} (2\ell+1) a_\ell h_\ell^{(1)}(kr) P_\ell(\cos \theta) \right]$$

trong đó a_l còn được gọi là biên độ sóng riêng phần thứ ℓ , kí hiệu $\psi(r, \theta)_{(2)}$ cho biết hàm sóng ở vùng số (2)

Quay lại vùng (3), hàm Hankel trở thành:

$$h_\ell^{(1)}(kr) \rightarrow (-i)^{\ell+1} \frac{e^{ikr}}{kr}$$

và hàm sóng:

$$\psi(r, \theta) \approx A \left[e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \right]$$

trong đó:

$$\begin{aligned}
f(\theta) &= \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) a_{\ell} P_{\ell}(\cos \theta) \\
D(\theta) &= |f(\theta)|^2 \\
&= \sum_{\ell, \ell'} (2\ell+1)(2\ell'+1) a_{\ell}^* a_{\ell'} + P_{\ell}(\cos \theta) P_{\ell'}^*(\cos \theta) \\
\sigma &= \int D(\theta) \sin \theta d\theta d\phi \\
&= \sum_{\ell, \ell'} (2\ell+1)(2\ell'+1) a_{\ell}^* a_{\ell'} 2\pi \int P_{\ell'}^*(\cos \theta) P_{\ell}(\cos \theta) d\theta \\
&= 4\pi \sum_{\ell} (2\ell+1) |a_{\ell}|^2
\end{aligned}$$

Do tính trực giao của hàm Legendre, nên tích phân sẽ thành là $\frac{2}{2\ell+1} \delta_{\ell\ell'}$

Quả cầu , ta có điều kiện biên và nhờ vào hệ thức Rayleigh

$$V = \infty; \quad r < R$$

$$= 0; \quad r > R$$

$$\psi(r = R) = 0$$

Rayleigh's formula *

$$e^{ikz} = \sum_{\ell=0}^{\infty} i^{\ell} (2\ell+1) j_{\ell}(kr) P_{\ell}(\cos \theta) \quad (1.4)$$

$$\Rightarrow \psi_2 = A \sum_{\ell=0}^{\infty} i^{\ell} (2\ell+1) P_{\ell}(\cos \theta) \left[j_{\ell}(kr) + ika_{\ell} h^1_{\ell}(kr) \right] = 0 \quad (1.5)$$

$$\Rightarrow a_{\ell} = i \frac{j_{\ell}(kR)}{kh^{(1)}_{\ell}(kR)}$$

Tiết diện toán xạ toàn phần

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{\ell} (2\ell+1) \left| \frac{j_{\ell}(kR)}{h^{(1)}_{\ell}(kR)} \right|^2$$

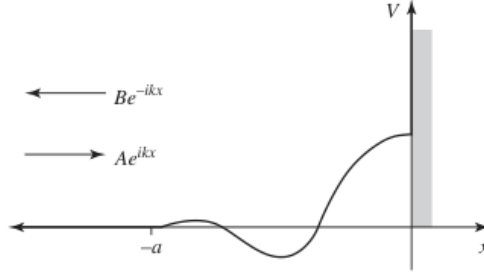
Nhưng chúng ta đang giả sử rằng ở gần đúng bước sóng dài $kR \ll 1$ nên ta có được:

$$\sigma = 4\pi R^2 \quad \Rightarrow \text{Đặc trưng của tán xạ bước sóng dài}$$

1.2 Dịch chuyển pha

Hàm sóng tổng quát được khai triển dưới dạng: $\sum_{\ell=0} a_{\ell} \dots$ trong đó a_{ℓ} là phức.

