

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОДНОЧАСТИЧНОЙ МОДЕЛИ АЛЬФА-РАСПАДА

В. В. Давидовский, А. К. Зайченко, В. С. Ольховский

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Предложена феноменологическая одночастичная модель альфа-распада, в основе которой лежит механизм туннелирования альфа-частиц через кулоновский барьер. В отличие от классических моделей Гамова и Ландау расчеты проницаемости барьера проведены без использования квазиклассического приближения, а также учтены процессы рождения и уничтожения альфа-частиц в поверхностном слое материнского ядра. В рамках этой модели получены явные выражения для проницаемости кулоновского барьера, фазового времени прохождения альфа-частицы через барьер, фазового времени отражения альфа-частицы от барьера и времени формирования альфа-частицы. Кроме того, намечены ориентиры временной микроскопической теории альфа-распада несферических ядер с целью не только описания имеющихся экспериментальных данных, но и постановки новых экспериментов.

Введение

К настоящему времени достигнут заметный прогресс в пространственном анализе внутриядерных процессов образования, поглощения и исчезновения альфа-кластеров [1 - 3], включая микроскопический подход с учетом кластерно-оболочечной модели альфа-распада, оболочечные и сверхтекучие эффекты для сферических и несферических ядер и т.д., особенно при определении и анализе альфа-частичных форм-факторов и спектроскопических множителей [2]. Получил существенное развитие и общетеоретический пространственно-временной анализ квантово-механических процессов туннелирования [4 - 6]. Тем не менее до сих пор в ядерной физике при описании экспериментальных данных по альфа-распаду часто пользуются простейшей одночастичной моделью альфа-распада [7]. Эта модель основана на весьма приближенном квазиклассическом методе оценки *проницаемости* кулоновского барьера и упрощенных оценках „предэкспоненциального множителя” в выражении для вероятности альфа-распада тяжелого ядра в единицу времени, сделанных Гамовым и Ландау [2, 3, 7, 8]. В теории Гамова этот множитель равен числу ударов альфа-частицы о внутреннюю стенку кулоновского барьера, а в теории Ландау – среднему расстоянию между несколькими нижайшими уровнями энергии основного и низко-возбужденных коллективных квазидискретных состояний материнского ядра.

Влияние тех или иных квазиклассических приближений, полностью или хотя бы частично, заметно даже в поздних работах ([9, 10] и др.), несмотря на то, что еще в [11] указывалось, что квазиклассический метод заведомо неприменим вблизи *точек поворота* и явно занижает проницаемость барьера.

Одночастичная модель альфа-распада является весьма удобным методом вычисления константы распада путем сшивки логарифмической производной волновой функции внутри и снаружи материнского ядра. Действуя таким образом, можно получить трансцендентное уравнение для комплексной энергии $W = E_0 - i\hbar\lambda_0/2$, действительная часть которой представляет собой кинетическую энергию относительного движения альфа-частицы и остаточного ядра, а мнимая часть – вероятность того, что уже сформированная альфа-частица будет испущена [1]. Поскольку на практике константы E_0 и λ_0 известны экспериментально, условие сшивки на границе материнского ядра можно также использовать для нахождения радиуса материнского ядра и потенциала взаимодействия альфа-частицы и дочернего ядра (по крайней мере, в случае известных аналитических выражений для волновых функций хотя бы вблизи поверхности ядра).

В [9, 10] описан вариант модификации одночастичной стационарной (так называемой экстремальной, т. е. предельно упрощенной, альфа-кластерной) модели альфа-распада,

косвенно и частично учитывающей внутриядерные процессы образования и исчезновения альфа-частиц. Это было сделано с помощью введения модифицированной Лангеровской формы центробежного потенциала (с заменой $l(l+1)$ на $(l+1/2)^2$, т. е. отличного от 0 даже при $l=0$!), а также (в [10]) введения диффузности края ядерного потенциала и учета кулоновского взаимодействия внутри ядра как равномерно заряженной сферы (с резким краем). Затем из квазиклассического условия квантования Бора - Зоммерфельда определялся радиус ядерного потенциала, совпадающий с радиусом поверхности равномерно заряженной сферы. И далее по методу, предложенному в [12] на основе „золотого правила” Ферми, рассчитывалась ширина квазисвязанного состояния альфа-активного ядра, которая в квазиклассическом пределе совпала со старой оценкой Гамова. Проведенные расчеты сравнивались с экспериментальными данными о времени жизни для различных альфа-активных ядер, но согласие было получено в пределах множителя порядка $2\div 3$, а для ядра ^{210}Po было получено значение в 3,3 раза меньше экспериментального значения времени жизни. И притом такой модифицированный подход частично сохранил квазиклассическое приближение (при использовании условия квантования Бора - Зоммерфельда).

