

1. ВЛАСТИВОСТІ ЯДЕРНОЇ МАТЕРІЇ (ст.1)

Приклад 1 (ст.3). Оцінити густину та концентрацію ядерної речовини. Знайти частину об'єму ядра, яка зайнята нуклонами.

Приклад 2 (ст.4). Використовуючи формулу Вайцзеккера, знайти енергію, яка виділяється під час спонтанного поділу ядра ^{235}U на два уламки з приблизним відношенням мас 2:3 (взяти масові числа уламків рівними 94 та 141).

Приклад 3 (ст.5). За допомогою формули Вайцзеккера розрахувати енергію відділення нейтронів для парно-парного ізотопу ^{40}Ca .

Приклад 4 (ст.6). Маса нейтрального атома ^{16}O $m_0 = 15.9949$ а.о.м. Визначити питому енергію зв'язку ϵ ядра ^{16}O .

Приклад 5 (ст.7). Вважаючи, що при рівномірному розподілі заряду по об'єму ядра різниця енергій зв'язку дзеркальних ядер визначається тільки різницею енергій кулонівської взаємодії протонів в цих ядрах, обчислити радіуси дзеркальних ядер $^{23}_{11}\text{Na}$ та $^{23}_{12}\text{Mg}$. $E_{ze}(^{23}\text{Na}) = 186,56 \text{ MeV}$

та $E_{ze}(^{23}\text{Mg}) = 181,72 \text{ MeV}$ - відповідні енергії зв'язку. Порівняти отримані радіуси цих ядер з

розрахованими за формулою $R = 1,22 \cdot A^{1/3} \text{ фм}$.

Приклад 6 (ст.9). Визначити за допомогою формули Вайцзеккера найбільш стабільний по відношенню до β^- розпаду елемент з масовим числом $A = 40$.

Приклад 7 (ст.10). Одне зі складових повної енергії зв'язку ядра в формулі Вайцзеккера має

вигляд $E_{сим} = \frac{\epsilon_{сим} (Z - N)^2}{A}$, де $\epsilon_{сим}$ - нормуюча константа. Середня енергія відриву одного

нейтрона від ядра близька до значення $E_1 = 8 \text{ MeV}$. Згідно до однієї з основних квантово-механічних моделей, ядро є сферою, в межах якої $N = A - Z$ нейтронів та Z протонів вільно рухаються, утворюючи два взаємно незалежні нерелятивістські вироджені фермі-гази нуклонів. Виходячи з цієї моделі, визначити:

- 1) енергію Фермі газу протонів E_{Fp} та нейтронів E_{Fn} ;
- 2) глибину потенціальної ями для нейтронів в ядрі E_n ;
- 3) середню кінетичну енергію, яка приходиться на один протон та
- 4) нейтрон $\langle E(Z) \rangle$ та $\langle E(N) \rangle$;
- 5) повну кінетичну енергію протонів та нейтронів у ядрі $E(Z, N)$;
- 6) показати, що при заданому значенні масового числа A величина $E(Z, N)$ має мінімум при оптимальному значенні $Z_{opt} = A/2$;
- 7) знайти залежність $E(Z, N)$ від малої різниці $Z - N$, в цьому наближенні знайти коефіцієнт $C_{сим}$.

2. ПРИРОДНА РАДІОАКТИВНІСТЬ ТА ЗАКОНИ СПОНТАННОГО РОЗПАДУ (ст.23)

Приклад 1 (ст.24). До крові людини увели невелику кількість розчину, який містить ^{24}Na з активністю $A_0 = 2,1 \cdot 10^3 \text{ Бк}$. Активність 1 см^3 крові, взятої через $t = 5$ год після цього, складала $a = 0,28 \text{ Бк/см}^3$. Знайти об'єм крові людини.

Приклад 2 (ст.25). Радіонуклід $^{124}_{51}\text{Sb}$ утворюється зі сталою швидкістю $q = 1,0 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. Шляхом β^- розпаду з періодом піврозпаду $T = 60$ діб він перетворюється на стабільний нуклід $^{124}_{52}\text{Te}$.

Знайти проміжок часу після початку утворення, коли активність нукліда $^{124}_{51}\text{Sb}$ становитиме $A = 3,7 \cdot 10^5 \text{ Бк}$. Визначити, яка маса нукліду $^{124}_{52}\text{Te}$ накопичиться в препараті за час $t = 120$ діб після початку його утворення.

Приклад 3 (ст.27). Під час радіоактивного розпаду ядер нукліда утворюється радіонуклід

. Їх сталі розпаду дорівнюють λ_1 та λ_2 відповідно, причому $\lambda_1 < \lambda_2$. Вважаючи, що в початковий момент часу препарат містить лише ядра нукліда A_1 у кількості N_{10} , визначити:

1) кількість ядер нукліда A_2 в момент часу t ;

2) момент часу t_m , коли кількість ядер нукліда A_2 виявиться максимальною;

3) в якому випадку може виникнути стан перехідної рівноваги, при якому відношення кількостей обох нуклідів буде залишатись сталим? Чому дорівнюватиме це відношення?

Приклад 4 (ст. 30). При β - розпаді ^{112}Pd виникає β - активний нуклід ^{112}Ag . Їх періоди піврозпаду дорівнюють $T_1 = 21 \text{ год}$ та $T_2 = 3,2 \text{ год}$, відповідно. Знайти відношення максимальної активності нукліда ^{112}Ag до початкової активності препарату, якщо в початковий момент часу він містив лише нуклід ^{112}Pd .

Приклад 5 (ст. 32). На даний момент часу в природному урані міститься 99,28% ^{238}U та 0,72% ^{235}U . Яким було співвідношення між ^{238}U та ^{235}U на момент утворення Землі, якщо вік Землі кладає $4 \cdot 10^9$ років? Періоди піврозпаду ^{238}U та ^{235}U дорівнюють, відповідно, $T_1 = 4,51 \cdot 10^9$ років та $T_2 = 0,713 \cdot 10^9$ років.