Xét trường hợp 1D:



Để bảo toàn số hạt:

$$|A|^2 = |B|^2$$

$$B = \pm A e^{i\delta} \rightarrow \text{thừa số pha}$$

$$\text{hoặc } B = \pm A e^{2i\delta}$$

Nếu như không có vùng “line” (đồng nghĩa là chỉ có một tường chắn tại $x = 0$) thì đơn giản là $B = -A$ và hàm sóng là:

$$\psi(x) = A(e^{ikx} - e^{-ikx}) \quad (V(x) = 0).$$

Với $V(x) \neq 0$, hàm sóng cho ($x < -a$):

$$\psi(x) = A(e^{ikx} - e^{-ikx} e^{i2\delta}) \quad (V(x) \neq 0).$$

Thừa số pha xảy ra khi giải phương trình Schrödinger tại vùng tán xạ ($-a < x < 0$). Sóng tới và sóng phản xạ có thêm phần dịch chuyển pha, tâm tán xạ có nhiệm vụ làm cho pha của hàm sóng bị dịch chuyển pha.

Xét trường hợp 3D:

Sóng tới lan truyền theo trục z ($A e^{ikz}$) không chứa thành phần. Bằng cách áp dụng công thức Rayleigh, ta khai triển sóng tới theo tổ hợp của các sóng cầu:

$$\psi_{\ell}(r) = A i^{\ell} (2\ell + 1) j_{\ell}(kr) P_{\ell}(\cos \theta) \quad (V(r) = 0). \quad (1.6)$$

Nhưng từ (1.3):

$$j_\ell(x) = \frac{1}{2} \left[h_\ell^{(1)}(x) + h_\ell^{(2)}(x) \right] \xrightarrow{x \gg 1} \approx \frac{1}{2x} \left[(-i)^{\ell+1} e^{ix} + (i)^{\ell+1} e^{-ix} \right] \quad (1.7)$$

Vậy, với $r \gg \rightarrow$ (1.7)

$$\begin{aligned} \psi &= A i^\ell (2\ell + 1) \frac{1}{2kr} \left[(-i)^{\ell+1} e^{ikr} + i^{\ell+1} e^{-ikr} \right] P_\ell(\cos \theta) \\ \psi &= \frac{A(2\ell + 1)}{2ikr} \left[e^{ikr} - e^{-ikr} (-1)^\ell \right] P_\ell(\cos \theta) \quad (V(r) = 0) \end{aligned} \quad (1.8)$$

Số hạng thứ hai nằm trong [] đại diện cho sóng cầu tới, nó đến từ sóng phẳng tới, và không đổi cho tới khi đưa một thế mới vào.

$$\psi_\ell(r) = \frac{A(2\ell + 1)}{2ikr} \left[e^{i(kr+2\delta_\ell)} - e^{-ikr} (-1)^\ell \right] P_\ell(\cos \theta) \quad (V(r) \neq 0) \quad (1.9)$$

Từ phương trình sóng trong công thức Rayleigh (1.5):

$$\psi_\ell(r) = A \sum_{\ell=0}^{\infty} i^\ell (2\ell + 1) P_\ell(\cos \theta) \left[j_\ell(kr) + i k a_\ell h^1(kr) \right] = 0$$

với $r \gg 1$

$$\begin{aligned} \psi_\ell(r) &= \frac{A(2\ell + 1)}{i2kr} \left[e^{ikr} - i^\ell e^{-ikr} \right] P_\ell(\cos \theta) + A i^\ell k a_\ell \frac{1}{kr} (-i)^{2\ell+1} e^{ikr} P_\ell(\cos \theta) (2\ell + 1) \\ \Rightarrow a_\ell &= \frac{e^{2i\delta_\ell}}{2ik} = \frac{1}{k} e^{i\delta_\ell} \sin \delta_\ell \end{aligned} \quad (1.10)$$

Ráp vô $f(\theta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) a_\ell P_\ell(\cos \theta)$

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) e^{i\delta_\ell} \sin \delta_\ell P_\ell \cos \theta \quad (1.11)$$

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) e^{i\delta_\ell} \sin^2 \delta_\ell \quad (1.12)$$

