

УДК 539.17

β-РАСПАД АТОМНЫХ ЯДЕР, СТИМУЛИРОВАННЫЙ СИНХРОТРОННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

© 2001 г. А. Н. Алмалиев, И. В. Копытин, А. В. Склокин

Воронежский государственный университет

Получено выражение для вероятности эндотермического β-распада атомного ядра, стимулированного синхротронным излучением. Для ряда стабильных ядер проведено сравнение результатов расчётов скоростей β-переходов, стимулированных тепловым или синхротронным излучением. Выявлены условия, при которых выход дочерних ядер при облучении синхротронным излучением может быть больше, чем при облучении электромагнитным излучением с планковским спектром частот.

Введение. Изучение β-распада стабильного ядра, стимулированного каким-либо эндотермическим физическим процессом (см., напр., [1, 2]), вызывает в последнее время интерес в связи с попытками решения астрофизической проблемы происхождения обойденных, или р-ядер. Как известно, цепочка последовательных β⁻-распадов ядер, возникающих на основе s- или r-процессов нейтронного захвата в массивных звездах, прерывается на β-стабильном ядре, и последующему β-переходу мешает энергетический барьер. В результате, если нет физического механизма, позволяющего этот барьер преодолеть, синтез р-ядер на квазиравновесном этапе эволюции звезды оказывается невозможным. Рассмотренные в [1] столкновительный β-распад и в [2] фотобетараспад стабильных ядер позволили предложить новые подходы к проблеме происхождения р-ядер [1,3].

В настоящей работе исследовался еще один эндотермический процесс — бета-распад стабильного ядра, стимулированный поглощением синхротронного излучения. Как и в [2], предполагалось, что основной вклад в реакцию вносит процесс, когда фотон рождает виртуальную электрон-позитронную пару с последующим поглощением ядром позитрона и испусканием антинейтрино. Получено выражение для скорости β-распада стабильного ядра при условии, что спектр электромагнитного излучения соответствует синхротронному. С использованием типичных характеристик синхротронного излучения проведе-

ны расчеты вероятностей распада ряда стабильных ядер, являющихся праматеринскими для р-ядер. Найдено, что величины этих вероятностей при определенных условиях сравнимы с теми, которые получаются для случая электромагнитного излучения с планковским спектром частот. Это дает основание надеяться, что в тех звездах, где наблюдается значительная интенсивность магнитотормозного излучения, исследованный процесс может также внести свой вклад в синтез р-ядер.

Спектр синхротронного излучения. Согласно [4] спектральное распределение мощности синхротронного излучения может быть записано в виде:

$$dW = W\varphi(y)dy, \quad (1)$$

где введены обозначения:

$$W = \frac{2}{3} \frac{e^2 c}{R^2} \left(\frac{E_e}{mc^2} \right)^4, \quad (2)$$

$$\varphi(y) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} y \int_y^\infty K_{5/3}(x) dx, \quad (3)$$

$$y = \frac{\omega}{\omega_c}, \quad (4)$$

$$\omega_c = \frac{3}{2} \omega_0 \left(\frac{E_e}{mc^2} \right)^3, \quad (5)$$

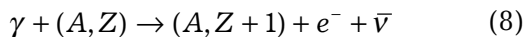
$$\omega_0 = \frac{\beta c}{R}, \quad (6)$$

$$\beta = \frac{v}{c}. \quad (7)$$

Здесь e — заряд электрона, c — скорость света в вакууме, R — радиус орбиты электронов в синхротроне, E_e — энергия электронов в синхротроне, m — масса электрона, ω — циклическая частота излучения, v — скорость электронов в синхротроне, $K_n(x)$ — функция Макдональда.

Как видно из (1), спектральное распределение излучения определяется универсальной функцией $\varphi(y)$, которая имеет достаточно резкий максимум вблизи критической частоты излучения ω_c .

Скорость эндотермического процесса β -распада, стимулированного различными видами излучения. Рассмотрим скорость реакции для процесса

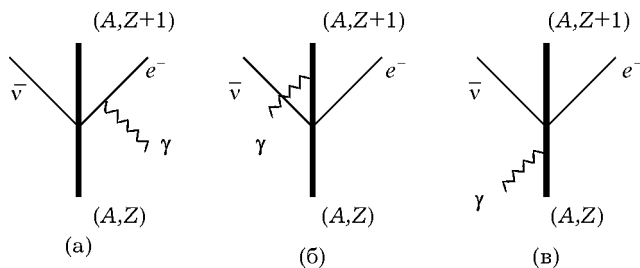


при условии, что выполняется следующее соотношение

$$\Delta = (M_{Z+1} + m - M_Z)c^2 \geq 0. \quad (9)$$

Здесь A и Z — массовое и зарядовое числа атомного ядра (A, Z) , $\bar{\nu}$ — антинейтрино, M_Z, M_{Z+1} — ядерные массы, Δ — определяет энергетический порог, преодоление которого необходимо по закону сохранения энергии для снятия запрета на β -распад ядра (A, Z) . Согласно этому условию только фотоны с энергией $E_\gamma > \Delta$ могут осуществлять реакцию (8).