Приклад 6 (ст. 33). Радіонуклід ^{99}Mo з періодом піврозпаду 67 год. в результаті β - розпаду перетворюється в стабільний нуклід ^{99}Tc . При цьому 75% β - перетворень відбуваються через ізомерний стан $^{99}\text{Tc}^m$, період піврозпаду якого становить 6,04 год. Визначити відносну кількість стабільних ядер в препараті через 5,00 год., покладаючи, що в початковий момент часу препарат містив тільки радіонуклід ^{99}Mo .

3. АЛЬФА-РОЗПАД ВАЖКИХ ЯДЕР (ст. 38)

Приклад 1 (ст. 40). Оцінити висоту кулонівського бар'єра для α -частинок, що випускаються ядрами $^{222}_{86}\text{Rn}$ (заокругленням верхівки потенціального бар'єра знехтувати). Якою в цих ядрах буде ширина бар'єра (тунельна відстань) для α -частинок з енергією $5,5 \text{ MeV}$? (Рис. 3.1).

Приклад 2 (ст. 44). Ядра ^{210}Po випускають α -частинки з кінетичною енергією $E_\alpha = 5,3 \text{ MeV}$, при цьому практично всі дочірні ядра опиняються безпосередньо в основному стані. Знайти повну енергію, що вивільнюється під час одного акту розпаду. Визначити початкову активність препарату ^{210}Po , якщо за час, що дорівнює його періоду піврозпаду, препарат виділив $2,2 \text{ кДж}$ тепла.

Приклад 3 (ст. 46). Визначити кінетичні енергії α -частинок E_α , що утворюються під час розпаду ядра ^{212}Bi на збуджені рівні ядра ^{208}Tl з енергіями $0,49 \text{ MeV}$ та $0,61 \text{ MeV}$ (Рис. 3.2). Енергія зв'язку $E_{\text{зв}}(Z, A)$ ядра ^{212}Bi - $1654,32 \text{ MeV}$, ядра ^{208}Tl - $1632,23 \text{ MeV}$ та α -частинки - $28,3 \text{ MeV}$.

Приклад 4 (ст. 48). Розпад ядер ^{210}Po відбувається з основного стану й супроводжується випусканням двох груп α -частинок: основної з енергією $E_\alpha = 5,3 \text{ MeV}$ та слабкої (за інтенсивністю) з енергією $E'_\alpha = 4,5 \text{ MeV}$. Знайти енергію α -розпаду цих ядер та енергію γ -квантів, що випромінюються дочірніми ядрами.

Приклад 5 (ст. 50). Під час розпаду ядер ^{212}Po випускаються чотири групи α -частинок: основна з енергією $8,78 \text{ MeV}$ та довгопробіжні з енергіями $9,492$; $10,422$ та $10,542 \text{ MeV}$. Розрахувати та побудувати схему рівнів ядра ^{212}Po , якщо відомо, що дочірні ядра в усіх випадках опиняються безпосередньо в основному стані.

Приклад 6 (ст. 51). Оцінити відношення висоти відцентрового бар'єра до висоти кулонівського бар'єра для частинок, що вилітають з ядра $^{230}_{90}\text{Th}$.

4. БЕТА-РОЗПАД ЯДЕР (ст. 58)

Приклад 1 (ст.59). Ядро ^{32}P зазнає β^- розпаду, в результаті якого дочірнє ядро опиняється безпосередньо в основному стані. Визначити максимальні значення кінетичної енергії та імпульсу β^- частинок та відповідну кінетичну енергію віддачі дочірнього ядра.

Приклад 2 (ст.63). Ядра ^{37}Ar зазнають K -захоплення, в результаті якого дочірні ядра опиняються безпосередньо в основному стані. Нехтуючи енергією зв'язку K -електрона, визначити кінетичну енергію та швидкість дочірнього ядра.

Приклад 3 (ст.65). Визначити можливі типи β^- розпаду ядра ^{114}In . Енергії зв'язку відповідних ядер: $E_{36}(^{114}\text{In}) = 970,2 \text{ MeV}$, $E_{36}(^{114}\text{Cd}) = 972,4 \text{ MeV}$, $E_{36}(^{114}\text{Sn}) = 971,4 \text{ MeV}$

Приклад 4 (ст.66). Знайти енергію нейтрино при K -захопленні в атомах ^{131}Cs , якщо енергія зв'язку K -електрона в дочірньому атомі 35 keV , а повна енергія, яка виділяється в процесі, дорівнює 355 keV . Дочірнє ядро опиняється безпосередньо в основному стані.

Приклад 5 (ст.67). Обчислити сумарну кінетичну енергію частинок, які виникають під час β^- розпаду нейтрона, що знаходиться у стані спокою.

Приклад 6 (ст.68). K -захоплення в атомах ^7Be частково відбувається через збуджений стан дочірнього ядра, яке випромінює при цьому γ^- квант з енергією 720 keV . Визначити кінетичну енергію дочірнього ядра після випромінювання γ^- кванта, якщо кут між напрямками руху нейтрино та ядра віддачі дорівнює 90° . якою є ця енергія в тому випадку, коли дочірнє ядро виникає безпосередньо в основному стані?

5. ГАММА-ВИПРОМІНЮВАННЯ. ЕФЕКТ МЕСБАУЕРА (ст.78)

Приклад 1 (ст.82). Ізмерне ядро $^{109}\text{Ag}^m$ під час переходу до основного стану випромінює або γ^- квант з енергією 87 keV , або конверсійний K -електрон з параметром $Bp = 860 \text{ Гс} \cdot \text{см}$. Озрахувати енергію зв'язку K -електрона.

Приклад 2 (ст.84). Знайти кількість конверсійних електронів, що випускаються за $t = 1 \text{ с}$ препаратом ^{59}Fe , активність якого $3,7 \cdot 10^7 \text{ Бк}$. Схему β^- розпаду ядер ^{59}Fe зображено на Рис. 5.2. Коefіцієнти внутрішньої конверсії відповідних γ^- квантів дорівнюють: $\alpha_{\gamma_1} = 1,8 \cdot 10^{-4}$; $\alpha_{\gamma_2} = 1,4 \cdot 10^{-4}$; $\alpha_{\gamma_3} = 7 \cdot 10^{-3}$. Ймовірності випромінювання квантів γ_2 та γ_3 відносяться як 1:15.

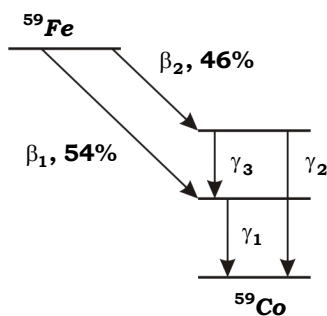


Рис. 5.2. Схема розпаду ізотопу ^{59}Fe

Приклад 3 (ст.87). Вільне ядро масою M , що знаходилось у спокої, перейшло зі збудженого стану до основного, випромінивши γ^- квант. Знайти: а) енергію випроміненого γ^- кванта та енергію віддачі $E_{від}$ ядра, якщо енергія збудження складає E_{12} . Отримати числове значення для ядра ^{191}Ir , якщо $E_{12} = 129 \text{ keV}$; б) різницю енергій випроміненого та поглинутого γ^- квантів у випадку вільних ядер. Порівняти цю різницю з природною (Γ) та доплерівською шириною лінії (доплерівська

$$E_d = E_{12} \sqrt{\frac{2kT}{Mc^2}}$$

ширина дорівнює Γ) при $T = 300 \text{ К}$; в) температуру T , при якій доплерівська ширина дорівнюватиме різниці енергій для випромінювання та поглинання.

Приклад 4 (ст.91). Ефект Месбауера полягає в тому, що в кристалах можуть реалізуватись процеси

випромінювання та поглинання γ^- квантів без передачі енергії віддачі, або «без віддачі ядер». В цьому випадку закон збереження імпульсу виконується за рахунок передачі імпульсу всьому кристалу (колективний процес). Лінії випромінювання та поглинання без віддачі мають природну ширину.

Кристал ^{191}Ir випромінює γ^- кванти з енергією $\hbar\omega_0 = 129 \text{ кеВ}$. Лінія Месбауера має ширину $\Gamma = 4,6 \cdot 10^{-6} \text{ еВ}$. Припустимо, що кристал, який випромінює γ^- кванти, рухається зі швидкістю \bar{v} , а кристал, що поглинає, знаходиться у спокої. Знайти найменшу швидкість \bar{v} джерела, яку можна зареєструвати за зміною величини поглинання γ^- квантів. Вважати, що з упевненістю можна зареєструвати доплерівську зміну частоти γ^- квантів, яка дорівнює $\frac{1}{6}$ ширини месбауерівської лінії.

Приклад 5 (ст.92). Джерело γ^- квантів розташоване над поглиначем на висоті 20 м . З якою швидкістю треба рухати вгору джерело, щоб у місці розташування поглинача повністю компенсувати гравітаційну зміну енергії γ^- кванта, обумовлену гравітаційним полем Землі?

Приклад 6 (ст.93). Під час випромінювання γ^- квантів, які відповідають месбауерівській лінії, середній імпульс атома, що випромінює, не змінюється. Середня ж кінетична енергія такого атома, яка відповідає коливальному стану атома в матриці, зростає внаслідок зменшення його маси на величину $\frac{\hbar\omega_0}{c^2}$, де $\hbar\omega_0$ – енергія γ^- кванта. Це призводить до того, що частота месбауерівської

лінії виявляється дещо меншою за частоту переходу ω_0 , а саме:
$$\omega = \omega_0 \left(1 - \frac{\langle v \rangle^2}{2c^2} \right),$$
 де $\langle v \rangle^2$ – квадрат середньої квадратичної швидкості атома.

а) Отримати цей вираз з енергетичних міркувань та пояснити, в якому випадку такий ефект можна спостерігати за допомогою звичайної техніки спостереження ефекту Месбауера.

б) На скільки градусів температура джерела повинна бути більшою за температуру поглинача, щоб температурне зміщення месбауерівської γ^- лінії ^{57}Fe повністю компенсувало гравітаційне зміщення, якщо джерело знаходиться над поглиначем на відстані $l = 20 \text{ м}$? Вважати, що середня кінетична енергія атомів у кристалі дорівнює $\frac{3}{2}kT$.

6. ЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ З ЗАРЯДЖЕНИМИ ЧАСТИНКАМИ (ст.101)

Приклад 1 (ст.104). Літієву мішень опромінюють пучком протонів з кінетичною енергією, яка в $\eta = 1,5$ рази перевищує порогове значення. Знайти енергію нейтронів, які вилітають в результаті реакції $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ – $1,65 \text{ МеВ}$ під кутом 90° до пучка протонів. (3)

Приклад 2 (ст.106). Обчислити енергію реакції $^{14}\text{N}(\alpha,p)^{17}\text{O}$, якщо енергія α^- частинок, які налітають на мішень, складає $E_{\kappa\alpha} = 4 \text{ МеВ}$, а протон, який вилетів під кутом $\theta = 60^\circ$ до напрямку руху α^- частинок, має кінетичну енергію $E_{\kappa p} = 2,08 \text{ МеВ}$. (4)

Приклад 3 (ст.108). Знайти енергію нейтронів, які вилітають при фоторозщепленні берилію за реакцією $^9\text{Be}(\gamma,n)^8\text{Be}$ γ^- квантами з енергією $\hbar\omega = 1,78 \text{ МеВ}$. Енергетичний вихід реакції складає $Q = -1,65 \text{ МеВ}$ (5)

Приклад 4 (ст.109). Під час опромінювання товстої алюмінієвої мішені пучком α^- частинок з кінетичною енергією $E_{\kappa\alpha} = 7 \text{ МеВ}$ в результаті реакції (α,n) випромінюється потік нейтронів $J_n = 1,6 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. Знайти вихід та середній переріз даної реакції, якщо струм α^- частинок складає $I_\alpha = 50 \text{ мкА}$. (6)

Приклад 5 (ст.111). Залізну мішень опромінюють пучком протонів з енергією $E_{\kappa p} = 22 \text{ МеВ}$. В результаті ядерної реакції (p,n) , вихід якої складає $w = 1,2 \cdot 10^{-3}$, утворюється радіонуклід ^{56}Co з періодом піврозпаду $T = 77,2 \text{ доби}$. Визначити активність мішені через час $\tau = 2,5$ годин після початку опромінювання при струмі протонів $I_p = 21 \text{ мкА}$. (7)

Приклад 6 (ст.113). У камеру, яка заповнена повітрям за нормальних умов, впускають пучок частинок з кінетичною енергією . Довжина камери вздовж пучка більша за довжину

$$^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O} - 1,2 \text{ MeV}$$

пробігу α -частинок з даною енергією. Знайти середній переріз реакції, якщо вихід цієї реакції складає $\omega = 2 \cdot 10^{-6}$. Вміст азоту в повітрі складає $\eta = 78\%$ за об'ємом. (8)

Приклад 7 (ст.115). Визначити порогову енергію $E_{\text{пор}}$, яка потрібна для народження пари нуклон-антинуклон у випадку зіткнення двох протонів, та порівняти її з енергією реакції. (9)

7. ЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ ЗА УЧАСТЮ НЕЙТРОНІВ (ст.122)

Приклад 1 (ст.125). Для одержання потужних потоків швидких нейтронів в ядерному реакторі розташовують дейтерид літію LiD , в якому повільні нейтрони реактора збуджують реакцію $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H} + 4,8 \text{ MeV}$. Ядра тритію, в свою чергу, збуджують реакції а) $D(t, n)^4\text{He} + 17,6 \text{ MeV}$ та б) $^7\text{Li}(t, n)^9\text{Be} + 10,4 \text{ MeV}$, які й є джерелом швидких нейтронів. Знайти максимальну та мінімальну енергію цих нейтронів. (12)

Приклад 2 (ст.129). Тонку платівку з фосфору з масовою товщиною $1,0 \text{ г/см}^2$ опромінювали протягом часу $\tau = 4,0 \text{ год}$ потоком нейтронів $j_n = 2,0 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ з кінетичною енергією 2 MeV . Через час $t = 1,0 \text{ год}$ після закінчення опромінення активність пластинки становила $3,9 \cdot 10^6 \text{ Бк}$. Відомо, що активність обумовлена нуклідом ^{31}Si , який виникає в результаті реакції (n, p) . Визначити переріз даної реакції. (15)

Приклад 3 (ст.130). Берилієву платівку опромінюють потоком нейтронів з кінетичною енергією 14 MeV , який падає нормально до її поверхні. Оцінити товщину платівки, необхідну для 10% - го ідтворення нейтронів за реакцією $(n, 2n)$, переріз якої при такій енергії нейтронів $\sigma = 0,50 \text{ барн}$. Вважати, що інших процесів немає і що вторинні нейтрони у платівці не поглинаються. (16)

Приклад 4 (ст.132). Було досліджено, що під час взаємодії теплових нейтронів з енергією $0,025 \text{ eV}$ з ядрами ^{113}Cd переріз розсіювання складає $0,22\%$ від перерізу радіаційного захоплення. Визначити відношення ймовірності розпаду складного ядра з випромінюванням нейтронів до ймовірності випромінювання γ -квантів при резонансній енергії нейтронів $E_{n0} = 0,178 \text{ eV}$ (17)

Приклад 5 (ст.134). За допомогою формули Брейта-Вігнера визначити:

а) ширину Γ рівня проміжного ядра, яке виникає під час захоплення нейтрона ядром ^{113}Cd , якщо переріз радіаційного захоплення при енергії нейтрона $E_n = 2E_{n0}$ у 50 разів менший за переріз цього процесу в резонансі (при $E_n = E_{n0}$), де $E_{n0} = 0,178 \text{ eV}$. Вважати, що Γ не залежить від енергії нейтронів $(\Gamma_\gamma, \Gamma_n)$;

б) показати, що у випадку, коли ширина ΔE резонансного максимуму кривої $\sigma_{n\gamma}(E_n)$ на половині його висоти мала ($\Delta E \ll E_{n0}$), то $\Delta E \approx \Gamma$. (18)

Приклад 6 (ст.136). Знайти відношення резонансного перерізу пружного розсіювання нейтронів ядрами ^{55}Mn до геометричного перерізу даних ядер, якщо $E_{n0} = 337 \text{ eV}$, $\Gamma_{n0} \approx \Gamma$, E_{n0} та спін рівня проміжного ядра, через яке відбувається процес, $J = 2$. (20)

Приклад 7 (ст.137). Оцінити, у скільки разів послабиться вузький пучок швидких нейтронів з кінетичною енергією 10 MeV під час проходження через свинцеву платівку товщиною 4 см . Вважати, що ефективний переріз ядра $\sigma = 2\pi(R + \lambda)^2$, де R - радіус ядра, λ - перенормована довжина хвилі де Бройля нейтрона. (20)

Приклад 8 (ст.138). Інтенсивність вузького пучка повільних моноенергетичних нейтронів зменшується у 20 разів під час проходження через платівку з бору природного ізотопного складу. Масова товщина платівки $1,0 \text{ г/см}^2$. Визначити енергію нейтронів, маючи на увазі, що в даному випадку є справедливим закон $\sigma \propto 1/v$, де v - швидкість нейтронів. (21)

8. РЕАКЦІЇ ДІЛЕННЯ ВАЖКИХ ЯДЕР. ЯДЕРНІ РЕАКТОРИ (ст.145)

Приклад 1 (ст.148). Кулонівське відштовхування протонів сприяє діленню атомного ядра, а сили поверхневого натягу протидіють цьому. Виразити умову енергетичної вигідності поділу ядра на два приблизно однакові уламки через параметр α , користуючись формулою Вайцеккера для

кулонівської E_c та поверхневої E_σ енергій.

Приклад 2 (ст.153). Ядро, яке виникає під час захоплення нейтрона ядром ^{238}U , зазнає ділення, якщо кінетична енергія нейтрона є більшою за $1,4 \text{ MeV}$, а ядро ^{235}U зазнає ділення під час захоплення теплових нейтронів. Знайти енергію активації ядер ^{238}U та ^{235}U по відношенню до реакції ділення.

Приклад 3 (ст.156). Під час захоплення теплових нейтронів атомними ядрами конкурують два процеси:

- а) радіаційне захоплення з перерізом $\sigma_{n\gamma}$;
- б) ділення ядра з перерізом σ_f .

Під час одного акту поділу в середньому виділяється ν нейтронів. Знайти коефіцієнт η , який дорівнює кількості нейтронів на один акт ділення, які в подальшій ланцюговій реакції призвели б до поділу в чистих ізотопах ^{233}U , ^{235}U та ^{239}Pu , якби вони були нескінченими. Скористатись даними таблиці 1 для перерізів взаємодії нейтрона з енергією $0,025 \text{ eV}$.

Порівняти значення коефіцієнта η_m на теплових нейтронах для природного та збагаченого ($1,5\% \text{ } ^{235}\text{U}$) урану.

Таблиця 8.1.

Ізотопи	$\sigma_f, 10^{-24} \text{ см}^2$	$\sigma_{n\gamma}, 10^{-24} \text{ см}^2$	ν
^{233}U	527	54	2,52
^{235}U	582	112	2,41
^{239}Pu	746	280	2,92

Приклад 4 (ст.158). Показати, що в природній суміші урану неможлива ланцюгова реакція ділення на швидких нейтронах. На кожен акт ділення ядер ^{235}U та ^{238}U під час взаємодії зі швидкими нейтронами виникає в середньому 2,5 нейтрони ділення. Переріз поділу ядра ^{238}U складає близько $\sigma_f^8 = 0,5 \text{ барн}$, ядра ^{235}U — $\sigma_f^5 = 2 \text{ барн}$, переріз непружного розсіювання нейтронів ядрами ^{238}U $\sigma_c^8 \approx 2 \text{ барн}$, перерізи радіаційного захоплення швидких нейтронів ядрами ^{235}U та ^{238}U дорівнюють приблизно $\sigma_{n\gamma}^5 \approx \sigma_{n\gamma}^8 \approx 0,2 \text{ барн}$. Врахувати також, що у спектрі ділення лише 60% нейтронів мають енергію вищу за ефективний поріг $E_{\text{пор}} \approx 1,4 \text{ MeV}$ для ^{238}U .

Приклад 5 (ст.159). Оцінити проміжок часу, необхідний для поділу 1 кг речовини середовищі ^{235}U (без урахування виходу нейтронів за межі активної зони), якщо середня енергія нейтронів ділення $1,6 \text{ MeV}$, переріз ділення урану ^{235}U для цієї енергії становить близько 2 барн та коефіцієнт розмноження $k_\infty = 1,001$. Вважати, що в початковий момент розділилось одне ядро. Як зміниться результат, якщо $k_\infty = 1,01$? Прийняти, що середній час життя одного покоління нейтронів в ^{235}U $\tau_n = 10^{-7} \text{ с}$.

Приклад 6 (ст.161). Реактивністю реактора називається величина $\rho = \frac{k-1}{k}$, де k — коефіцієнт розмноження нейтронів. Якщо $|k-1| \ll 1$, то $\rho \approx k-1$. Знайти в цьому наближенні закон зміни потужності реактора $P(t)$ в надкритичному режимі, коли $k > 1$. Визначити період T реактора, тобто час, за який потужність зростає в e разів. Середній час життя одного покоління нейтронів дорівнює $\bar{\tau}$. Вважати, що під час однієї реакції поділу виділяється енергія Q_0 , кількість ядер в активній зоні, що зазнали поділу в початковий момент часу — N_0 .

Приклад 7 (ст.162). Під час радіаційного захоплення нейтрона ядро в результаті ряду реакцій перетворюється в ядро . (Як і , ділиться тепловими нейтронами). В

результаті такого процесу «неядерне паливо» ^{238}U перетворюється на «ядерне паливо» ^{239}Pu . Коефіцієнтом відтворення «ядерного палива» k_e називається відношення кількості атомів створеного «палива» до кількості атомів витраченого. Нехай в початковий момент часу у ТВЕЛлах (ТВЕЛ - тепловиділяючий елемент) містилось 10% ^{239}Pu та 90% ^{238}U . При якому значенні $P_m(k_e - 1)$, де P_m - теплова потужність реактора, віднесена до одиниці ваги «палива», частина лутоною збільшиться удвічі за 10 років неперервної роботи реактора?

Приклад 8 (ст.164). Нехай $N(t)$ - кількість нейтронів в активній зоні ядерного реактора, $C(t)$ - кількість уламків ділення, які здатні випускати нейтрони із запізненням. Час життя покоління миттєвих нейтронів дорівнює $\tau = 10^{-3}$ с. Середній час запізнення нейтронів $\tau_3 = 13$ с. Рівняння динаміки реактора записуються наступним чином:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \frac{k(1-\beta)-1}{\tau} N + \frac{1}{\tau_3} C, \\ \frac{dC}{dt} &= \frac{\beta k}{\tau} N - \frac{1}{\tau_3} C, \end{aligned} \quad (8.8.1)$$

де β - відносна частина нейтронів, що запізнюються, k - коефіцієнт розмноження нейтронів.

а) Розглянути критичний режим реактора, при якому $k=1$. Знайти стаціонарний розв'язання та час встановлення стаціонарного режиму.

б) Знайти період реактора T в слабо надкритичному режимі, коли $k-1 \ll 1$.

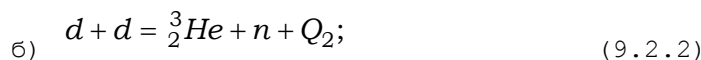
9. РЕАКЦІЇ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗУ (ст.173)

Приклад 1 (ст.181). Основна реакція у водневому середовищі в центрах зірок



відбувається за рахунок слабкої взаємодії з дуже малим перерізом. Наприклад, при енергії протонів 1 MeV переріз реакції (9.1.1) $\sigma = 10^{-47} \text{ см}^2$, а при енергії 1 keV $\sigma = 10^{-51} \text{ см}^2$. Одна з можливостей здійснити цю реакцію в лабораторних умовах - бомбардування пучком протонів товстої мішені, що складається з води. Розрахувати, яким має бути струм протонів з енергією 1 MeV , які падають на таку мішень, щоб за 1 годину відбулась одна реакція синтезу. Масова довжина пробігу протона у воді $\rho l = 8 \cdot 10^{-4} \text{ з/см}^2$.

Приклад 2 (ст.182). Відомо, що важка вода (D_2O) міститься в морській воді в кількості 1 молекули приблизно на кожні 6000 молекул звичайної води. Яка енергія виділиться в термоядерному реакторі під час спалювання всього дейтерію, який міститься в 1 л води? Реакції дейтерієвого синтезу при відносній енергії частинок $E = 1 \text{ MeV}$ відбуваються приблизно з рівною ймовірністю і проходять наступним чином:



Приклад 3 (ст.184). Оцінити мінімальну температуру дейтерієвої плазми, при якій дейтрони з найбільш імовірною швидкістю відносного руху зможуть подолати висоту кулонівського бар'єра. Радіус дейтрона $R \approx 2,0 \text{ фм}$.

Приклад 4 (ст.185). Для однойменно заряджених частинок з кінетичною енергією відносного руху \tilde{T} , значно меншою за висоту кулонівського бар'єра, коефіцієнт прозорості бар'єра за відсутності кранування має вид:

$$D \approx \exp\left(-\frac{\alpha}{\sqrt{\tilde{T}}}\right), \quad \alpha = \pi q_1 q_2 \frac{\sqrt{2\mu}}{\hbar}, \quad (9.4.1)$$

де q_1, q_2 - заряди частинок, μ - їх зведена маса.

а) Отримати цю формулу за допомогою загального виразу для коефіцієнта прозорості тунельного бар'єра:

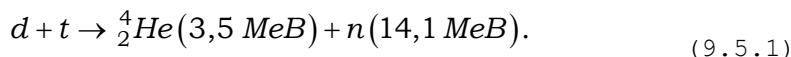
$$D \approx \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U-T)} dx\right), \quad (9.4.2)$$

тут m - маса та кінетична енергія частинки, яка тунелює через бар'єр, x_1, x_2 - координати

точок, між якими $U > T$;

б) Розрахувати значення D для дейтронів з найбільш імовірною швидкістю відносного руху в плазмі з температурою $1,0 \text{ кеВ}$ та $10,0 \text{ кеВ}$.

Приклад 5 (ст.188). У першому поколінні термоядерних реакторів планують використати реакцію дейтерію з тритієм:



Величина $\langle \sigma v \rangle$, де σ – переріз реакції, а v – відносна швидкість руху частинок, що реагують, усереднена за максвелівським розподілом швидкостей, дорівнює:

$$\langle \sigma v \rangle = 5,5 \cdot 10^{-21} \text{ см}^3/\text{с} \quad \text{при} \quad v = 1 \text{ кеВ},$$

$$\langle \sigma v \rangle = 1,1 \cdot 10^{-16} \text{ см}^3/\text{с} \quad \text{при} \quad v = 10 \text{ кеВ}.$$

Припускаючи, що плазма містить рівну кількість атомів дейтерію та тритію, розрахувати густину теплової потужності та повну потужність W термоядерної установки, якщо об'єм плазми 500 м^3 , а густина електронів $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Приклад 6 (ст.189). Яким був би радіус сферичного термоядерного реактора, заповненого дейтерієвою плазмою з концентрацією дейтронів n при температурі θ , якби тепло з активної зони відводилось лише у вигляді теплового випромінювання у відповідності до закону Стефана-Больцмана?

Знайти температуру θ_m , при якій радіус реактора буде мінімальним та обчислити його значення, якщо $n = 1,0 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Приклад 7 (ст.191). Згідно критерію Лоусена, термоядерна реакція в суміші дейтерію та тритію буде самопідтримуваною при $\theta = 10 \text{ кеВ}$, якщо $n\tau > 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$, де n – концентрація електронів у плазмі, τ – енергетичний час життя плазми, який визначається її випромінюванням, теплопровідністю та дифузією. (Енергетичним часом життя плазми називають відношення енергії плазми до потужності втрат енергії з плазми P).

Втрати енергії компенсуються зарядженими продуктами реакції, у даному випадку – ядрами гелію. Розрахувати при $n = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ та $n\tau = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ густину потужності P теплових втрат плазми (без урахування електромагнітного випромінювання).

Приклад 8 (ст.192). В умовах попереднього прикладу перевірити, що критерій Лоусена для енергетично вигідної, але не самопідтримуваної термоядерної реакції при $\theta = 10 \text{ кеВ}$ та $n = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ має вигляд:

$$n\tau > 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}.$$

Енергетично вигідною вважається реакція, при якій втрати енергії з плазми втричі менші, ніж повна термоядерна енергія, яка виділяється в реакторі.

10. ПРИСКОРЮВАЧІ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК (ст.200)

Приклад 1 (ст.204). Визначити для електрона та протона, які рухаються по коловим орбітам в однорідному магнітному полі з індукцією $B = 10 \text{ кГс}$, періоди обертання та радіуси орбіт, якщо кінетична енергія частинок становить $E_k = 10 \text{ MeV}$. (24)

Приклад 2 (ст.207). В циклотроні іони рухаються в однорідному магнітному полі й отримують прискорення в проміжку між двома прискорюючими електродами (дуантами). Для резонансного прискорення повинна виконуватись умова синфазності – частота обертання іона та частота електричного поля повинні співпадати. Проте частота обертання іона не лишається постійною,

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

оскільки маса його зростає згідно співвідношенню . В циклотроні відбувається порушення синфазності, тому іони не можуть досягти дуже великих енергій. Очевидно, що найбільшу енергію іонам можна надати, якщо розбалансування, тобто різниця між частотою прискорюючого поля та частотою обертання, буде найменшою. Яку треба вибрати частоту прискорюючого поля, необхідну для прискорення протнів в циклотроні з магнітом, який створює постійне поле з напруженістю 15 кГс та має радіус 65 см , щоб порушення синфазності циклотрону було найменшим? (26)

Приклад 3 (ст.208). Для того, щоб у циклотроні не виникало порушення синфазності (див. Розділ 10, Приклад 2), можна повільно змінювати з часом магнітне поле. В такому випадку частота обертання частинки залишатиметься постійною. Такий прискорювач називається синхротроном. Винахідником синхротрону, як і фазотрону (прискорювача, в якому повільно змінюється частота електричного поля), є В.І.Векслер. Знайти зміну радіуса орбіти в синхротроні в однорідному

магнітному полі, що змінюється за законом $B(t) = B_0 \sin \omega_0 t$ Частота прискорюючого електричного поля дорівнює Ω , а енергія спокою частинки, що прискорюється, E_0 . В яких межах змінюється радіус орбіти електрона, який прискорюється від 2 до 100 MeV, якщо частота електричного поля $\Omega = 7 \cdot 10^8 \text{ рад/с}$, частота зміни магнітного поля $\omega_0 = 314 \text{ рад/с}$? (27)

Приклад 4 (ст.210). Бетатроном називається установка для прискорення заряджених частинок до великих енергій. Між полюсами електромагніту, струм збудження якого можна змінювати з часом згідно заданого закону, розташовують вакуумну камеру, в якій частинка може вільно рухатись по колу. Прискорення здійснюється за рахунок вихрового електричного поля, яке виникає під час зміни магнітного поля. Довести, що у випадку, коли потік магнітної індукції $\Phi(r)$ через площу, обмежену контуром з радіусом r , в кожен момент часу вдвічі більший за $\pi r^2 B_{орб}$, де $B_{орб}$ – індукція магнітного поля на орбіті, то радіус орбіти електрона залишатиметься постійним (стаціонарна орбіта). (28)

Приклад 5 (ст.212). Нехай в бетатроні магнітний потік всередині рівноважної орбіти з радіусом зростає від нуля з постійною швидкістю $d\Phi/dt = 5 \cdot 10^9 \text{ Мккс/с}$. Визначити: а) напруженість вихрового електричного поля на орбіті та енергію, що її отримує електрон за $5 \cdot 10^5$ обертів; б) пройдений електроном шлях протягом часу $\tau = 3 \text{ мс}$ та отриману ним за цей час енергію. (29)

Приклад 6 (ст.214). Під час руху по колу електрон випромінює електромагнітні хвилі і втрачає за один повний оберт енергію $\frac{4\pi e^2}{3r} \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right)^4$, де r – радіус орбіти, m_0 – маса спокою електрона, E – його повна енергія. Ця формула є справедливою, якщо втрати енергії протягом одного оберту значно менші за повну енергію електрона. Розрахувати, яку енергію втрачатиме електрон за один оберт в бетатроні на 100 MeV наприкінці процесу прискорення, якщо радіус орбіти становить 80 см . Визначити, при якій енергії втрати на випромінювання за один оберт дорівнюватимуть енергії, що електрон отримує від вихрового електричного поля, якщо $dB_{орб}/dt = 2 \cdot 10^6 \text{ Гс/с}$ ($B_{орб}(t)$ – індукція магнітного поля на орбіті електрона). (30)

Приклад 7 (ст.215). Лінійний прискорювач частинок побудовано наступним чином: пучок іонів проходить всередині трубок різної довжини, розташованих на одній лінії. Прискорення відбувається в проміжку між трубками (Рис.10.1). Трубки приєднано до протилежних клем генератора почергово, так що в кожен заданий момент часу різниця потенціалів в парних проміжках дорівнює $V_0 \cos \omega t$, а в непарних – $-V_0 \cos \omega t$. Припускаючи, що іони впускаються до прискорювача з початковою енергією $W_{поч}$ та що проміжки між трубками складають 25% від довжини трубок, знайти необхідну довжину трубок в лінійному прискорювачі. Розглянути прискорювач для протонів на 40 MeV : $W_{поч} = 4 \text{ MeV}$, $\Omega = 12,56 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Протон за один прохід через прискорюючий проміжок отримує енергію 1 MeV . (31)

Приклад 8 (ст.218). Лінійний прискорювач з біжучою хвилею являє собою циліндричний діафрагмований хвилевід, вздовж осі якого поширюється електромагнітна хвиля з осьовою складовою E_z . За допомогою кільцевих діафрагм з отворами досягається збільшення фазової швидкості хвилі вздовж хвилеводу, причому частинка, яка прискорюється, знаходиться весь час приблизно в одній і тій самій фазі хвилі (Рис. 10.2). Для прискорення електронів іноді фазову швидкість поширення хвилі обирають постійною і рівною швидкості світла. (33).

11. ГАЛЬМУВАННЯ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК ТА ГАММА-КВАНТІВ У СЕРЕДОВИЩІ.

ВЗАЄМОДІЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ З РЕЧОВИНОЮ (ст.227)

Приклад 1 (ст.232). Обчислити іонізаційні втрати енергії дейтрона з кінетичною енергією 4 MeV на одиниці шляху в азоті за нормальних умов.

Приклад 2 (ст.233). Знайти залежність радіаційної довжини $L_{рад}$ електрона від порядкового номера речовини Z . Обчислити $L_{рад}$ для електрона в азоті (за нормальних умов), в алюмінії та в свинці.

Приклад 3 (ст.235). Знайти середній пробіг протонів з кінетичною енергією 3 MeV у свинці.

Приклад 4 (ст.236). Який відсоток α -частинок, що випромінюються ізотопом ^{210}Po , поглинається в алюмінієвій фользі з масовою товщиною $0,01 \text{ г/см}^2$?

Приклад 5 (ст.237). Оцінити кінетичну енергію електронів, за якої радіаційні втрати енергії в алюмінії складатимуть $\frac{3}{4}$ від всіх втрат. Обчислити величину критичної енергії електрона в цьому випадку та величину іонізаційних втрат для електрона з кінетичною енергією 9 MeV .

Приклад 6 (ст.239). При гальмуванні електронів достатньо великих енергій в полі ядра переріз випромінювання γ^- квантів в інтервалі частот $(\omega, \omega + d\omega)$ поблизу максимальної частоти гальмівного

$$d\sigma = \frac{1}{nL_{\text{рад}}} \frac{d\omega}{\omega}$$

випромінювання визначається формулою, де n – кількість ядер в одиниці об'єму, а $L_{\text{рад}}$ – радіаційна довжина. Знайти ймовірність того, що електрон втратить більше 90% своєї початкової енергії під час проходження через цинкову пластинку товщиною $L = 1 \text{ мм}$.

Приклад 7 (ст.241). Моноенергетичний пучок γ^- квантів під час проходження алюмінієвої платівки товщиною $2,9 \text{ см}$ послаблюється в $2,6$ рази. Знайти відповідний масовий коефіцієнт розсіювання. Обчислити середню довжину пробігу такого пучка випромінювання.

Приклад 8 (ст.242). Для створення джерела монохроматичних фотонів з енергією, яка регулюється, можна використати комптонівське розсіяння лазерного випромінювання на прискорених електронах.

Енергія E_γ фотона, що розсіявся, буде залежати від швидкості v прискореного пучка електронів, початкової енергії фотонів $E_{\gamma 0}$ та кута зіткнення ϑ фотонів лазерного випромінювання з пучком електронів, а також від кута φ між напрямками руху первісних та розсіяних фотонів:

$E_\gamma = E_{\gamma 0} \frac{1 - \beta \cos \vartheta}{1 - \beta \cos(\vartheta - \varphi)}$, де $\beta = \frac{v}{c}$. Обчислити максимальну енергію отриманого монохроматичного випромінювання, якщо в якості джерела первісних фотонів використано випромінювання рубінового лазера ($E_{\gamma 0} = 1,78 \text{ eV}$), а електрони мають кінетичну енергію, яка дорівнює $E_{ke} = 1 \text{ GeV}$.

12. АСТРОФІЗИКА (ст.253)

Приклад 1 (ст.263). Гравітаційний радіус об'єкта, який має масу M , або радіус Шварцшильда,

$$r_G = \frac{2GM}{c^2}, \quad G = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{\text{м}^3}{\text{кг} \cdot \text{с}^2}$$

визначається співвідношенням, де G – гравітаційна стала. Визначити гравітаційний радіус для Землі, Сонця та Місяця.

Приклад 2 (ст.264). Зірка являє собою повністю іонізовану плазмову сферу із водню масою M та радіусом R . Прийняти, що електрони утворюють вироджений нерелятивістський газ однакової по об'єму густини. Визначити рівноважний стан зірки за умови, що єдиною утримуючою силою, яка протидіє гравітації, є кінетичний тиск газу вироджених електронів.

Приклад 3 (ст.268). Зірка являє собою повністю іонізовану плазмову сферу із заліза масою M та радіусом R , причому електрони утворюють вироджений релятивістський газ однакової по об'єму густини. Визначити рівноважний стан зірки та її можливу еволюцію (стискання до виродженого стану ядер, стискання до проміжного стану, необмежений розліт, інше) в залежності від параметрів задачі (M та R) за умови, що єдиною утримуючою силою, яка протидіє гравітації, є кінетичний тиск газу вироджених електронів. Взяти масу рівною 1 та 1,5 мас Сонця.

Приклад 4 (ст.271). Визначити, за яких умов для зірки з масою Сонця в стисненому стані вироджених релятивістських електронів буде відбуватися процес нейтронізації кожного з типів ядер

(наприклад, $p \rightarrow n$, $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B}$, $^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{56}\text{Mn}$). Енергії зв'язку для ядер ^{12}C , ^{12}B , ^{56}Fe та ^{56}Mn складають $92,2 \text{ MeV}$, $79,6 \text{ MeV}$, $492,2 \text{ MeV}$ та $489,3 \text{ MeV}$, відповідно. Для процесу $^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{56}\text{Mn}$

записати другу реакцію нейтронізації та розрахувати її поріг (енергія зв'язку для нукліда ^{56}Cr дорівнює $488,44 \text{ MeV}$).

Приклад 5 (ст.274). Зірка являє собою водневу повністю іонізовану плазмову сферу масою M та радіусом R , причому електрони утворюють вироджений нерелятивістський газ. В інтервалі $0 < r < R_1$

зірка складається з іонізованого вуглецю ^{12}C та має масу M_1 , а в інтервалі $R_1 < r < R$ – з іонізованого водню та має масу $M - M_1$ (див. Рис. 12.2). В кожному з шарів густина електронів однакова по об'єму. Визначити рівноважний стан зірки та двох її шарів за умови, що єдиною утримуючою силою, яка протидіє гравітації, є кінетичний тиск газу вироджених електронів.

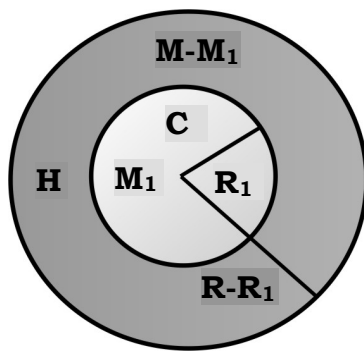


Рис.12.2. Двошарова зірка масою M та радіусом R .