Bài tập

Problem 10.5 A particle of mass m and energy E is incident from the left on the potential

$$V(x) = \begin{cases} 0, & (x < -a), \\ -V_0, & (-a \leq x \leq 0), \\ \infty, & (x > 0). \end{cases}$$

(a) If the incoming wave is Ae^{ikx} (where $k = \sqrt{2mE}/\hbar$), find the reflected wave. Answer:

$$Ae^{-2ika} \left[\frac{k - ik' \cot(k'a)}{k + ik' \cot(k'a)} \right] e^{-ikx}, \text{ where } k' = \sqrt{2m(E + V_0)}/\hbar.$$

(b) Confirm that the reflected wave has the same amplitude as the incident wave.

(c) Find the phase shift δ (Equation 10.40) for a very deep well ($E \ll V_0$). Answer: $\delta = -ka$.

Giải:

*Tại $V(x) = 0$, hàm sóng cho vùng này là:

$$\psi(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx}$$

*Tại $V(x) = -V_0$, phương trình Schrödinger cho vùng này là:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} - V_0\psi = E\psi \Rightarrow \frac{d^2\psi}{dx^2} = -(k')^2\psi$$

Hàm sóng cho vùng này là:

$$\psi(x) = C \sin(k'x) + D \cos(k'x),$$

$\psi(0) = \psi(-a) = 0$ nên $D = 0$:

$$\psi(x) = C \sin(k'x)$$

Điều kiện liên tục cho $\psi(x)$ và $\frac{d}{dx}\psi(x)$ tại $x = -a$

$$Ae^{-ika} + Be^{ika} = C \sin(-k'a)$$

$$ikAe^{-ika} - ikBe^{ika} = k'C \sin(k'a)$$

$\Rightarrow B =$

1.3 Gần đúng Born

Phương trình Schrödinger:

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V\psi = E\psi \quad E > 0 \quad (1.13)$$

Viết lại dưới dạng phương trình Helmholtz (phương trình đạo hàm riêng không thuần nhất):

$$(\nabla^2 + k^2)\psi = \mathcal{Q} \quad (1.14)$$

Phương pháp hàm riêng

$$(\nabla^2 + k^2)G(\mathbf{r}) = \delta^3(\mathbf{r}), \quad \delta^3(\mathbf{r}) = \delta(x)\delta(y)\delta(z) \quad (1.15)$$

Hàm $G(\mathbf{r})$ là $\notin V$,

$$\begin{aligned}\psi(\mathbf{r}) &= \int G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \mathcal{Q}(\mathbf{r}_0) d\mathbf{r}_0 \\ \Rightarrow (\nabla^2 + k^2)\psi(\mathbf{r}) &= \int \left[(\nabla^2 + k^2)G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \right] \mathcal{Q}(\mathbf{r}_0) d\mathbf{r}_0 = \mathcal{Q}(\mathbf{r})\end{aligned}\quad (1.16)$$

Hàm Green của phương trình Hemholtz

Khai triển Fourier, ta tìm ảnh của hàm Green(HG):

$$\begin{cases} G(\mathbf{r}) &= \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int e^{i\mathbf{s}\cdot\mathbf{r}} g(\mathbf{s}) d\mathbf{s} \\ \delta^3(\mathbf{r}) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{i\mathbf{s}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{s} \end{cases}\quad (1.17)$$

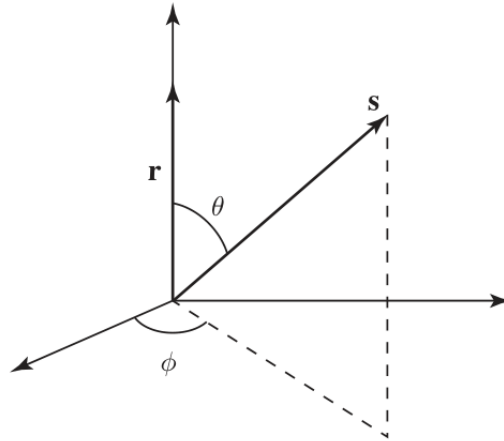
Thế vô (1.14):

$$\frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int (-s^2 + k^2) e^{i\mathbf{s}\cdot\mathbf{r}} g(\mathbf{s}) d\mathbf{s} = \frac{1}{(2\pi^3)} \int e^{i\mathbf{s}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{s}.\quad (1.18)$$

