

TEST Z KVANTOVÉ A STATISTICKÉ FYZIKY

40 otázek
čas - 125 minut

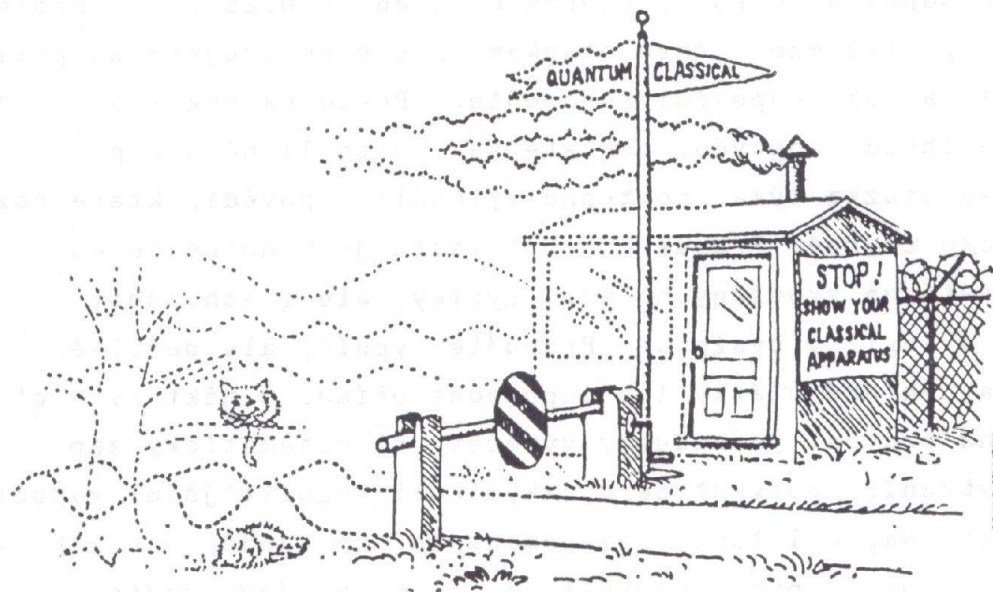
Dříve než začnete pracovat, přečtěte si pečlivě následující pokyny a informace.

Pokyny: U každé z otázek je navrženo pět odpovědí, z nichž vždy **právě jedna** je správná. Odpověď, kterou považujete za správnou, vyznačte předepsaným způsobem na přiloženém barevném formuláři.

Všechny otázky jsou hodnoceny stejně: správná odpověď 1 bod, žádná odpověď 0 bodů, chybná odpověď -0.25 bodu. Proto nevěnujte příliš mnoho času otázkám, které považujete za příliš obtížné, a také odpovědi nehádejte. Pokud na některou otázku neznáte ihned odpověď, pokuste se, víte-li něco o problematice, jíž se otázka týká, postupně vyloučit odpovědi, které rozpoznáte jako chybné. Pro úspěch při testu jsou nutné nejen konkrétní znalosti ze zkoušených částí fyziky, ale i schopnost analyzovat text a logicky uvažovat. Pracujte rychle, ale pečlivě.

Na některé otázky lze odpovědět přímo, u některých otázek je vhodné provést jednoduchý výpočet, či matematický zápis slovního tvrzení; potýkat se s jakýmkoli složitějšími výpočty není nutné! Naproti tomu nezapomínejte, že jeden obrázek vydá za tisíc slov, a proto kdykoli je to možné doprovodte, své uvažování o problému obrázkem.

Při Vaší práci v následujících 125 minutách Vám přeji nejen úspěch, ale i radost z hledání správných odpovědí na, jak doufám, zajímavé a inspirativní otázky.



Obr. 1. Vést hranici mezi kvantovou říší, v níž vládne Schrödingerova rovnice, a klasickou říší, kde vládou Newtonovy zákony, je jedním z neřešených problémů fyziky.

