

1 章

・ P.3 (1.7)式

$$m \frac{dv}{dt} \approx m \frac{v(d+dt) - v(t)}{dt} = -m \frac{v}{\tau} - eE$$

$$\Rightarrow m \frac{dv}{dt} \approx m \frac{v(t+dt) - v(t)}{dt} = -m \frac{v}{\tau} - eE$$

・ P4 最後の段落

例えば一般的に金属の電気抵抗率は温度の低下とともに減少することが実験的に知られており、これは緩和時間 τ が低温になるにしたがって長くなるためである。一方、絶縁体の電気抵抗率は温度の上昇とともに減少し、これは電子密度 n が温度の上昇とともに増加するからである。

・ P.21 (1.69)式右辺

$$= \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Rightarrow = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right)$$

・ P.77 上から三行目と四行目

.....まさしく(1.80)のブラッグ条件.....かる.すなわち, (1.80)

\Rightarrowまさしく(1.83)のブラッグ条件.....かる.すなわち, (1.83)

・ P.21 (1.70)

$$H_0 \psi(x,t) = i\hbar \frac{\partial \psi(x,t)}{\partial t} \Rightarrow H_0 \psi(x,y,z,t) = i\hbar \frac{\partial \psi(x,y,z,t)}{\partial t}$$

2 章

・ P.38

(2.20)

$(n = 1, 2, 3) \Rightarrow (n = 1, 2, 3\dots)$

・ P38-40

次に井戸の高さが有限の場合($V(x) = V_0$)を考えよう。ここでは基底状態のみを考えると

する。この場合、後の計算を考えると、井戸の中心を $x=0$ として、 $x=-b/2$ から $b/2$ までが井戸であると考えたほうがよい。基底状態のエネルギー ((2.20)の $n=1$ の場合) が V_0 より小さいとしよう。このとき、井戸の外のシュレディンガー方程式は

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V_0 \right] \Phi(x) = E\Phi(x) \quad \text{a)}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Phi(x) = -(V_0 - E)\Phi(x)$$

となる。上記の仮定により E は V_0 より小さいので、(2.23)下の式の右辺の $\Phi(x)$ の係数は負となる。すると、(1.73)の自由電子のシュレディンガー方程式と比較して、今の場合 $\Phi(x)$ を x で 2 回微分した際の係数が正になるという違いがあることが分かる。すなわち、 $\Phi(x)$ は $\exp(ikx)$ ではなく単純な指数関数

$$\Phi(x) = \alpha \exp(\pm qx), \quad q = \frac{\sqrt{2m(V_0 - E)}}{\hbar} \quad \text{b)}$$

となる。 q の前の符号は $x \rightarrow \pm\infty$ の極限で $\Phi(x) = 0$ になるように決める。すなわち $x < 0$ では ($x \rightarrow -\infty$ で 0 になるように) $\exp(qx)$ 、 $x > b$ では $\exp(-qx)$ となる。

一方、井戸の中、すなわち $-b/2 < x < b/2$ (井戸の位置をずらしたことに注意) では、

$$\Phi(x) = \beta \cos(kx), \quad k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \quad \text{c)}$$

となる。b)と c)ではエネルギー E とそれぞれの係数 α, β が未定であるが、これは $x=0$ と $x=b$ で、それぞれ $\Phi(x)$ が滑らかにつながる (値と微係数が同じ) という条件で決まる。(なお、これら条件だけでは α, β の比しか決まらないが、規格化条件 $\langle \Phi | \Phi \rangle = 1$ まで考えると α, β の絶対値が決まる。)

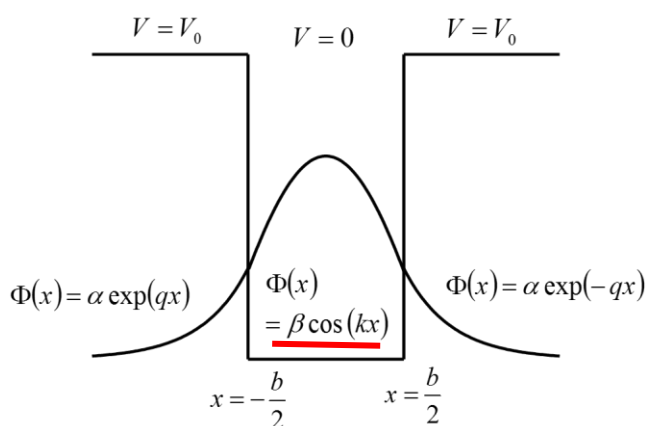


図 2.2 壁の高さが有限の井戸型ポテンシャル

・ P.58 上から十二行目

図 2.15 \Rightarrow 図 2.13

3 章

・ P.65 (3.24)式

$$\varphi_m(x) = \frac{1}{\sqrt{L}} \exp\left(\frac{2m\pi}{L}x\right) \Rightarrow \varphi_m(x) = \frac{1}{\sqrt{L}} \exp\left(i\frac{2m\pi}{L}x\right)$$