Следует отметить, что делались попытки перейти к временному описанию альфа-распада, однако они до настоящего времени ограничивались изучением характера закона распада – его отклонением от экспоненциального при очень малых и очень больших временах [13, 14]. Это достаточно интересный вопрос, связанный с общей проблемой невозможности абсолютной экспоненциальности закона распада. В настоящей работе делается начальный шаг к временному описанию процесса альфа-распада с учетом общих результатов самосогласованного временного анализа процессов туннелирования частиц [4 - 6] и сопоставления общей теоретической пространственно-временной картины формирования и исчезновения альфа-кластеров внутри ядра с общим характером экспериментальных данных. Конкретно задались целью определить: 1) вероятность и время прохождения сформировавшейся альфа-частицы через кулоновский барьер сферического дочернего ядра, 2) вероятность и время формирования альфа-частицы в материнском ядре, а также 3) составить схему определения тех же величин в каждом канале альфа-распада деформированных ядер. При этом мы не будем вообще прибегать ни к одной из форм квазиклассического приближения и будем исходить главным образом из экспериментальных значений констант E_0 и λ_0 , пренебрегая небольшими отклонениями закона альфа-распада от экспоненциального. Поскольку альфа-частицу можно описывать квазимонохроматическим волновым пакетом (в силу того, что $E_0 \gg \hbar\lambda_0$), то, пользуясь при определении средних времен ее движения методом стационарной фазы, достаточно ограничиться, в соответствии с [4 - 6, см. также соответствующие ссылки, приведенные там, начиная с E. Wigner, 1955], рассмотрением стационарных волновых функций.

Модификация простейшей одночастичной модели альфа-распада

О вероятности образования и распада альфа-кластера внутри ядра и о потенциале взаимодействия сформированной альфа-частицы с дочерним ядром известно довольно мало (см., например, [1 - 3] и ссылки, приведенные там, например, [15, 16]). Пока имеется ряд указаний [2, 15, 17] о том, что в центральной области общего ядра альфа-частица практически отсутствует, формируясь во внешней области ядра, примыкающей к кулоновскому барьеру. Для сохранения индивидуальности альфа-частицы во внутренней области ядра необходимо выполнение определенных условий (см. [2], с. 76). Во-первых, влияние эффектов антисимметризации на внутренние волновые функции альфа-частицы и дочернего ядра должно быть несущественным. Во-вторых, перенормировка потенциала взаимодействия между нуклонами альфа-частицы из-за поляризующего влияния нуклонов дочернего ядра должна быть мала. И, наконец, поляризующее влияние ядерного взаимодействия альфа-частицы с дочерним ядром на внутреннюю волновую функцию альфа-частицы должно быть несущественно.

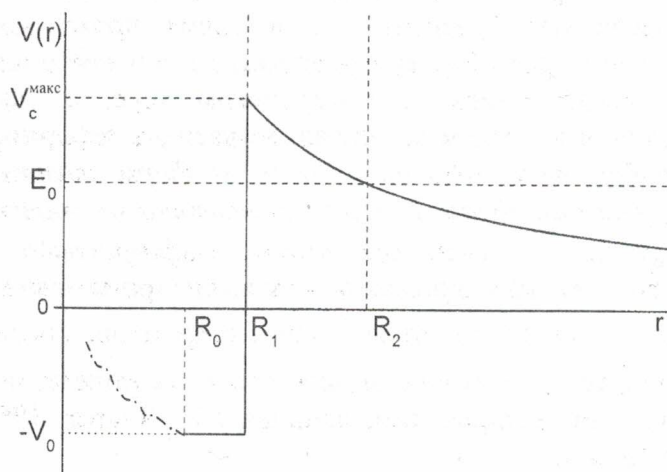
Эти условия выполняются только в приповерхностном слое ядра, плотность ядерной материи в котором значительно меньше плотности в центре ядра. В ядерной материи нормальной плотности альфа-частица существовать не может.

Этот вывод подтверждается и слабой чувствительностью всех рассчитываемых в оптической модели характеристик рассеяния альфа-частиц к внутренней области ядра (см. разд. 5.2 в [2] и указанную там литературу). Характер взаимодействия альфа-частиц с достаточно тяжелыми ядрами близок к модели „черного ядра”, основанной на представлении об отсутствии расходящихся волн на границе внутренней области ядра.

Из вышеизложенного следует, что вылетающая альфа-частица может формироваться только в приповерхностном слое ядра, поэтому для описания альфа-распада достаточно определить ее внутреннюю волновую функцию только в области ядра, близкой к его поверхности.

С некоторой вероятностью альфа-частица, сформировавшаяся в приповерхностном слое, может быть испущена, но со значительно большей вероятностью она будет отражаться кулоновским барьером ядра и распадаться в его внутренней области. Это приводит к представлению внутренней волновой функции альфа-частицы в области ядра, близкой к его поверхности, в виде суперпозиции падающей на барьер расходящейся и отраженной сходящейся сферических волн.

Положим, что при подходе к кулоновскому барьеру изнутри материнского ядра взаимодействие альфа-частицы с дочерним ядром можно описать сферически симметричным прямоугольным потенциалом, переходящим в некоторое *неопределенное взаимодействие на малых расстояниях* ($r < R_0$) и резко сменяющимся на расстояниях r , больших R_1 , кулоновским барьером $2Ze^2/r$, как это представлено на рисунке.