Dẫn ra được ảnh của HG:

$$g(\mathbf{s}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(k^2 - s^2)} \Rightarrow G(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{e^{i\mathbf{s}\cdot\mathbf{r}}}{k^2 - s^2} d\mathbf{s}\quad (1.19)$$

Chọn r cố định \rightarrow chọn trục z để thuận tiện trong việc tính toán (z theo r)



$$\begin{cases} \mathbf{s} \cdot \mathbf{r} &= sr \cos \theta \\ d\mathbf{s} &= s^2 ds \sin \theta d\theta d\phi \\ \int d\phi &= 2\pi \end{cases}\quad (1.20)$$

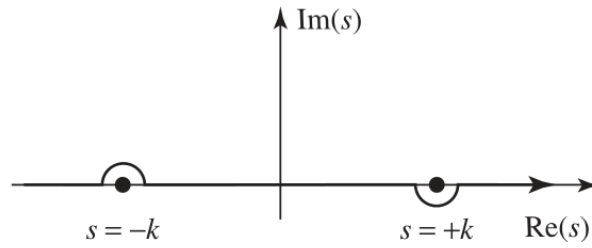
Tích phân theo $d\theta$:

$$\begin{aligned}\int_0^\pi e^{i\mathbf{s}\cdot\mathbf{r}} \sin\theta d\theta &= -\frac{e^{isr\cos\theta}}{isr} \Big|_0^\pi \\ &= \frac{e^{isr} - e^{-isr}}{isr}\end{aligned}\quad (1.21)$$

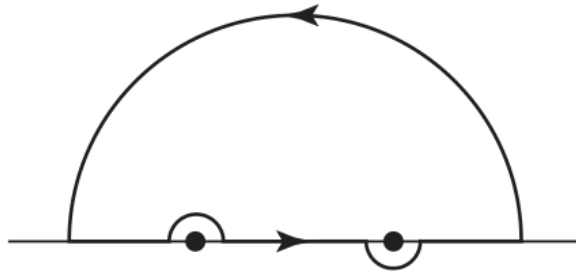
Do đó HG có dạng:

$$\begin{aligned}G(\mathbf{r}) &= \frac{2\pi}{(2\pi)^3} \int_0^\pi \frac{s^2}{k^2 - s^2} \frac{e^{isr} - e^{-isr}}{isr} \\ &= \frac{i}{8\pi^2 r} \left[\int_{-\infty}^\infty \frac{se^{isr}}{k^2 - s^2} ds - \int_{-\infty}^\infty \frac{se^{-isr}}{k^2 - s^2} ds \right]\end{aligned}\quad (1.22)$$

$$= \frac{i}{8\pi^2 r} [I_1 + I_2] \quad (1.23)$$



Ta chọn contour cho I_1 là:



để tránh cho e^{isr} tiến ra vô cùng thì k phải là số dương \gg

$$I = i\pi e^{ikr}$$

và chọn cho I_2 là countour đóng dưới, với k phải là số âm \gg :

$$I_2 = -i\pi e^{ikr}$$

Vậy hàm Green sẽ có dạng là:

$$G(\mathbf{r}) = -\frac{e^{ikr}}{4\pi r}. \quad (1.24)$$

Nghiệm riêng của hàm sóng:

$$\psi_p = \int -\frac{e^{ik\mathbf{r}}}{4\pi\mathbf{r}} = \int -\frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} \frac{2m}{\hbar} V(\mathbf{r}_0) \psi(\mathbf{r}_0) d\mathbf{r}_0 \quad (1.25)$$

Nghiệm tổng quát:

$$\begin{aligned} \psi(\mathbf{r}) &= \psi_0(\mathbf{r}) + \psi_p \\ &= \psi_0 + \int gV\psi = \psi_0 + \left(\int gV(\psi_0 + \int gV\psi) \right) \end{aligned} \quad (1.26)$$

Đây chính là gần đúng Born bậc 1, trong đó g chính là ảnh của hàm Green, và g phải nhỏ.

