

题目	1	2	3	4	5	总分
分数	40	10	20	15	15	100
得分						

注意事项

- 全部答题包括选择题必须誊抄在下发的答题纸上, 否则, 一律无效.
- 解答非选择题应写出必要的文字说明, 方程式和主要演算步骤.
- 考试结束后, 将本试卷和答题纸一并交回, 并确认每张纸上写有自己的姓名和学号.

1. 选择题 每小题5分. 在下面每小题中选择一个你认为正确的答案, 不选, 错选或多选均不得分.

40分

1.1 q 和 p 是两个线性算符, 它们有对易关系 $qp - pq = i\hbar$, 那么 $q^2p^2 - p^2q^2$ 等于

- $2i\hbar$
- $2i\hbar qp$
- $4i\hbar qp$

☒ d. $4i\hbar qp + 2\hbar^2$

1.2 设一系统处于角动量算符 L^2 和 L_z 的本征态 $|l, m\rangle$, 对应于 L^2 和 L_z 的本征值 $l(l+1)\hbar^2$ 和 $m\hbar$, $L^2 = L_x^2 + L_y^2 + L_z^2$. 那么对该系统测量 L_x^2 的平均值是

- 0

第1页 (共8页)

11月25日 周一

量子物理B

2019年秋季

b. $m^2\hbar^2$

c. $l(l+1)\hbar^2$

☒ d. $\frac{1}{2}\{l(l+1) - m^2\}\hbar^2$

1.3 对于定态, 如果有两个守恒的物理量 f 和 g , 它们不对易, 那么该系统的诸能级一般讲来

- 是简并的
- 不是简并的
- 是部分简并的
- 简并性是无法确定的

[解] 考察 H 的任意本征态 $|H'\rangle$, f 也具有确定的值 (此本征态或是 H 和 f 的共同本征态, 或 f 是 H 的函数), 即 $f|H'\rangle = f'|H'\rangle$. f 和 g 不对易, 那么 $fg \neq gf$, 而 $\langle H'|fg|H'\rangle = \langle H'|gf|H'\rangle = f' \langle H'|g|H'\rangle$, 只有当 $f' = 0$ 或 $\langle H'|g|H'\rangle = 0$ 时才能成立. 一般地, f 有不同的本征值 (因此存在不同于零的本征值), 因此要求 $\langle H'|g|H'\rangle = 0$, 即 $g|H'\rangle$ 与 $|H'\rangle$ 不同 (线性无关). 由题意, g 是守恒量, 那么 $|H'\rangle$ 和 $g|H'\rangle$ 都是 H 的本征态, 属于同一本征值 H' , 因此能级是简并的.

1.4 可观察量是线性算符, 它有实本征值, 且其本征态能组成完全集. 对于一个可观察量 ξ 及一个线性算符 f , 如果与 ξ 对易的任意线性算符也与 f 对易, 则

- 这个线性算符 f 的本征值是实的
- 这个线性算符 f 和 ξ 无关
- ☒ c. 这个线性算符 f 是 ξ 的函数
- 无法确定这个线性算符 f 的任何性质

1.5 对应于Hamilton(哈密顿)量 $H = p^2/2m + V(r)$, 具有分立能级的定态中, 动量的平均值 $\langle p \rangle$

- ☒ a. 为零

b. 不为零

c. 和能级的能量有关

d. 不能确定

1.6 对于定态, 对应的Hamilton(哈密顿)量为恒量, 某一时刻测量系统的能量, 其平均值

- 随时间是变化的
- ☒ b. 不随时间变化
- 和初始时刻的具体状态有关
- 不能确定

1.7 如果势能是 x 的偶函数, 即 $V(x) = V(-x)$, 那么, Hamilton算符

$$H(x) = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x).$$

也是 x 的偶函数. 设能级非简并, 能量本征函数为 $\psi(x)$, 则其与 x 的关系, 在下述说法中正确的是

- ψ 是 x 的周期函数
- ψ 是 x 的偶函数, 即 $\psi(x) = \psi(-x)$
- ψ 是 x 的奇函数, 即 $\psi(x) = -\psi(-x)$
- ☒ d. ψ 要么是 x 的偶函数, 要么是 x 的奇函数

1.8 氢原子的能级公式为 $E_n = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^2}$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), 其中 m 和 e 分别是电子的质量和电荷, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ (h 是Planck常数). 对于电子偶素体系 ($e^+ - e^-$ 束缚体系), 其能级为

- $E_n = -\frac{me^4}{8\hbar^2 n^2}$
- ☒ b. $E_n = -\frac{me^4}{4\hbar^2 n^2}$
- $E_n = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^2}$
- $E_n = -\frac{me^4}{\hbar^2 n^2}$

2. 设 x 和 p 分别是坐标和动量算符, 在动量表象下, 求算符 $f = \alpha x + \beta p$ (α 和 β 是常数) 的本征态.

10分

[解] 在动量表象下, x 表示为

$$x = i\hbar \frac{d}{dp}, \tag{2.1}$$

f 对应于本征值 f' 的本征态波函数 $\psi_{f'}(p)$ 满足的本征方程是

$$\left\{ i\hbar\alpha \frac{d}{dp} - \beta p \right\} \psi_{f'}(p) = f' \psi_{f'}(p). \tag{2.2}$$

此方程的解为

$$\psi_{f'}(p) = C \exp \left\{ i \frac{(\beta p - f')^2}{2\hbar\alpha\beta} \right\} \tag{2.3}$$

其中 C 是待定的归一化常数. 由归一化条件

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\psi_{f'}(p)} \psi_{f''}(p) dp = \delta(f' - f''). \tag{2.4}$$

从而得

$$C = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar\alpha}}. \tag{2.5}$$

最后有 f 对应于本征值 f' 的本征态为

$$\psi_{f'}(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar\alpha}} \exp \left\{ i \frac{(\beta p - f')^2}{2\hbar\alpha\beta} \right\} \tag{2.6}$$

另解: $\frac{f}{\alpha}$ 与 p 的对易关系和 $i\hbar \frac{d}{dp}$ 与 p 的对易关系相同, 因此, 可以设

$$\frac{f}{\alpha} = i\hbar \frac{d}{dp} \tag{2.7}$$

仿照坐标本征态在动量表象下的表示式推导过程, 解得对应于本征值 f' 的本征态为

$$\psi_{f'}(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar\alpha}} \exp \left\{ \frac{-ipf'}{\hbar\alpha} \right\} \tag{2.8}$$

此式和前面的结果相比, 差一个相因子 $\frac{1}{2\hbar\alpha\beta} (\beta^2 p^2 + f'^2)$.

3. 一个质量为 m 的粒子在一维无限深势阱($0 \leq x \leq a$)中运动, $t = 0$ 时刻的初始波函数为

20分

$$\psi = \sqrt{\frac{8}{5a}} \left[1 + \cos \frac{\pi x}{a} \right] \sin \frac{\pi x}{a}, \quad (0 \leq x \leq a)$$

- i. 在后来某一时刻 t_0 的波函数是什么?
- ii. 系统在 $t = 0$ 和 $t = t_0$ 时测量的平均能量是多少?
- iii. 在 $t = t_0$ 时, 在势阱左半部($0 \leq x \leq a/2$)发现粒子的概率是多少?

[解] 无限深势阱中的定态波函数和相应的能量为

$$\psi_n = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{n\pi x}{a}, \quad E_n = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2ma^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \tag{3.1}$$

初态波函数以此展开为

4/9

$$\psi(x, 0) = \sqrt{\frac{2}{a}} \left[\sqrt{\frac{4}{5}} \sin \frac{\pi x}{a} + \sqrt{\frac{1}{5}} \sin \frac{2\pi x}{a} \right] \tag{3.2}$$

i. 因此 $t = t_0$ 时刻粒子的波函数为

$$\psi(x, t) = e^{-i\hat{H}t_0/\hbar} \psi(x, 0) = \sqrt{\frac{2}{a}} \left[\sqrt{\frac{4}{5}} e^{-iE_1 t_0/\hbar} \sin \frac{\pi x}{a} + \sqrt{\frac{1}{5}} e^{-iE_2 t_0/\hbar} \sin \frac{2\pi x}{a} \right] \tag{3.3}$$

- ii. $t = 0$ 时, 平均能量 $\langle E \rangle = \int_{-a/2}^{a/2} \psi^*(x, 0) \hat{H} \psi(x, 0) dx = \frac{4}{5} E_1 + \frac{1}{5} E_2 = \frac{4\pi^2 \hbar^2}{5ma^2}$; 同理可得 $t = t_0$ 时刻平均能量与 $t = 0$ 时刻相同.
- iii. 在左半部($0 \leq x \leq a/2$)发现粒子的概率

$$\begin{aligned} P &= \int_0^{a/2} \psi^*(x, t_0) \psi(x, t_0) dx \\ &= \int_0^{a/2} \left[\frac{8}{5a} \sin^2 \frac{\pi x}{a} + \frac{2}{5a} \sin^2 \frac{2\pi x}{a} + \frac{8}{5a} \sin \frac{\pi x}{a} \sin \frac{2\pi x}{a} \cos \frac{3\pi^2 \hbar t_0}{2ma^2} \right] dx \\ &= \frac{1}{2} + \frac{16}{15\pi} \cos \frac{3\pi^2 \hbar t_0}{2ma^2} \end{aligned}$$

(3.4)

4. 电子的自旋算符可以用无量纲算符 (Pauli算符) σ 来表示, 即 $s = \frac{1}{2} \hbar \sigma$. 求在 σ_z 表象中 σ_y 的本征态.
提示: 算符 σ 有性质 $\sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \sigma_z^2 = 1, \sigma \times \sigma = 2i\sigma$

15分

[解] 在 σ_z 的表象中, (由提示的公式) σ_x, σ_y 和 σ_z 的表示式为

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

(4.1)

设 σ_y 的本征态为

$$\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix},$$

(4.2)

则

$$\begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \pm \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix},$$

(4.3)

或者

$$-ib = \pm a,$$

(4.4)

$$ia = \pm b.$$

(4.5)

因此

$$b = \pm ia,$$

(4.6)

从而求得 σ_b 的归一化本征态为

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix},$$

(4.7)

分别对应于本征值 ± 1 .

5. 一维谐振子的Hamilton量 $H = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2} m \omega^2 q^2$. 设系统处于能量本征态 $|n\rangle$ 下, 对应于能量本征值 $(n + 1/2) \hbar \omega$, 计算

15分

$$\Delta q = \sqrt{\langle (q - \langle q \rangle)^2 \rangle}, \quad \Delta p = \sqrt{\langle (p - \langle p \rangle)^2 \rangle}, \quad \Delta q \Delta p.$$

其中 $\langle X \rangle = \langle n | X | n \rangle$ 表示 X 的平均值.

提示: 利用(升降)算符 $\eta = (2m\hbar\omega)^{-1/2}(p + im\omega q)$ 和 $\bar{\eta} = (2m\hbar\omega)^{-1/2}(p - im\omega q)$ 的性质,

$$\bar{\eta} \eta = \frac{H}{\hbar \omega} + \frac{1}{2}, \quad \eta \bar{\eta} = \frac{H}{\hbar \omega} - \frac{1}{2}.$$

[解] 设 $|n\rangle$ 是归一化的, 由 η 和 $\bar{\eta}$ 的性质, 由

$$\frac{H}{\hbar \omega} |n\rangle = (n + 1/2) |n\rangle$$

(5.1)

和

$$\frac{H}{\hbar\omega}\eta|n\rangle=(n+3/2)\eta|n\rangle \quad (5.2)$$

$$\frac{H}{\hbar\omega}\bar{\eta}|n\rangle=(n-1/2)\bar{\eta}|n\rangle \quad (5.3)$$

得到

$$\langle n|\bar{\eta}\eta|n\rangle=n+1 \quad (5.4)$$

$$\langle n|\eta\bar{\eta}|n\rangle=n \quad (5.5)$$

$$\langle n|\eta|n\rangle=0 \quad (5.6)$$

$$\langle n|\bar{\eta}|n\rangle=0 \quad (5.7)$$

$$\langle n|\eta^2|n\rangle=0 \quad (5.8)$$

$$\langle n|\bar{\eta}^2|n\rangle=0 \quad (5.9)$$

因此

$$\langle n|\eta+\bar{\eta}|n\rangle=0 \quad (5.10)$$

$$\langle n|\eta-\bar{\eta}|n\rangle=0 \quad (5.11)$$

又

$$q=\frac{1}{2i}\sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}}(\eta-\bar{\eta}) \quad (5.12)$$

$$p=\frac{1}{2}\sqrt{2\hbar m\omega}(\eta+\bar{\eta}) \quad (5.13)$$

从而

$$\langle q\rangle=0 \quad (5.14)$$

$$\langle p\rangle=0 \quad (5.15)$$

再有

$$\langle n|(\eta+\bar{\eta})^2|n\rangle=\langle n|\eta\bar{\eta}+\bar{\eta}\eta+\eta^2+\bar{\eta}^2|n\rangle=2n+1 \quad (5.16)$$

$$\langle n|(\eta-\bar{\eta})^2|n\rangle=\langle n|-\eta\bar{\eta}-\bar{\eta}\eta+\eta^2+\bar{\eta}^2|n\rangle=-2n-1 \quad (5.17)$$

因此

$$\langle q^2\rangle=-\frac{\hbar}{2m\omega}\langle(\eta-\bar{\eta})^2\rangle=(n+1/2)\frac{\hbar}{m\omega} \quad (5.18)$$

$$\langle p^2\rangle=\frac{(\hbar m\omega)}{2}\langle(\eta+\bar{\eta})^2\rangle=(n+1/2)\hbar m\omega \quad (5.19)$$

从而

$$\Delta q=\sqrt{\langle(q-\langle q\rangle)^2\rangle}=\sqrt{\langle q^2\rangle}=\sqrt{(n+1/2)\frac{\hbar}{m\omega}} \quad (5.20)$$

$$\Delta p=\sqrt{\langle(p-\langle p\rangle)^2\rangle}=\sqrt{\langle p^2\rangle}=\sqrt{(n+1/2)\hbar m\omega} \quad (5.21)$$

$$\Delta q\Delta p=(n+1/2)\hbar \quad (5.22)$$