・ P.65 上から 9 行目

関数 $\varphi(x)$ の絶対値 $\langle \varphi | \varphi \rangle$ が 1 になるように

\Rightarrow 関数 $\psi(x)$ の絶対値 $\langle \psi | \psi \rangle$ が 1 になるように

・ P.66 (3.26)式の右辺二行目

$$\left\langle \sum_i c_i^* \varphi_i \mid \sum_j c_j a_j \varphi_j \right\rangle \Rightarrow \left\langle \sum_i c_i^* \varphi_i \mid \sum_j c_j a_j \varphi_j \right\rangle$$

4 章

・ P.102 (4.62)式右辺

$$Ng\mu_B \left[\frac{g\mu_B s (H + zJM / Ng^2 \mu_B^2)}{k_B T} \right] \Rightarrow Ng\mu_B s \left[\frac{g\mu_B s (H + zJM / Ng^2 \mu_B^2)}{k_B T} \right]$$

・ P.108 (4.87)式

$$\chi = \operatorname{sech}^2 \left(\frac{2szJ}{Ng\mu_B k_B T} M_0 \right) \frac{Ng^2 s^2 \mu_B^2}{k_B (T + \theta)}$$

$$\Rightarrow \chi = \operatorname{sech}^2\left(\frac{2szJ}{Ng\mu_B k_B T} M_0\right) \frac{Ng^2 s^2 \mu_B^2}{k_B \left(T + \theta \operatorname{sech}\left(\frac{2szJ}{Ng\mu_B k_B T} M_0\right)\right)}$$

5 章

• P.122 (5.49)式、2行目

$$-K(2q_n - q_{n-1} + q_{n+1}) \Rightarrow -K(2q_n - q_{n-1} - q_{n+1})$$

• P.124 図 5.5, P.134 図 5.7

縦軸が E ではなく ω_k

• P.127 式(5.79)

$$\begin{aligned} \sum_n q_n q_{n+1} = & \sum_n \left(\sum_{k, k'} \textcircled{1}_k \textcircled{1}_{k'} \exp(ik' a) + \sum_{k, k'} \textcircled{2}_k \textcircled{2}_{k'} \exp(-ik' a) \right. \\ & \left. + \sum_{k, k'} \textcircled{1}_k \textcircled{2}_{k'} \exp(-ik' a) + \sum_{k, k'} \textcircled{2}_k \textcircled{1}_{k'} \exp(ik' a) \right) \end{aligned}$$

• P.129 式(5.88)と式(5.89)

(5.88)

$$\sum_n \frac{1}{\sqrt{N}} \exp(-ikna) q_n = \sum_k \sqrt{\frac{\hbar}{2M\omega_k}} (b_k + b_{-k}^+)$$

$$\Rightarrow \sum_n \frac{1}{\sqrt{N}} \exp(-ikna) q_n = \sqrt{\frac{\hbar}{2M\omega_k}} (b_k + b_{-k}^+)$$

(5.89)

$$\sum_n \frac{1}{\sqrt{N}} \exp(-ikna) p_n = \sum_k \sqrt{\frac{\hbar M \omega_k}{2}} (-ib_k + ib_{-k}^+)$$

$$\Rightarrow \sum_n \frac{1}{\sqrt{N}} \exp(-ikna) p_n = \sqrt{\frac{\hbar M \omega_k}{2}} (-ib_k + ib_{-k}^+)$$

・ P.134

エネルギーの式(5.64) の置き換えについては、 $na \rightarrow x$, $Na \rightarrow L$, $M/a \rightarrow \rho$ および

$p_n(t)/a \rightarrow p(x,t)$ 、さらに N 個の質点において x 軸の間隔が a であり、これが $a \rightarrow 0$ の極

限で積分の際の dx になることに留意して

式(5.108)

$$\underline{\sum_{n=1}^N \frac{p_n^2}{2M} = \sum_{n=1}^N \frac{(p_n/a)^2}{2M/a} \times a \rightarrow \int_0^L \frac{p^2(x,t)}{2\rho} dx}$$

6 章

・ P.138 式(6.4)右辺

$$\delta_{\mu\nu'} \Rightarrow \delta_{\mu\nu}$$

・ P.141 式(6.22)

$$U = \iint \rho_1(x_1) \frac{e^2}{|x_1 - x_2|} \rho_2(x_2) dx_1 dx_2 \Rightarrow U = \iint \rho_1(x_1) \frac{1}{|x_1 - x_2|} \rho_2(x_2) dx_1 dx_2$$