Buổi 3: Lý thuyết tán xạ (continue)

1.4 Gần đúng Born bậc 1

Bắt đầu bằng với hàm Green (1.24) và hàm sóng :

$$\begin{aligned} G(\mathbf{r}) &= -\frac{e^{ikr}}{4\pi r}, \\ \psi(\mathbf{r}) &= \psi_0(\mathbf{r}) + \int -\frac{m}{2\pi\hbar} \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} V(\mathbf{r}_0) \psi(\mathbf{r}_0) d\mathbf{r}_0 \end{aligned}$$

trong đó:

- $\psi_0(\mathbf{r})$ là nghiệm của phương trình Schrödinger của hạt tự do.
- $\psi(\mathbf{r}_0)$ là nghiệm đúng (chưa gần đúng).

Xét gần đúng Born bậc 1:

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi_0(\mathbf{r}) + \int -\frac{m}{2\pi\hbar} \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} V(\mathbf{r}_0) \psi_0(\mathbf{r}_0) d\mathbf{r}_0. \quad (1.27)$$

$V(\mathbf{r}_0)$ định xứ quanh $\mathbf{r}_0 = 0$

$$|\mathbf{r}| \gg |\mathbf{r}_0| \rightarrow |\mathbf{r}-\mathbf{r}_0| \approx r - \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}_0}{r} \approx r - \hat{r} \cdot \mathbf{r}_0, \quad (1.28)$$

$$\Rightarrow \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} \approx \frac{e^{ikr}}{r} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_0}, \quad (1.29)$$

trong đó $\hat{r} \equiv \frac{\mathbf{r}}{r}$, $\mathbf{k} = k\hat{r}$

Trong trường hợp tán xạ, chúng ta muốn:

$$\psi - 0(\mathbf{r}) = Ae^{ikz}, \quad (1.30)$$

là cho trường hợp sóng tới.

Biên độ tán xạ $f(\theta)$:

$$\begin{cases} \psi(\mathbf{r}) = A \left[e^{ikz} - \frac{m}{2\pi\hbar^2 A} \frac{e^{ikr}}{r} \int e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_0} V(\mathbf{r}_0) \psi_0(\mathbf{r}_0) d\mathbf{r}_0 \right] \\ \psi(\mathbf{r}) = A \left(e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \right) \end{cases} \Rightarrow f(\theta) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2 A} \int e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_0} V(\mathbf{r}_0) \psi_0(\mathbf{r}_0) d\mathbf{r}_0, \quad (1.31)$$

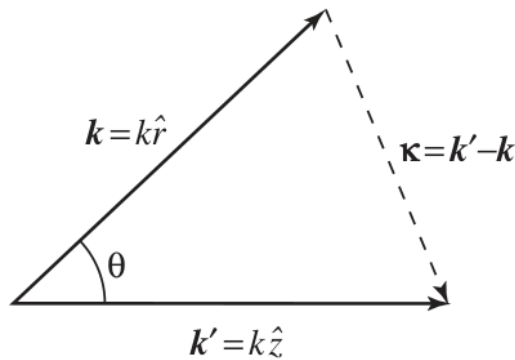
Đưa gần đúng Born vô thì:

$$\psi(\mathbf{r}_0) \approx \psi_0(\mathbf{r}_0) = Ae^{i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}_0}, \quad (1.32)$$

với $\mathbf{k}' \equiv k\hat{z}$. Nên biên độ tán xạ sẽ có dạng:

$$f(\theta) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\cdot\mathbf{r}_0} V(\mathbf{r}_0) \psi_0(\mathbf{r}_0) d\mathbf{r}_0 \quad (1.33)$$