Потенциал взаимодействия альфа-частицы с дочерним ядром ${}^Z X$ ($V_c^{\text{макс}} = 2Ze^2/R_1$, V_0 - глубина прямоугольного потенциала в области $R_0 < r < R_1$, $E_0 = \hbar^2 k^2/2m$ - относительная кинетическая энергия альфа-частицы и дочернего ядра).

С точки зрения квантовой механики картина движения альфа-частицы вдоль радиальной координаты изнутри материнского ядра такова: часть волнового пакета альфа-частицы, падая на внутреннюю стенку кулоновского барьера, туннелирует сквозь барьер наружу, а другая часть отражается обратно в материнское ядро. Самосогласованная процедура вычисления вероятностей туннелирования, отражения и соответственно их средних времен разработана в [4 - 6]. Там же показано, что в случае явно квазимонохроматических волновых пакетов, типичных для альфа-частиц, вылетающих из долгоживущих альфа-радиоактивных ядер, можно вполне ограничиться вычислением стационарных (при этом, в частности, пренебрегая λ_0 в силу чрезвычайной малости λ_0 по сравнению с E_0) выражений для вероятностей туннелирования и отражения. При этом используется метод стационарной фазы для вычисления времен туннелирования и отражения (так называемых фазовых времен туннелирования и отражения) независимо от временных протяженностей квазимонохроматических волновых пакетов.

Стационарную компоненту волновой функции альфа-частицы в области $R_0 < r < R_1$ (обозначим ее как ψ_I) запишем в виде суперпозиции падающей расходящейся сферической волны и отраженной сходящейся сферической волны, т. е.

$$\psi_I(K, r) = r^{-1} C_0 [\exp(iKr) + A_R \exp(-iKr)], \quad (1)$$

а в области $r > R_1$ (для ψ_{II}) – в виде расходящейся сферической волны, искаженной кулоновским полем, т. е.

$$\psi_{II}(k, r) = r^{-1} C_0 A_T [G_0(\eta, kr) + iF_0(\eta, kr)], \quad (2)$$

где $K = [2m(E_0 + V_0)]^{1/2}/\hbar$ – волновое число относительного движения альфа-частицы и дочернего ядра при подлете изнутри к кулоновскому барьеру; $k = [2mE_0]^{1/2}/\hbar$; m – приведенная масса; E_0 – относительная кинетическая энергия альфа-частицы и дочернего ядра; C_0 – множитель, обусловленный ненулевой вероятностью формирования альфа-частицы внутри материнского ядра и по сути эквивалентный амплитуде расходящейся сферической волны, падающей на кулоновский барьер изнутри ядра; A_R – относительная амплитуда сходящейся сферической волны, отраженной от кулоновского барьера внутрь ядра; A_T – относительная амплитуда волны, проникшей в кулоновский барьер и затем вышедшей из него наружу (туннелировавшей); $F_0(\eta, kr)$ и $G_0(\eta, kr)$ – регулярное в нуле и нерегулярное решения стационарного уравнения Шредингера в области кулоновского барьера $2Ze^2/r$ с асимптотикой $\sin(kr - \eta \cdot \ln(2kr) + \sigma)$ и $\cos(kr - \eta \cdot \ln(2kr) + \sigma)$ соответственно ($\eta = 2Ze^2 m/\hbar^2 k$, $\sigma = \arg \Gamma(1 + i\eta)$).

Теперь, из условия непрерывности волновой функции и ее первой производной по радиальной координате в точке $r = R_1$ (на границе ядра) определим амплитуды A_T и A_R , полагая при этом $C_0 = 1$.

$$A_R = [KG_0 - kF'_0 + i(KF_0 + kG'_0)] \exp(2iKR_1) / B, \quad (3)$$

$$A_T = 2K \exp(iKR_1) / B, \quad (4)$$

где

$$B = KG_0 + kF'_0 - i(kG'_0 - KF_0), \quad (5)$$

а штрих означает первую производную по $\rho = kr$ при $r = R_1$.

В силу закона сохранения потока альфа-частиц должно выполняться условие

$$j_{in} = j_R + j_T, \quad (6)$$

где j_{in} – поток падающих на барьер альфа-частиц; j_R – поток отраженных альфа-частиц; j_T – поток прошедших через барьер альфа-частиц.

Из определения плотности потока $\vec{j} = \frac{i\hbar}{2m} (\psi \vec{\nabla} \psi^* - \psi^* \vec{\nabla} \psi)$ и выражения (6) следует,

что

$$|A_R|^2 + (k/K) |A_T|^2 = 1. \quad (7)$$

Используя выражения (3) – (5), нетрудно убедиться, что амплитуды A_R и A_T удовлетворяют соотношению (7).

При описании экспериментальных данных по альфа-распаду следует выбрать нормировку, отвечающую наблюдаемому потоку альфа-частиц на бесконечности и соответственно умножить выражения $|C_0 A_R|^2$ и $|C_0 A_T|^2$ на величину этого потока в случае альфа-распада сферических ядер (или на величину относительного потока в случае альфа-распада деформированных ядер с образованием дочернего ядра в основном состоянии ротационной полосы).