TEST Z KVANTOVÉ A STATISTICKÉ FYZIKY - VARIANTA CC

Klikněte prosím na tlačítko „Start“. Na konci testu klikněte na tlačítko „Vyhodnocení“.

1. Na kterém obrázku (obr. 1) je zobrazena vlnová funkce některého z vázaných stacionárních stavů částice v jednorozměrné pravoúhlé symetrické potenciálové jámě konečné hloubky?

na obrázku a,
na obrázku c,

na žádném z obrázků a–d,
na obrázku d.

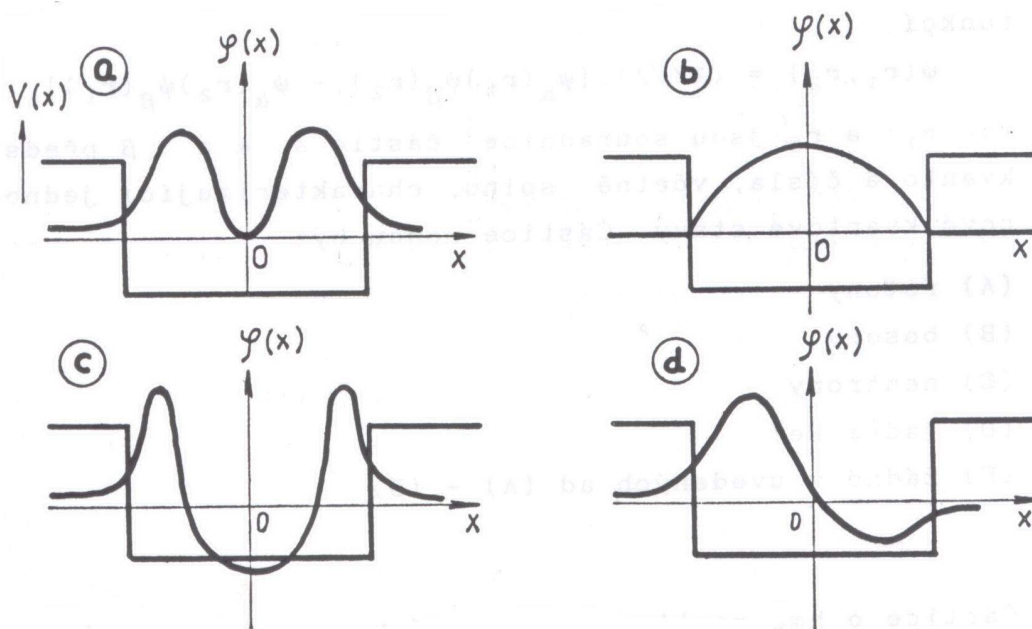
na obrázku b,

2. Skutečnost, že chemický potenciál fotonového plynu je nulový, souvisí se všemi následujícími tvrzeními vyjma jednoho.

$F = -pV$ (p je tlak a V je objem fotonového plynu),

$G = 0$ (G je Gibbsův potenciál fotonového plynu),

Hustota stavů $D(\omega)$ je kvadratickou funkcí frekvence ω fotonu.,



Obr. 1.

$F = \Omega$ (F je volná energie a Ω je velký kanonický potenciál fotonového plynu),

Počet fotonů je závislý na teplotě.

3. Kvantování z-tové komponenty orbitálního momentu hybnosti plyne z požadavku, aby vlastní funkce $\varphi(\phi)$ operátoru \mathbb{L}_z byla

omezená,
reálná,

normovaná,
všude spojitá.

periodická s periodou 2π ,

4. Je-li \hat{A} hermitovský operátor, potom platí jedno z tvrzení.

Střední hodnota operátoru \hat{A} je reálná,

Operátor \hat{A} je unitární,

Vlastní hodnoty operátoru \hat{A} jsou vždy nedegenerované,

Spektrum operátoru \hat{A} nemůže být diskrétní,

žádné z tvrzení neplatí.

5. Pro chemický potenciál μ plynu volných elektronů neplatí jedno z níže uvedených tvrzení.

Pravděpodobnost obsazení hladiny o energii rovné μ je rovna 0.5,

μ závisí na koncentraci elektronů,

Gibbsův potenciál $G = N\mu$, kde N je počet elektronů v systému,

μ nezávisí na teplotě,

$$\frac{\mu}{T} = - \left(\frac{\partial S}{\partial N} \right)_{U,V} \quad \text{kde } S \text{ je entropie, } T \text{ je absolutní teplota, } U \text{ je vnitřní energie a } V \text{ je objem plynu elektronů}$$

6. Pro systém s konstantním počtem částic je absolutní teplota

$$\left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V, \quad \left(\frac{\partial S}{\partial U} \right)_V, \quad \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_S, \quad \left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_V, \quad \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_S.$$

7. a^+ (a) je kreační (anihilační) operátor a $|n\rangle, |m\rangle$ jsou stavové vektory harmonického oscilátoru v reprezentaci obsazovacích čísel. Potom jedno z následujících tvrzení neplatí.

$$\langle n | (a^+)^2 | m \rangle = \sqrt{n(n+1)} \cdot \delta_{n,m+2}$$

,

$$\langle n | aa^+ | m \rangle = (n+1) \cdot \delta_{nm}$$

,

$$\langle n | a | m \rangle = \sqrt{(n+1)} \cdot \delta_{n,m-1}$$

,

$$\langle n | a^2 | m \rangle = \sqrt{(n+1)(n+2)} \cdot \delta_{n,m-2}$$

,

$$\langle n | a^+ | m \rangle = \sqrt{(n)} \cdot \delta_{n,m+1}$$

.

8. Skutečnost, že energie základního stavu elektronu uvězněného v potenciálové jámě není nulová, je možné kvalitativně vysvětlit pomocí

principu nerozlišitelnosti mikročástic,

faktu, že základní stav je nedegenerovaný,

Heisenbergovy relace neurčitosti pro souřadnici a hybnost,

faktu, že elektron má záporný náboj,

hypotézy, že elektron má spin.

9. Skutečnost, že nejnižší energiová hladina vodíkového atomu se v magnetickém poli štěpí v dublet, lze vysvětlit, vezmeme-li v úvahu

Fermiho-Diracovo rozdělení,

vlnové vlastnosti elektronu,

hypotézu, že elektron má vlastní magnetický moment,

Pauliho vylučovací princip,

kvantování orbitálního momentu hybnosti.

10. Částice je ve stavu popsaném vlnovou funkcí ψ . Jestliže φ_n je vlastní funkce operátoru \hat{A} příslušející nedegenerované vlastní hodnotě a_n , potom integrováním výrazu $\varphi_n^* \psi$ přes celý objem můžeme dostat

pravděpodobnost, že při měření veličiny A naměříme hodnotu a_n ,

neurčitost veličiny A ,

časovou derivaci veličiny A ,

hustotu pravděpodobnosti nalezení částice v bodě x ,

nic, co je uvedené v bodech.

11. Černé těleso zahřáté na teplotu 300 K vyzářuje maximum energie na vlnové délce $1,6 \cdot 10^{-5}$ m. Černé těleso zahřáté na teplotu 600 K vyzářuje maximálně na vlnové délce

$$4,0 \cdot 10^{-6} \text{ m,}$$

$$0,8 \cdot 10^{-5} \text{ m,}$$

$$4,0 \cdot 10^{-3} \text{ m,}$$

$$1,0 \cdot 10^{-6} \text{ m.}$$

$$3,2 \cdot 10^{-5} \text{ m,}$$

12. Který jev bezprostředně prokazuje existenci hybnosti fotonu?

Starkův jev,

Zeemanův jev,

Fotoelektrický jev,

Comptonův jev.

žádný z uvedených jevů,

13. Měrná tepelná kapacita c_v plynu volných elektronů v kovu je při pokojové teplotě řádově mnohem menší než $3/2nk$, kde n je koncentrace elektronů. Co je nejlepším vysvětlením pro tuto skutečnost?

Heisenbergova relace neurčitosti pro hybnost a souřadnici,

Pauliho princip,

Kvantování energie elektronů v kovu,

Degenerace energetických hladin,

Vlnové projevy elektronů.

14. V Einsteinově modelu je kmitající krystalová mřížka reprezentována N nezávislými kvantovými harmonickými oscilátory stejné frekvence ω .

Volná energie kmitajícího krystalu v Einsteinově modelu je rovna

$$F = NkT \ln[1 - \exp(-\hbar\omega/kT)] + N\hbar\omega/2,$$

$$F = -NkT \ln[\exp(\hbar\omega/kT) - 1] + N\hbar\omega/2,$$

$$F = -NkT \ln[1 + \exp(-\hbar\omega/kT)] + N\hbar\omega/2.$$

$$F = NkT \ln[\exp(\hbar\omega/kT) + 1] + N\hbar\omega/2,$$

$$F = -NkT \ln[1 - \exp(-\hbar\omega/kT)] + N\hbar\omega/2,$$

15. Které z tvrzení o vlastních hodnotách λ_i , $i = 1, 2, 3$,

$$\text{matice } f(x) = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix} \text{ neplatí?}$$

$$\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 0,$$

$$(\lambda_i)^3 = +1 \text{ pro } i = 1, 2, 3,$$

$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ jsou všechna reálná.

$$\lambda_1\lambda_2 = +1 \text{ pro jistou dvojici vlastních hodnot,}$$

$$\lambda_1\lambda_2 + \lambda_2\lambda_3 + \lambda_1\lambda_3 = 0,$$

16. Pro systém s konstantním počtem částic je objem roven

$$\left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_U,$$

$$\left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_T,$$

$$-\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V,$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial P}\right)_T,$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_P.$$

17. Systém v tepelné rovnováze při teplotě T sestává z velkého počtu N_0 ekvivalentních podsystémů, z nichž každý může být buď ve stavu s energií E_1 , nebo ve stavu s energií E_2 , přičemž $E_2 - E_1 = \varepsilon > 0$.

Pro entropii uvažovaného systému platí jedno z tvrzení.

Entropie s teplotou T neomezeně roste od nuly při $T = 0$,

Entropie roste od nuly při $T = 0$ k hodnotě $N_0 k \ln(2)$ při $T \rightarrow \infty$,

Entropie klesá s rostoucí teplotou T ,

Entropie je dána vztahem $N_0 k [\ln T^{5/2} - \ln p - konst]$,

Pro entropii neplatí žádné z tvrzení.

- 18.** Mikročástice v potenciálovém poli $V(x) = \alpha x^4$, kde $\alpha > 0$ se nachází ve stavu $\psi(x, t)$, který je superpozicí dvou sousedních stacionárních stavů $\psi_n(x, t)$ a $\psi_{n+1}(x, t)$ s energiemi $E_n < E_{n+1}$. Potom jedno z uvedených tvrzení neplatí.

Je-li $\psi_n(x, t)$ sudá funkce v x , potom $\psi_{n+1}(x, t)$ je lichá funkce v x ,

$$\psi_n(0, t) \cdot \psi_{n+1}(0, t) = 0,$$

Hustota pravděpodobnosti nalezení částice je sudá funkce v x ,

Hustota pravděpodobnosti nalezení částice v bodě x je periodickou funkcí času s periodou $2\pi\hbar(E_{n+1} - E_n)$,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi^*(x, t)\psi(x, t)dx \text{ není funkcí času.}$$

- 19.** Mikročástice v nekonečně hluboké pravoúhlé potenciálové jámě šířky L je v čase $t = 0$ ve stavu

$$\psi(x, t = 0) = \sqrt{(30/L^5)} \cdot x(x - L)$$

Potom pro $t > 0$ platí, že ($E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mL^2} n^2, n \in \mathcal{N}$, jsou možné energie částice v uvedené jámě)

pravděpodobnost naměření energie E_n ($n = 1, 2, 3, \dots$) je periodickou funkcí času,

pravděpodobnost naměření energie E_1 je rovna nule,

$$\psi(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_n t\right) \sin(n\pi x/L), \text{ kde } c_n = \sqrt{2/L} \int_0^L \sin(n\pi x/L) \psi(x, 0) dx,$$

$$\int_0^L \psi^*(x, t)\psi(x, t)dx \text{ závisí na čase,}$$

hustota pravděpodobnosti nalezení částice v bodě x nezávisí na čase.

- 20.** Vztah pro prahovou vlnovou délku brzdného rentgenova záření $\lambda_{min} = ch/eV$ (V je napětí mezi katodou a anodou) se odvozuje za předpokladu, že

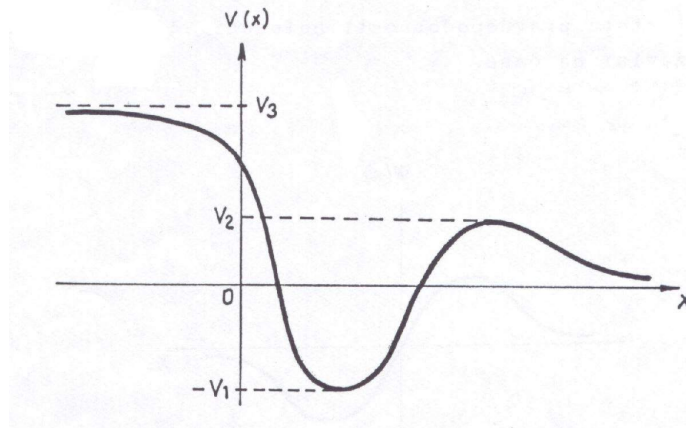
světlo je absorbováno a emitováno po kvantech o energii $E = h\nu$, kde ν je frekvence světla,

energie elektronů v kovu je kvantována,

světlo se chová jako vlna,

elektronu odpovídá vlna o vlnové délce $\lambda = h/p$, kde p je hybnost elektronu, moment hybnosti elektronů ve stacionárních stavech je roven celému násobku \hbar .

21. E je energie kvantové částice nacházející se v potenciálovém poli na obrázku 2. Potom neplatí, že



Obr. 2.

je-li $-V_1 < E < 0$, E nabývá jen diskrétních hodnot, přičemž každá z nich je dvojnásobně degenerovaná,

je-li $0 < E < V_3$, E je spojité a nedegenerované,

je-li $0 < E$, E je spojité,

je-li $E > V_3$, je energiové spektrum spojité a dvojnásobně degenerované,

je-li $-V_1 < E < V_3$, energiové spektrum je nedegenerované.

22. Částice o hmotnosti m se nachází v potenciálové jámě

$$V(x) = \frac{1}{2}m\omega_0^2x^2 + V_0\delta(x)$$

kde $V_0 > 0$ a $\delta(x)$ je Diracova delta funkce. $\varphi_0(x)$, $\varphi_1(x)$, $\varphi_2(x)$... budiž vlnové funkce této částice v daném poli pořadě příslušející vlastním energiím $E_0 < E_1 < E_2$... Potom platí

$$\begin{array}{lll} E_n = n\hbar\omega_0 & \text{pro} & E_n = \hbar\omega_0(n + \frac{1}{2}) \quad \text{pro} \\ n = 1, 3, 5, \dots & , & n = 0, 2, 4, \dots , \\ E_n = \hbar\omega_0(n + \frac{1}{2}) & \text{pro} & E_n = \hbar\omega_0(n + \frac{1}{2}) \quad \text{pro} \\ n = 1, 3, 5, \dots & , & n = 0, 1, 2, 3, \dots , \\ \text{žádné z tvrzení .} & & \end{array}$$

23. Pro vlastní funkce $\varphi_{nlm}(r, \phi, \theta) = R_{nl}(r)Y_{lm}(\phi, \theta)$ hamiltoniánu bezspinové částice ve sféricky symetrickém

$$\text{potenciálovém poli} \quad V(r) = \begin{cases} 0 & r < R \\ \infty & r > R \end{cases} \quad \text{platí, že}$$

radiální části vlnové funkce $R_{nl}(r)$ jsou dány sférickými Besselovými funkcemi,

$$\ell = 0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots,$$

$\varphi_{nlm}(r, \phi, \theta)$ jsou vlastní funkce operátoru kinetické energie,

$\mathbb{L}^2 \varphi_{nlm} = \hbar^2 m \varphi_{nlm}$, kde \mathbb{L}^2 je operátor čtverce momentu hybnosti,

$r^2 |R_{nl}(r)|^2$ určuje hustotu pravděpodobnosti nalezení částice ve vzdálenosti r od centra.

24. Mikročástice v potenciálové jámě $V(x) \neq konst.$ je ve stacionárním stavu popsán vlnovou funkcí $\psi(x, t)$. Potom jedno z následujících tvrzení není správné.

Pravděpodobnost naměření určité hodnoty p_x x -ové komponenty hybnosti nezávisí na čase,

Energie částice má ostrou hodnotu,

$\langle \mathbb{P}_x \rangle$ závisí na čase ($\langle \mathbb{P}_x \rangle$ je střední hodnota x -ové komponenty hybnosti),

Hustota pravděpodobnosti nalezení částice v bodě x nezávisí na čase,

x -ová komponenta hybnosti částice nemá ostrou hodnotu.

25. Které z následujících tvrzení pro velkou statistickou sumu Ξ neplatí?

$$\Omega = -kT \ln \Xi \quad (\Omega \text{ je velký kanonický potenciál}) \quad ,$$

$$kT \ln \Xi = pV \quad (T \text{ je teplota, } p \text{ je tlak a } V \text{ je objem plynu}) \quad ,$$

$$\langle N \rangle = kT \frac{\partial \ln \Xi}{\partial \mu} \quad (\langle N \rangle \text{ je střední počet částic a } \mu \text{ je chemický potenciál}) \quad ,$$

$$\Xi = \exp(-\Omega/kT),$$

$$G = -kT \ln \Xi \quad (G \text{ je volná energie}) \quad .$$

26. Systém v tepelné rovnováze při teplotě T sestává z velkého počtu N_0 ekvivalentních podsystémů, z nichž každý může být buď ve stavu s energií E_1 , nebo ve stavu s energií E_2 , přičemž $E_2 - E_1 = \varepsilon > 0$. Průměrný počet podsystémů, které jsou ve stavu s energií E_1 , je

$$\begin{array}{lll} N_0/[1 - \exp(\varepsilon/KT)], & N_0 \exp(-\varepsilon/KT), & N_0/2, \\ N_0/[1 + \exp(-\varepsilon/KT)], & (N_0/2) \cdot \exp(-\varepsilon/KT). & \end{array}$$

27. Komutátor $\left[\frac{d}{dx}, x \frac{d}{dx} \right]$ je roven

$$\hbar, \quad 1, \quad -\frac{d}{dx}, \quad 0, \quad \frac{d}{dx}.$$

28. Energie vyzařovaná černým tělesem je po dobu jedné minuty užita pro ohřev vody. Přitom teplota vody vzroste z $20,0^\circ\text{C}$ na $20,5^\circ\text{C}$. Pokud se absolutní teplota černého tělesa zvýší dvakrát a experiment se opakuje, potom za jednu minutu teplota vody vzroste z $20,0^\circ\text{C}$ na teplotu

$$28^\circ\text{C}, \quad 100^\circ\text{C}, \quad 24^\circ\text{C}, \quad 21^\circ\text{C}, \quad 36^\circ\text{C}.$$

29. Teplo Q_{izobar} dodané termodynamickému systému s neměnným počtem částic při izobarické expanzi (při tlaku p) ze stavu 1 do stavu 2 je rovno

$$\begin{array}{ll} T(S_2 - S_1) & H_2 - H_1 \\ (\text{ } S \text{ je entropie}) & (\text{ } H \text{ je entalpie}) \\ G_2 - G_1 & U_2 - U_1 \\ (\text{ } G \text{ je Gibbsův potenciál}) & (\text{ } U \text{ je vnitřní energie}) \\ F_2 - F_1 & \\ (\text{ } F \text{ je volná energie}) & \end{array} .$$

30. Planckův vyzařovací zákon se odvozuje za předpokladu, že

elektromagnetické záření je emitováno po kvantech o energii $E = h\nu$, kde ν je frekvence záření,

světlo se chová jako vlna,

energie fotonu při teplotě T je rovna $\frac{3}{2}kT$,

hybnost fotonu je rovna $h\vec{k}$, kde \vec{k} je vlnový vektor rovinné elektromagnetické vlny,

elektromagnetické vlny jsou příčně polarizované.

31. Tepelný stroj přijímá teplo při teplotě 727°C a vydává teplo při teplotě 527°C . Pokud stroj pracuje s nejvyšší možnou účinností, potom přijme-li teplo 2000 J , vykoná práci

2 000 J, 1 600 J, 2 760 J, 400 J, 1 450 J.

32. Uvažujme dvě fyzikální veličiny A a B . Za jakých podmínek lze současně přesně určit hodnotu obou veličin.

Vždy,

Pokud operátor A komutuje s hamiltoniánem systému,

Pokud operátor B komutuje s hamiltoniánem systému,

Pokud operátory A a B komutují,

Pokud vlastní hodnoty obou operátorů A a B jsou nedegenerované.

33. Vlnová funkce

$$\varphi(x) = A \cdot x \cdot \exp(-m\omega_0 x^2 / 2\hbar)$$

kde A je konstanta, přísluší stacionárnímu stavu harmonického oscilátoru s energií (ω_0 je kruhová frekvence harmonického oscilátoru)

$\hbar\omega_0/2$, $\hbar\omega_0$, 0, $3\hbar\omega_0/2$, $2\hbar\omega_0$.

34. Stav částice je popsán vlnovou funkcí

$$\psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi\hbar)}} \int_{-\infty}^{\infty} c(p_x) \cdot \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\left(\frac{p_x^2}{2m}t - p_x x\right)\right] dp_x$$

Potom jedno z níže uvedených tvrzení neplatí

Koeficienty $c(p_x)$ lze zvolit tak, aby $\langle(\Delta p)^2\rangle = 0$,

$|c(p_x)|^2$ udává hustotu pravděpodobnosti naměření hodnoty p_x při měření x -ové komponenty hybnosti,

Koeficienty $c(p_x)$ lze zvolit tak, aby $\langle(\Delta p)^2\rangle\langle(\Delta x)^2\rangle = 0$,

Je-li $c(p_x) \neq \delta(p_x - p_{x0})$, kde $p_{x0} \in \mathcal{R}$, energie částice nemá ostrou hodnotu,

Jde o volnou částici pohybující se ve směru osy x .

- 35.** Částice uzavřená v jednorozměrné pravoúhlé nekonečně hluboké potenciálové jámě se stěnami v bodech $x = 0$ a $x = L$ se v čase $t = 0$ nachází ve stavu

$$\psi(x, t = 0) = \sqrt{(1/L)} \cdot [\sin(2\pi x/L) + \sin(4\pi x/L)]$$

Potom v čase $t > 0$ platí

Pravděpodobnost naměření energie je periodickou funkcí času,

Energie částice je $8\pi^2\hbar^2/mL^2$,

Energie částice je $2\pi^2\hbar^2/mL^2$,

Pravděpodobnost naměření energie $8\pi^2\hbar^2/mL^2$ je 0,5,

Energie částice je $10\pi^2\hbar^2/mL^2$.

- 36.** Pro ideální klasický plyn tvořený N jednoatomovými molekulami platí všechna uvedená tvrzení vyjma jednoho

Nejpravděpodobnější hodnota velikostí rychlosti je $v_1 = \sqrt{(3kT/m)}$,

Střední kvadratická fluktuace energie jedné molekuly je $\sqrt{\langle(\varepsilon - \langle\varepsilon\rangle)^2\rangle} = \sqrt{(3/2) \cdot kT}$,

Střední kvadratická rychlost molekuly je $\sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{(3kT/m)}$,

Rozdělení pravděpodobnosti pro energii molekuly je

$$P(\varepsilon)d\varepsilon = 2\pi \left(\frac{1}{\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \varepsilon^{1/2} \exp(-\varepsilon/kT) d\varepsilon \quad \text{kde} \quad \varepsilon = \frac{1}{2}mv^2,$$

Rozdělení pravděpodobnosti pro velikost rychlosti molekuly je

$$P(v)dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp(-mv^2/2kT) dv.$$

- 37.** Je-li Fermiho teplota plynu elektronů v silně legovaném polovodiči ($n \cong 10^{19} \text{cm}^{-3}$) řádově rovna 10^2K , potom teplota degenerace v kapalném heliu He^4 ($n \cong 10^{22} \text{cm}^{-3}$) je řádově rovna

Není rovna žádnému z uvedených hodnot

| | |
|----------------------|-------------------|
| 10^{-2}K , | 10^2K , |
| 10^0K . | 10^4K , |

- 38.** Uvažujte dvoudimenzionální plyn volných elektronů, kdy

$$E(k) = \hbar^2 k^2 / 2M, \quad k = (2\pi/L)(n_x, n_y), \quad n_i \in \mathcal{Z}$$

Hustota stavů (koeficient $\alpha_j, j = 1, 2, 3, 4$, nezávisí na energii)

| | | |
|----------------------------------|---------------------------------------|--------------------------------------|
| není dána žádným z výrazů, | $\mathcal{D}(E) = \alpha_4,$ | $\mathcal{D}(E) = \alpha_1 E^{1/2},$ |
| $\mathcal{D}(E) = \alpha_2 E^2,$ | $\mathcal{D}(E) = \alpha_3 E^{-1/2}.$ | |

- 39.** V Einsteinově modelu je kmitající krystalová mřížka reprezentována N nezávislými kvantovými harmonickými oscilátory stejné frekvence ω .

Statistická suma kmitajícího krystalu v Einsteinově modelu je při teplotě T blízké absolutní nule rovna

$$Z = N(kT/\hbar\omega),$$

$$Z = \frac{N \exp(\hbar\omega/2kT)}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1},$$

$$Z = \frac{N}{1 - \exp(-\hbar\omega/kT)}.$$

$$Z = (kT/\hbar\omega)^N,$$

$$Z = \left(\frac{\exp(-\hbar\omega/2kT)}{1 - \exp(-\hbar\omega/kT)} \right)^N,$$

40. Pro tepelnou kapacitu C_v plynu tvořeného N dvouatomovými molekulami platí, že

$$C_v = \frac{7}{2}Nk \text{ pro všechny teploty,}$$

$$C_v = \frac{7}{2}Nk \text{ pro teploty } T \gg h\omega_0/k, \quad \text{kde } \omega_0 \text{ je frekvence kmitů molekuly,}$$

$$C_v = \frac{5}{2}Nk \text{ pro všechny teploty,}$$

$$C_v = \frac{3}{2}Nk \text{ pro všechny teploty,}$$

$$C_v = \frac{5}{2}Nk \text{ pro teploty } T \gg h\omega_0/k.$$