$f(\theta)$ là ảnh Fourier của thế tán xạ.



$$\kappa = \sqrt{2k^2 - 2k \cos \theta} = 2k \sin \theta$$

★ Gần đúng năng lượng thấp ($\kappa \approx 0$)

Biên độ tán xạ:

$$f(\theta, \phi) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} V(\mathbf{r}_0) d\mathbf{r}_0 \quad (1.34)$$

★ Quả cầu mềm

Biên độ tán xạ:

$$f(\theta, \phi) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} V_0 \frac{4}{3} \pi a^3 \quad (1.35)$$

★ \mathbf{r} chỉ phụ thuộc vào khoảng cách, không phụ thuộc vào hướng

$$V(\mathbf{r}) = V(r)$$

$$(\mathbf{k}' - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}_0 = \boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r}_0 = \kappa r_0 \cos \theta_0$$

Ta có thể tính lại phương trình (1.33) dưới 3 gần đúng ★ cho trường hợp đối xứng cầu:

$$f(\theta) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int_0^\infty \int_0^\pi e^{i\kappa r_0 \cos \theta_0} V(r_0) r_0^2 \sin \theta_0 dr_0 d\theta_0 \int_0^{2\pi} d\phi_0 \quad (1.36)$$

$$= -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int_0^\infty r V(r) \sin(\kappa r) dr \quad (1.37)$$

1.5 Thế Yukawa

Cho:

$$V(r) = \beta \frac{e^{-\mu r}}{r}, \quad (1.38)$$

β, μ là các hằng số. Ta có tính được biên độ tán xạ thông qua tích phân các bước làm như trên. Kết quả là:

$$f(\theta) = -\frac{2m\beta}{\hbar^2 (\mu^2 + \kappa^2)} \quad (1.39)$$

1.6 Thế Coulomb

(tán xạ Rutherford)

Khi ta đặt $\beta = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0}, \mu = 0$, thế Yukawa trở thành thế Coulomb, nó mô tả tương tác

giữa 2 điện tích điểm. Ta có thể tính được biên độ tán xạ:

$$f(\theta) \approx -\frac{2m\beta}{\hbar^2} \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\kappa^2} \quad (1.40)$$

Bài tập xem thêm chương 10 Griffiths

Chương 2

Động lực học lượng tử

2.1 Hệ 2 mức

Hai trạng thái của hệ (không nhiễu loạn), ψ_a và ψ_b là các trạng thái riêng của Hamiltonian không nhiễu loạn, H^0 .

$$\hat{H}^0\psi_a = E_a\psi_a, \quad \hat{H}^0\psi_b = E_b\psi_b. \quad (2.1)$$

Các trạng thái riêng thỏa điều kiện trực - chuẩn:

$$\langle\psi_a|\psi_b\rangle = \delta_{a,b}. \quad (2.2)$$

Bất kì trạng thái nào cũng có thể được biểu diễn dưới dạng tổ hợp tuyến tính của chúng:

$$\Psi(t=0) = c_a\psi_a + c_b\psi_b, \quad (2.3)$$

tại thời điểm $t \neq 0$

$$\Psi(t=t_1) = c_a\psi_a e^{\frac{-iE_a t}{\hbar}} + c_b\psi_b e^{\frac{-iE_b t}{\hbar}} \quad (2.4)$$

2.1.1 Hệ nhiễu loạn

Nhiễu loạn phụ thuộc thời gian

Hamiltonian của hệ:

$$H = H^0 + H'(t); \quad t > 0$$

Hàm sóng được xây dựng như cách của hàm sóng ở phương trình (2.4), nhưng các hệ số chuẩn hóa lúc này là các hàm phụ thuộc vào t :

$$\Psi(t = t_1) = c_a(t)\psi_a e^{\frac{-iE_a t}{\hbar}} + c_b(t)\psi_b e^{\frac{-iE_b t}{\hbar}} \quad (2.5)$$