Вероятность проникновения (туннелирования) сквозь кулоновский барьер по определению есть отношение потока прошедших частиц к потоку падающих частиц j_T / j_{in} , из чего следует

$$P = (k/K) |A_T|^2. \quad (8)$$

Значение времени туннелирования альфа-частицы сквозь кулоновский барьер ядра можно оценить из известного выражения для фазового времени туннелирования (см., например, [4, 5] и ссылки приведенные там)

$$\tau_T^{Ph} = \hbar \frac{\partial}{\partial E} (\arg \psi_T(kR_2) - \arg \psi_{in}(KR_1)), \quad (9)$$

обычно применяемого для квазимонохроматических частиц. Выражение (9) является определением фазового времени туннелирования, т. е. времени между входом в подбарьерную область и выходом из нее с другой стороны *максимума* квазимонохроматического волнового пакета, описывающего альфа-частицу. Используя (1), (2), (4) и (5), выражение (9) можно записать в таком виде:

$$\tau_T^{Ph} = \hbar \frac{\partial}{\partial E} \left(\arctg \left(\frac{kG'_0(\eta, kR_1) - KF_0(\eta, kR_1)}{KG_0(\eta, kR_1) + kF'_0(\eta, kR_1)} \right) + \arctg \left(\frac{F_0(\eta, kR_2)}{G_0(\eta, kR_2)} \right) \right). \quad (9a)$$

Аналогично *фазовое время отражения* (внутри ядра) определяется выражением

$$\tau_R^{Ph} = \hbar \frac{\partial}{\partial E} (\arg \psi_R(kR_1) - \arg \psi_{in}(KR_1)) \quad (10)$$

и означает время между входом в подбарьерную область и возвратом из нее *внутри ядра максимума* квазимонохроматического волнового пакета, описывающего альфа-частицу. После несложных преобразований (10) можно привести к такому виду:

$$\tau_R^{Ph} = \hbar \frac{\partial}{\partial E} \left(\arctg \left(\frac{2kK(G_0(\eta, kR_1)G'_0(\eta, kR_1) + F_0(\eta, kR_1)F'_0(\eta, kR_1))}{K^2(G_0(\eta, kR_1)^2 + F_0(\eta, kR_1)^2) - k^2(G'_0(\eta, kR_1)^2 + F'_0(\eta, kR_1)^2)} \right) \right). \quad (10a)$$

Численные расчеты показывают, что $|G_0(\eta, kR_1)| \gg |F_0(\eta, kR_1)|$. При этом получается, что

$$\tau_R^{Ph} \approx 2 \tau_T^{Ph}. \quad (11)$$

Будем полагать, что суммарное время отражения *внутри ядра* τ_R^{Ph} намного меньше эффективного времени формирования альфа-частицы *внутри ядерной системы* τ_{in} . И далее будем считать, что время τ_{in} одинаково между каждой парой последовательных ударов альфа-частицы о внутреннюю стенку кулоновского барьера. Тогда естественно полагать, что после каждой „порции” вылета альфа-частичного волнового пакета вероятность каждого последующего удара оставшейся части пакета на внутреннюю стенку кулоновского барьера уменьшается в $|A_R|^2$ раз по сравнению с вероятностью предыдущего удара. Тогда получим, что полную вероятность альфа-распада альфа-радиоактивного материнского ядра (очевидно, равную 1) можно выразить в виде бесконечной суммы убывающей геометрической прогрессии:

$$(k/K) |A_T|^2 [1 + |A_R|^2 + |A_R|^2 |A_R|^2 + \dots] = (k/K) |A_T|^2 / [1 - |A_R|^2] = 1. \quad (12)$$

Для конкретного расчета P , τ_T^{Ph} и τ_R^{Ph} необходимо выбрать значения параметров одночастичного потенциала V_0 и R_1 . Поскольку на практике константы E_0 и λ_0 известны

экспериментально, то для нахождения V_0 и R_1 можно использовать условие непрерывности (сшивки) для логарифмической производной на поверхности ядра (в том числе и в случае решений (1) - (2) с найденным аналитическим выражением (4) для A_R , пренебрегая λ_0 в силу чрезвычайной малости $\hbar\lambda_0$ по сравнению с E_0). Здесь же пока простоты ради оценим P , τ_T^{ph} и τ_R^{ph} для альфа-распада ядра ^{210}Po , используя значение $E_0 = 5,407$ МэВ и значения параметров потенциала $V_0 = 16,7$ МэВ и радиуса R_1 , взятые из объяснения экспериментального спектра тормозного излучения, сопровождающего альфа-распад (значение $R_1 = 8,76$ Фм взято из [18], значение $R_1 = 8,975$ Фм взято для сравнения из [19]). Величина полной кинетической энергии E_0 относительного движения дочернего ядра и альфа-частицы определяется как разность масс материнского ядра и суммы масс дочернего ядра и альфа-частицы: $(m_{Po} - m_{Pb} - m_\alpha)c^2$. Легко отсюда получить энергию альфа-частицы: $E_\alpha = E_0 m_{Pb} / (m_{Pb} + m_\alpha) = 5,304$ МэВ, которая совпадает с экспериментально измеренным значением.

По формуле (8) для выбора $V_0 = 16,7$ МэВ и $R_1 = 8,76$ Фм получим $P = 2,036 \cdot 10^{-27}$, а для выбора $V_0 = 16,7$ МэВ и $R_1 = 8,975$ Фм получим $P = 4,802 \cdot 10^{-27}$.

Для фазовых времен туннелирования и отражения при тех же значениях параметров получаем значения $\tau_T^{ph} = 1,543 \cdot 10^{-23}$ с и $\tau_T^{ph} = 1,567 \cdot 10^{-23}$ с, а также $\tau_R^{ph} = 3,098 \cdot 10^{-23}$ с и $\tau_R^{ph} = 3,146 \cdot 10^{-23}$ с соответственно.

Любопытно сравнение со значениями $1,021 \cdot 10^{-27}$ и $2,409 \cdot 10^{-27}$ (при $R_1 = 8,76$ Фм и $8,975$ Фм) для P , полученными по часто используемому приближенному квазиклассическому выражению. Такие весьма малые значения проницаемости P действительно типичны для квазиклассического метода для широкой области ядер (см., например, [20]). Из сравнения видно, что прямые расчеты дают приблизительно в два раза большую проницаемость барьера нежели расчеты в квазиклассическом приближении. Это может быть объяснено тем, что квазиклассическое приближение заведомо неприменимо вблизи *точек поворота* (где импульс частицы равен нулю) [11] и занижает проницаемость барьера в несколько раз.

Общая оценка эффективной величины временного интервала между последовательными ударами альфа-частицы о кулоновский барьер изнутри ядра

Теперь, исходя из общей пространственно-временной картины внутриядерного существования альфа-кластеров и экспоненциального закона альфа-распада, оценим эффективное время существования (т.е. эффективного времени формирования и подлета к внутренней стенке барьера) альфа-частицы внутри ядерной системы перед каждым попаданием (ударом) ее на внутреннюю стенку кулоновского барьера τ_{in} . Его можно оценить, исходя просто из экспериментального экспоненциального закона альфа-распада (со средним временем жизни τ):

$$W(t) = \exp(-t/\tau). \quad (13)$$

Очевидно, если $\tau_{in} \ll \tau$, то за время τ_{in} вероятность распада уменьшится на величину $\Delta W = 1 - |A_R|^2 = \tau_{in}/\tau$. Отсюда $\tau_{in}/\tau = (k/K) |A_T|^2$ и

$$\tau_{in} = (k/K) |A_T|^2 \tau = P \tau. \quad (14)$$

Теперь вычислим τ_{in} для альфа-распада сферического ядра ^{210}Po (при значениях параметров $E_0 = 5,407$ МэВ, $V_0 = 16,7$ МэВ, $R_1 = 8,76$ Фм и $R_1 = 8,975$ Фм), учитывая значение среднего времени жизни $\tau = 138,376$ дня = $11955686,4$ с - и получим $\tau_{in} = 2,434 \cdot 10^{-20}$ с и $\tau_{in} = 5,740 \cdot 10^{-20}$ с соответственно, а значит, и *новые оценки предэкспоненциального множителя* в известной (см., например, [1, 3, 7, 8]) формуле

$$\lambda = \nu P \quad (14a)$$

с $\nu = 1/\tau_{in} = 4,108 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1}$ и $1,742 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1}$ соответственно для константы $\lambda = 1/\tau$ альфа-распада.

Заметим, что полученная здесь величина $\nu = 1 / \tau_{in}$, обратная времени формирования τ_{in} альфа-частицы, по сути отличается от оценки Гамова $\nu_0 / 2R_1 \equiv [2(E_0 + V_0)/m]^{1/2} / 2R_1$ числа ударов о поверхность ядра в единицу времени и от оценки Ландау $D/2\pi\hbar$ (D – среднее расстояние между уровнями материнского ядра в рассматриваемом интервале энергий). Численно же наше значение предэкспоненциального множителя совпадает с оценкой Ландау по порядку величины и на несколько порядков отличается от оценки Гамова. Так величина $\nu_0 / 2R_1$ для выбранных значений $E_0 = 5,407$ МэВ, $V_0 = 16,7$ МэВ, $R_1 = 8,76$ Фм и $R_1 = 8,975$ Фм равна $1,881 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ и $1,836 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ соответственно. А величина $D/2\pi\hbar$ при $D = 100$ кэВ равна $2,418 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1}$.

Примем множитель Ландау как более адекватно описывающий эксперимент и вычислим при каком значении D получается экспериментально измеренное время полураспада ^{210}Po в двух случаях: для проницаемости барьера в квазиклассическом приближении и нашем подходе. Для $R_1 = 8,76$ Фм получим $D \approx 170$ кэВ для нашего подхода и $D \approx 339$ кэВ для квазиклассического приближения.

Взяв логарифм от обеих частей равенства (14а), переписанного с учетом выражений (5), (6) и (8) в виде

$$\lambda = (1/\tau_{in})(k/K) |A_T|^2 = (1/\tau_{in})(4kK) [(KG_0 + kF'_0)^2 + (kG'_0 - KF_0)^2]^{-1}, \quad (14б)$$

используя для $F_0(\eta, kR_1)$ и $G_0(\eta, kR_1)$ выражения, получаемые простым образом из функций, приведенных в [21], а для функций $\Gamma(1 + i\eta)$ и $\Gamma(2 + i\eta)$ – выражения из [22] и затем полагая слабо зависящие от энергии по сравнению с $E_0^{-1/2}$ (слабо осциллирующие с энергией) функции приближенно константами, можно и в нашем случае получить приближенное соотношение, давно известное под названием закона Гейгера – Неттола

$$\ln \lambda = C - B/E_0^{1/2}, \quad (15)$$

которое, поскольку мы заранее основываемся на экспериментальном значении τ (а значит, λ), должно несомненно удовлетворительно описывать экспериментальные данные по λ .

Схема обобщения модифицированного подхода на альфа-распад деформированных ядер

Теперь изложим программу модифицированного подхода к расчетам проницаемостей сквозь кулоновский барьер, периодов полураспада по разным каналам распада с возбуждением различных уровней дочерних ядер, времен туннелирования и времен существования альфа-частицы внутри ядерной системы перед каждым ударом ее на внутреннюю стенку кулоновского барьера для несферических ядер (ограничиваясь для простоты нижайшими двумя-тремя уровнями) с целью описания экспериментальных данных и постановки (предсказания) новых экспериментов по альфа-распаду деформированных ядер.

Идеи о том, что альфа-радиоактивное деформированное материнское ядро представляет собой суперпозицию квазистационарных состояний с разными каналами альфа-распада, отвечающими основному и ряду возбужденных состояний дочернего ядра и соответствующим энергиям альфа-частиц, высказывались и в тех или иных формах обсуждались давно. Они в свое время позволили описать различие интенсивностей и угловых распределений вылетающих альфа-частиц, отвечающих различным ротационным состояниям дочернего ядра.

В случае простейших несферических четно-четных ядер при многоканальном альфа-распаде с возбуждением различных состояний дочерних ядер (при учете нижайших двух - трех ротационных уровней) выражения (1) – (2) примут более сложный вид типа решений уравнений метода связанных каналов распада:

$$\Psi(r, \theta, \varphi, \xi, \eta, \zeta) = \sum_n u_{nl}(\varepsilon_n, r) Y_{l0}(\theta, \varphi) |n\rangle, \quad (16)$$

где $|n\rangle = [(2J+1)/8\pi^2]^{1/2} D'_{M0}(\xi, \eta, \zeta)$, $\varepsilon_n = \hbar^2 J(J+1)/2\mathcal{I}$ – вращательные уровни энергии дочернего ядра (\mathcal{I} – момент инерции дочернего ядра); $J=0, 2, 4, \dots$; θ, φ – угловые координаты относительного движения альфа-частицы и дочернего ядра; ξ, η, ζ – углы Эйлера, определяющие ориентацию дочернего ядра в пространстве; $Y_{l0}(\theta, \varphi)$ – сферические гармоники; $D'_{M0}(\xi, \eta, \zeta)$ – волновые функции ротатора (функции Вигнера).

Радиальные волновые функции $u_{nl}(\varepsilon_n, r)$ в (1) удовлетворяют связанной системе радиальных уравнений Шредингера с потенциалом

$$\hat{V}(r, R) \approx V(r, R_1) + [\partial V/\partial R]|_{R=R_1} (R - R_1), \quad (17)$$

$$R = R_1 [1 + \beta_2 Y_{20}(\Theta, \Phi)], \quad Y_{20}(\Theta, \Phi) = \sum_m D_{m0}^{2*}(\xi, \eta, \zeta) Y_{2m}(\theta, \varphi) \quad (\beta_2 - \text{параметр эллипсоидальной деформации дочернего ядра; } \Theta, \Phi - \text{угловые координаты в системе, связанной с дочерним ядром; } V(r, R_1) - \text{потенциал типа изображенного на рисунке, а второй член в правой части (17) описывает деформационный член, приводящий к связи каналов альфа-распада), от которого берутся матричные элементы в пространстве волновых функций волчка } |n\rangle = [(2J+1)/8\pi^2]^{1/2} D'_{M0}(\xi, \eta, \zeta); \text{ эти функции } u_{nl}(\varepsilon_n, r) \text{ для основного канала распада } (n=J=0, l=0) \text{ при } R_0 < r < R_1 \text{ имеют тот же вид, что и (1), т.е. суперпозиции падающей расходящейся сферической волны и отраженной сходящейся сферической волны (причем с кинетической энергией } E - \varepsilon_0 = \hbar^2 k_0^2/2m, \text{ где } E - \text{полная энергия системы вместо } E_0 \text{ и } C_0 \rightarrow C_0^0, A_R \rightarrow A_R^0), \text{ а при } r \gg R_1 - \text{вид (2), т.е. расходящейся сферической волны, искаженной кулоновским полем } 2Ze^2/r, \text{ и для канала распада с возбуждением дочернего ядра, скажем, в первое возбужденное состояние } (n=1, J=2, l=2) \text{ при } R_0 < r < R_1 \text{ имеют формально тот же вид, что и (1), т.е. суперпозиции падающей расходящейся сферической волны и отраженной сходящейся сферической волны, но с другой кинетической энергией, а именно с } E - \varepsilon_1 = \hbar^2 k_1^2/2m, \text{ а при } r \gg R_1 - \text{формально вид (2), т.е. расходящейся сферической волны, искаженной кулоновским полем } 2Ze^2/r \text{ плюс член, связанный с деформацией кулоновского барьера (см., например, [1]), - но также с кинетической энергией } E - \varepsilon_1 = \hbar^2 k_1^2/2m \text{ и с очевидной заменой } C_0 \rightarrow C_0^1, A_R \rightarrow A_R^1.$$

В случае, когда потенциал $\hat{V}(r, R)$ при $R_0 < r < R_1$ можно описать прямоугольной формой, то член $[\partial V/\partial R]|_{R=R_1}$ содержит δ -функцию $\delta(r - R_1)$, и тогда из условий шивки, т.е. приравнивания волновых функций и скачков первых производных по радиальной координате в точке $r = R_1$, определяем амплитуды $A_T^0(k)$, $A_R^0(k)$ и $A_T^1(k_1)$, $A_R^1(k_1)$, если при этом положим $C_0^0(k) = j_0$ и $C_0^1(k_1) = j_1$ (j_0 и j_1 – значения экспериментально наблюдаемых потоков альфа-частиц на бесконечности соответственно с образованием дочернего ядра в основном и первом возбужденном состоянии ротационной полосы). И в этом случае в силу закона сохранения потока альфа-частиц должны выполняться условия

$$|A_R^0|^2 + (k/k_0) |A_T^0|^2 = 1, \quad |A_R^1|^2 + (\hbar k_1 / [2m(E - \varepsilon_1 + V_0)]^{1/2}) |A_T^1|^2 = 1. \quad (18)$$

После определения $A_T^0(k)$, $A_R^0(k)$ и $A_T^1(k_1)$, $A_R^1(k_1)$ можно по аналогии с разд. 2 - 3 очевидным образом обобщить определение проницаемостей, времен туннелирования и формирования альфа-частиц внутри материнского ядра по данным времен жизни и распределений потоков альфа-частиц между каналами распада.

В случае неизвестного времени жизни ядра, альфа-распадающегося по каналу с возбуждением дочернего ядра, можно: (1) предсказать его, исходя из обратной пропорцио-

нальности времени жизни и проницаемости барьера, т. е. соотношения типа (14) или (14а), и, более того, (2) попытаться вычислить его путем вычисления обеих констант распада для деформированного ядра, в котором уже образовалась альфа-частица: приравнивая в каждом из обоих каналов внутренние и внешние волновые функции альфа-частицы вместе с их первыми производными на границе материнского ядра, можно получить два связанных трансцендентных уравнения для двух комплексных энергий $W = E_n - i\hbar\lambda_n / 2$ ($n = 1, 2$) действительные части которых представляют собой кинетические энергии $E_n = E - \varepsilon_n$ относительного движения альфа-частицы и остаточного ядра, а мнимые части – вероятности того, что уже сформированная альфа-частица будет испущена.

Выводы

1. С учетом общих результатов временного анализа процессов туннелирования частиц [4 - 6] и сопоставления общей теоретической пространственно-временной картины формирования и исчезновения альфа-кластеров внутри ядра перед каждым актом многократного туннелирования альфа-частиц наружу ядра с общим характером экспериментальных данных проведена модификация простейшей одночастичной теории альфа-распада.

2. Дана схема расчета P , $\tau_{\text{Т}}^{Ph}$, τ_{in} на основе экспериментальных данных и простой модификации одночастичной теории альфа-распада без привлечения квазиклассического приближения какого-либо механизма формирования альфа-частицы внутри ядра и ранее используемых оценок времени внутриядерного движения альфа-частицы, а также при задании потенциала взаимодействия альфа-частицы с дочерним ядром только вблизи поверхности материнского ядра, не используя никакой модели их взаимодействия в центральной области материнского ядра. При этом предложен первый простой и в то же время не содержащий никаких модельных предположений метод оценки эффективной величины времени τ_{in} между последовательными ударами альфа-частицы на кулоновский барьер изнутри, в основном отвечающий времени формирования альфа-частицы внутри материнского ядра.

3. Впервые проведены конкретные расчеты P , $\tau_{\text{Т}}^{Ph}$, τ_{in} для альфа-распада сферического ядра ^{210}Po .

4. Представлена схема расчетов проницаемостей сквозь кулоновский барьер, периодов полураспада по разным каналам распада с возбуждением различных уровней дочерних ядер, времен туннелирования и времен существования альфа-частицы внутри ядерной системы перед каждым ударом ее на внутреннюю стенку кулоновского барьера для несферических ядер (в пределах первой ротационной полосы) с целью описания экспериментальных данных по альфа-распаду деформированных ядер и постановки (предсказания) новых экспериментов, в частности по измерению периодов полураспада по разным каналам распада с возбуждением различных уровней дочерних ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Престон М. Физика ядра. - М.: Мир, 1964. [*Preston M. A. Physics of the Nucleus. - Addison-Wesley Publ. Company, 1962.*]
2. Кадменский С.Г., Фурман В.И. Альфа-распад и родственные ядерные реакции. - М.: Энергоатомиздат, 1985; см. также Кадменский С.Г. // ЯФ. - 2001. - Т. 64. - С. 478 и 2002. - Т. 65. - С. 1424.
3. Давыдов А.С. Теория атомного ядра. - М.: Физматгиз, 1958.
4. Olkhovsky V.S., Recami E. // Phys. Rep. - 1992. - Vol. 214. - P. 339.
5. Privitera G., Salesi G., Olkhovsky V.S., Recami E. // Rivista del Nuovo Cimento. - 2003. - Vol. 26, No. 4. - P. 1.
6. Olkhovsky V.S., Recami E., Jakiel J. // LANL Archives e-print # quant-ph/0102007, to appear in Phys. Rep., 2004.
7. Sobiczewski A. // Phys. Part. Nucl. - 1994. - Vol. 25, No. 2. - P. 295.

8. Landau L.D. // Phys. Zeits. Sow. - 1937. - Vol. 11. - P. 556; Ландау Л.Д., Смородинский Я.А. Лекции по теории атомного ядра. - М.: ГИТТЛ, 1955.
9. Buck B., Merchant A.C., Perez S.M. // Phys. Rev. Lett. - 1990. - Vol. 65. - P. 2975.
10. Buck B., Merchant A.C., Perez S.M. // Phys. Rev. - 1992. - Vol. C45, No. 5. - P. 2247; Atomic Data and Nuclear Data Tables. - 1993. - Vol. 54, No. 1. - P. 53.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. - М.: Наука, 1974, § 46 и 50.
12. Gurvitz S.A., Kalbermann G. // Phys. Rev. Lett. - 1987. - Vol. 59, No. 3. - P. 262.
13. Гопыч П.М., Залобовский И.И. // ЭЧАЯ. - 1988. - Т. 19. - С. 785. [Gopych P.M., Zalyubovskii I.I. // Sov. J. Part. Nucl. - 1988. - Vol. 19, No. 4. - С. 338.]
14. Serot O., Carjan N., Strottman D. // Nucl. Phys. - 1994. - Vol. A569. - P. 562.
15. Winslow G.H. // Phys. Rev. - 1954. - Vol. 6. - P. 1032.
16. Brink D. // Nucl. Phys. - 1973. - Vol. A216. - P. 109.
17. Rawisscher C.H. // Phys. Rev. Lett. - 1964. - Vol. 14. - P. 150.
18. Papenbrock T., Bertsch G.F. // Phys. Rev. Lett. - 1998. - Vol. 80. - P. 4141.
19. Tkalya E.V. // Phys. Rev. - 1999. - Vol. C60. - P. 0446XX.
20. Rasmussen J.O. // Phys. Rev. - 1959. - Vol. 113. - P. 1593.
21. Мотт Н., Мессе Г. Теория атомных столкновений. - М.: Мир, 1969. [Mott N., Massey H. The theory of atomic collisions. - Oxford at the Clarendon Press, 1965.]
22. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, рядов, сумм и произведений. - М.: ФМ, 1962.

НОВІ МОЖЛИВОСТІ ОДНОЧАСТИНКОВОЇ МОДЕЛІ АЛЬФА-РОЗПАДУ

В. В. Давидовський, О. К. Зайченко, В. С. Ольховський

Запропоновано феноменологічну одночастинкову модель альфа-розпаду, в основі якої лежить механізм тунелювання альфа-частинок крізь кулонівський бар'єр. На відміну від класичних моделей Гамова і Ландау розрахунки проникності бар'єра проведено без використання квазікласичного наближення, а також враховано процеси народження і зникнення альфа-частинок в поверхневому шарі материнського ядра. В рамках цієї моделі одержано явні вирази для проникності кулонівського бар'єру, фазового часу проходження альфа-частинки крізь бар'єр, фазового часу відбиття альфа-частинки від бар'єру і часу формування альфа-частинки. Крім того, окреслено орієнтири часової мікроскопічної теорії альфа-розпаду несферичних ядер з метою опису експериментальних даних по альфа-розпаду деформованих ядер і постановки нових експериментів.

NEW POTENTIAL OF THE ONE-PARTICLE MODEL OF ALPHA-DECAY

V. V. Davydovskyy, A. K. Zaichenko, V. S. Olkhovsky

Phenomenological one-particle model of alpha-decay, which is based on a mechanism of alpha-particle tunneling through Coulomb barrier, is proposed. In contrast to classical models of Gamow and Landau, calculations of the barrier penetrability are carried out with no use of quasiclassical approximation as well as the processes of formation and disappearance of alpha-particles in the surface layer of parent nucleus are taken into account. In the framework of this model, explicit relations for the Coulomb barrier penetrability, the phase tunneling and reflection time of alpha-particles as well as for the alpha-particle formation time are obtained. In addition, the program for development of time microscopic theory of alpha-decay of non-spherical nuclei, which is aimed not only to describe existing experimental data on alpha-decay of deformed nuclei, but also to plan new experiments, is given.

Поступила в редакцію 01.06.04;
после доработки – 28.09.04.