Диаграммы Фейнмана, соответствующие рассматриваемой реакции, имеют вид:



Диаграммы (б), (в) описывают β -распад через возбужденные ядерные состояния и

имеют малость порядка $\frac{m}{m_n} \sim 10^{-3}$ по отношению к диаграмме (а) (m_n — масса нуклона) и в дальнейшем их вкладом будем пренебрегать.

Амплитуда процесса, которому соответствует диаграмма (а), имеет вид (в дальнейшем будем использовать систему единиц $\hbar = c = m = 1$):

$$F = \sqrt{2}eN_\mu \bar{u}(\vec{p})\epsilon\gamma \frac{\gamma(p-k)+1}{2pk} \gamma_\mu av(\vec{q}), \quad (10)$$

где: N_μ — ядерный матричный элемент β -перехода, $u(\vec{p})$ — волновая функция Дирака для электрона, p — 4-х импульс электрона, k — 4-х импульс фотона ($k^2 = 0$), q — 4-х импульс антинейтрино ($q^2 = 0$), ϵ — 4-х вектор поляризации фотона $(0, \vec{\epsilon})$, γ_μ — матрицы Дирака ($\mu = 1, 2, 3, 4$), $a = \frac{1}{2} \cdot (1 + i\gamma_5)$, $\gamma_5 = \gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4$, $v(\vec{q})$ — волновая функция Дирака для антинейтрино.

Для получения величины скорости реакции (8) необходимо проинтегрировать $|F|^2$ вместе с функциями, определяющими спектральную плотность излучения и плотность конечных состояний, и усреднить по спинам и поляризациям частиц, участвующих в процессе.

В результате для скорости процесса (8) получим (см. [2]):

$$R(\Delta) = \frac{\alpha \ln 2}{\pi f_0 t} \int_{\Delta}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} f(\omega) G(\omega, \Delta), \quad (11)$$

где

$$G(\omega, \Delta) = \int_1^{\omega-\Delta+1} dE (\omega - E - \Delta + 1)^2 \left[2(\omega - E)(E^2 - 1)^{\frac{1}{2}} + (\omega^2 - 2\omega E + 2E^2) \ln \left\{ E + (E^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \right\} \right], \quad (12)$$

а функция $f(\omega)$ определяется формой спектра рассматриваемого вида излучения.

Ядерный матричный элемент здесь исключен за счет введения приведенного времени жизни $f_0 t$ на основе соотношения:

$$f_0 t = 2\pi^3 \ln 2 \left\langle |N|^2 \right\rangle^{-1},$$

которое справедливо для β -переходов разрешенного типа.

Наконец, $\alpha \approx \frac{1}{137}$ — постоянная тонкой

структуры.

В случае эндотермического β -распада, стимулированного тепловым излучением, функция $f(\omega)$ имеет вид:

$$f_p(T, \omega) = \frac{1}{e^{kT} - 1}, \quad (13)$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

Эндотермический процесс бета-распада, индуцированный излучением со спектром (13), рассматривался в ряде работ (например, в работах [2, 5]). Скорость такого процесса согласно (11) имеет вид:

$$R_p(T, \Delta) = \frac{\alpha \ln 2}{\pi f_0 t} \int_{\Delta}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} f_p(T, \omega) G(\omega, \Delta). \quad (14)$$

В случае эндотермического β -распада, стимулированного синхротронным излучением, спектральная плотность энергии с учетом его пространственного распределения и формулы (1), определяющей спектральное распределение мощности синхротронного излучения, может быть представлена в виде:

$$E_s(\omega) = \frac{16\alpha}{9\pi} \varphi(y) \frac{1}{R\rho^2\beta} E_e^3, \quad (15)$$

где ρ — расстояние от точки, в которой рождается излучение, до точки наблюдения.

Для скорости процесса в этом случае в соответствии с (11) получаем:

$$R_s(E_e, \Delta) = \frac{\alpha \ln 2}{\pi f_0 t} \int_{\Delta}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} f_s(E_e, \omega) G(\omega, \Delta), \quad (16)$$

где

$$f_s(E_e, \omega) = \frac{16\pi\alpha}{9} E_e^3 \frac{1}{R\rho\beta} \frac{\varphi(y)}{\omega^3}. \quad (17)$$

В дальнейшем вместо энергии электрона E_e вводилась эквивалентная температура T .

Результаты расчетов и их обсуждение.

Результаты расчетов для некоторых “обойденных” ядер представлены на рис. 1 в виде графиков зависимости величин $R_s(T, \Delta)$ и $R_p(T, \Delta)$ от температуры T . В случае синхротронного излучения температура определялась по энергии электронов синхротрона и была введена для удобства сравнения величин $R_s(E_e, \Delta)$ и $R_p(T, \Delta)$. Она вычислялась посредством решения уравнения, в котором приравниваются друг другу положения максимумов спектров синхротронного излучения и планковско-го: $\omega_{\max}(E_e) = 2,82kT$. График зависимости $T(E_e)$ представлен на рис. 2.

Как видно из рис. 1, в случае, когда $\Delta = 0,32$ МэВ, начиная примерно с $T \approx 10^9$ К, скорость распада растет значительно медленнее, чем до этой температуры. В то же время, начиная с температуры $T \approx 1,5 \cdot 10^9$ К, она практически не изменяется и для синхротронного, и для теплового излучений. Этот факт становится понятным, если посмотреть на графики, изображающие на рис. 3 и 4 энергетическую зависимость спектральной плотности для теплового и синхротронного излу-

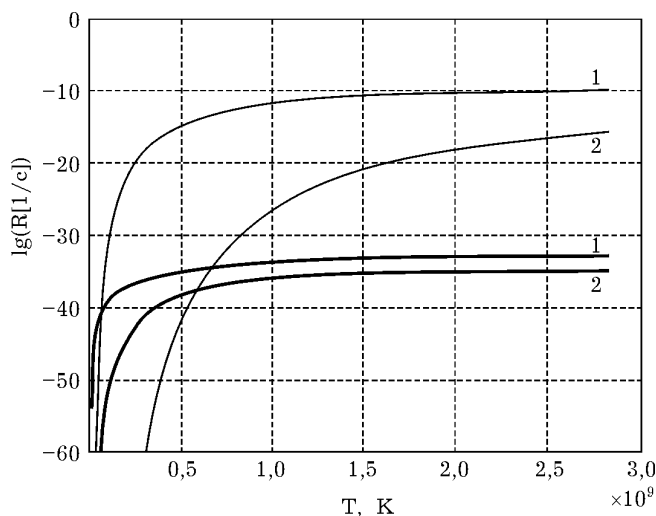


Рис. 1. Зависимость скорости индуцированного β -распада от температуры. Кривые 1: ${}^{81}_{35}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} {}^{81}_{36}\text{Kr}^*$, $\Delta = 0,32$ МэВ; кривые 2: ${}^{89}_{39}\text{Y} \xrightarrow{\beta^-} {}^{89}_{40}\text{Zr}^*$, $\Delta = 2,84$ МэВ. $f_0 t = 10^{4,5}$ с, $R = 25$ м, $\rho = 1$ м. Тонкая и жирная линии относятся к планковскому и синхротронному излучению соответственно

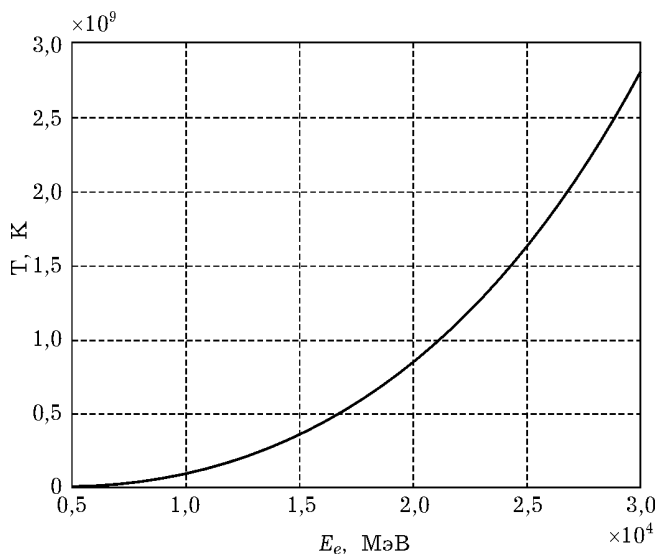


Рис. 2. Зависимость эквивалентной температуры от энергии электронов синхротрона

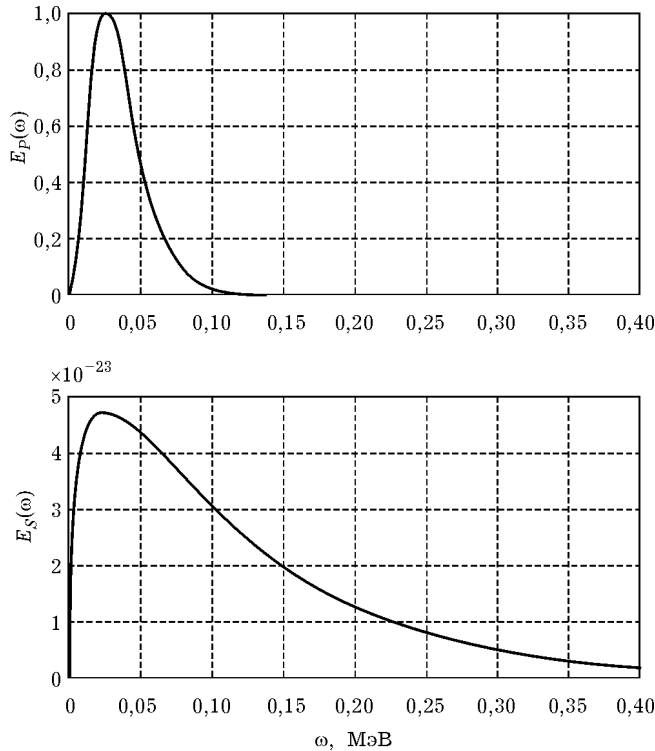


Рис. 3. Энергетическая зависимость спектральной плотности планковского (вверху) и синхротронного (внизу) излучений в относительных единицах при температуре $T = 10^8$ К

чений. В частности, из рис. 4 видно, что максимумы изображенных кривых при температуре $1,3 \cdot 10^9$ К приходятся как раз на частоты излучения, соответствующие пороговой энергии $\Delta = 0,32$ МэВ. В то же время спектр синхротронного излучения с ростом энергии спадает значительно медленнее, чем тепловой спектр. Это очевидно и объясняет поведение скоростей распада в низкотемпературной области на рис. 1. Действительно, как видно из рис. 3 и 4, в максимумах величины спектральной плотности теплового и синхротронного излучений существенно различаются. Тем не менее для температур, при которых энергии этих максимумов значительно меньше пороговой энергии Δ , вклад высокочастотной части спектра в величину скорости β -распада оказывается более существенным для синхротронного излучения, чем для теплового. Результатом этого и является специфическое поведение скоростей распада в нижней части рассматриваемого диапазона температур, а именно, наличие точки пересечения

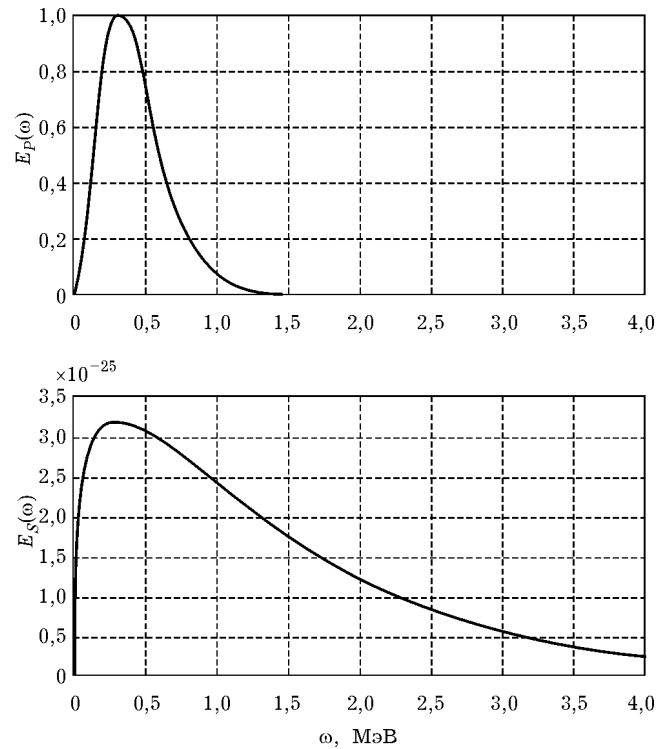


Рис. 4. Энергетическая зависимость спектральной плотности планковского (вверху) и синхротронного (внизу) излучений в относительных единицах при температуре $T = 1,3 \cdot 10^9$ К

у кривых, так что в дальнейшем вероятность распада, стимулированного тепловым излучением, оказывается больше, чем для синхротронного.

Полученные результаты позволяют, в принципе, ставить вопрос об экспериментальной проверке указанных теоретических выводов, выбирая подходящим образом пары нуклидов и энергетический диапазон синхротронного излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Копытин И. В., Крыловецкая Т. А. // Ядерн. изика. — 1998. — Т. 61. — С. 1589.
2. Shaw P. B., Clayton P. P., Michel F. C. // Phys. Rev. — 1965. — V. 140. — P. 1433.
3. Копытин И. В., Крыловецкая Т. А. // Изв. РАН. Сер. физ. — 2000. — Т. 64. — С. 935.
4. Тернов И. М., Михайлин В. В., Халилов В. Р. Синхротронное излучение и его применение. — М.: МГУ, 1985. — 264 с.
5. Копытин И. В., Крыловецкая Т. А. // Вестн. ВГУ. Сер. Физика, математика. — 2000. — Вып. 1. — С. 23.