Tại $t = 0$, hạt ở trạng thái a : $c_a(0) = 1; c_b(0) = 0$

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi$$

$$\begin{aligned} LHS &= i\hbar \left[\dot{c}_a(t)\psi_a e^{\frac{-iE_a t}{\hbar}} + c_a(t)\psi_a e^{\frac{-iE_a t}{\hbar}} \left(-\frac{iE_a}{\hbar} \right) + \dot{c}_b(t)\psi_b e^{\frac{-iE_b t}{\hbar}} + c_b(t)\psi_b e^{\frac{-iE_b t}{\hbar}} \left(-\frac{iE_b}{\hbar} \right) \right] \\ RHS &= c_a \left(\hat{H}^0 \psi_a \right) e^{\frac{-iE_a t}{\hbar}} + c_b \left(\hat{H}^0 \psi_b \right) e^{\frac{-iE_b t}{\hbar}} + c_a \left(\hat{H}' \psi_a \right) e^{\frac{-iE_a t}{\hbar}} + c_b \left(\hat{H}' \psi_b \right) e^{\frac{-iE_b t}{\hbar}} \end{aligned}$$

Số hạng thứ 3 và 4 ở LHS triệt tiêu với hai số hạng đầu ở RHS bằng cách sử dụng công thức (2.1)

$$\Rightarrow i\hbar \left[\dot{c}_a(t)\psi_a e^{\frac{-iE_a t}{\hbar}} + \dot{c}_b(t)\psi_b e^{\frac{-iE_b t}{\hbar}} \right] = c_a \left(\hat{H}' \psi_a \right) e^{\frac{-iE_a t}{\hbar}} + c_b \left(\hat{H}' \psi_b \right) e^{\frac{-iE_b t}{\hbar}} \quad (2.6)$$

$$\begin{cases} \dot{c}_a(t) &= \frac{i}{\hbar} \left(H'_{aa} c_a + H'_{ab} c_b e^{\frac{i}{\hbar}(E_a - E_b)t} \right), \\ \dot{c}_b(t) &= \frac{i}{\hbar} \left(H'_{bb} c_b + H'_{ba} c_a e^{\frac{i}{\hbar}(E_b - E_a)t} \right). \end{cases} \quad (2.7)$$

Thông thường số hạng trên đường chéo bị triệt tiêu (Problem 11.5 Griffiths).

$$H'_{aa} = H'_{bb} = 0 \quad (2.8)$$

$$\begin{cases} \dot{c}_a(t) &= \frac{i}{\hbar} H'_{ab} c_b e^{-\frac{i}{\hbar}\omega_0 t}, \\ \dot{c}_b(t) &= \frac{i}{\hbar} H'_{ba} c_a e^{\frac{i}{\hbar}\omega_0 t}. \end{cases} \quad (2.9)$$

Không nhiễu loạn (bậc 0)

$$\begin{cases} \dot{c}_a(t) &= 0 \rightarrow c_a^0(t) = 1, \\ \dot{c}_b(t) &= 0 \rightarrow c_b^0(t) = 0. \end{cases} \quad (2.10)$$

Nhiều loạn bậc 1 Để tính nhiễu loạn bậc 1 ta lấy $c_a^0(t), c_b^0(t)$ thế vào (2.9)

$$\begin{cases} \frac{dc_a^{(1)}}{dt} = \dot{c}_a^{(1)}(t) = 0 \Rightarrow c_a^{(1)}(t) = 1 \\ \frac{dc_b^{(1)}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} H'_{ba} e^{i\omega_0 t} \Rightarrow c_b^{(1)}(t) = -\frac{i}{\hbar} \int_0^t H'_{ba}(t') e^{i\omega_0 t'} dt' \end{cases} \quad (2.11)$$

Bài tập: