

УДК 539.16; 52-1/-8:539.14

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПАДА ЯДЕР-ХРОНОМЕТРОВ С ЦЕЛЬЮ УТОЧНЕНИЯ ВОЗРАСТА АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Дорошко Н. Л., Долинская М. Э., Ольховский В. С., Майданюк С. П.

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

Предложен новый алгоритм для определения характеристических функций распределения по энергии, вероятностей распада, интенсивностей распада и времен жизни возбужденных состояний. Дано квантово-механическое обоснование необходимости пересмотра временных характеристик ядер-хронометров. Проведены расчеты для конкретных случаев распада возбужденных ядер ^{238}U , ^{232}Th , ^{235}U при комнатных и при звездных температурах с учетом и без учета эффекта Доплера.

Введение

Поскольку статистический закон радиоактивного распада считается абсолютно точным, на его принципе основана работа “ядерных часов”, которые используются для измерения промежутков времени в геологии, археологии, астрофизике.

Главный принцип техники ядерной хронометрии состоит в измерении соотношения материнских и дочерних ядер в больших объемах вещества и основан на неявном предположении, что скорость радиоактивного распада постоянна и не зависит от физико-химических условий среды, в которой находятся радиоактивные ядра. Однако к настоящему времени выяснилось, что из этого правила в некоторых случаях есть исключения.

Так, изменение химического состояния распадающегося атома и термодинамические воздействия приводят к заметному изменению скорости электронного захвата или внутренней конверсии. А в необычных условиях сильной ионизации, например в недрах звезд, могут иметь место весьма сильные эффекты увеличения скорости даже α - и β -распада, и это нужно учитывать в радиоактивной хронологии.

Кроме того, вплоть до недавнего времени во всех известных методах ядерной хронометрии принимали во внимание времена жизни только основных состояний распадающихся ядер. Но длительность процессов ядерного излучения захватывает не только основные, но и многие возбужденные состояния синтезированных ядер, которые были сформированы. Учет этих факторов может существенно изменить окончательные результаты оценок всех временных интервалов, характеризующих эволюцию цепочек распада, а скорректированные должным образом показатели “ядерных часов” в ряде случаев могут соответствовать существенно меньшим значениям длительностей реальных процессов распада ядер-хронометров, а значит, и “возраста” объектов, в которых они происходят [1].

Применение теоремы Крылова–Фока для описания эволюции распада

Целью данной работы была разработка алгоритма учета распада необходимого количества возбужденных состояний радиоактивных ядер и их теплового движения.

Для описания эволюции распада и определения его временных характеристик (вероятности, интенсивности, времени жизни) в работе применяется квантово-механический подход, основанный на теореме Крылова–Фока [2], обобщенной на случай смешанных состояний (когда процесс распада ансамбля частиц идет одновременно с его образованием, скажем, путем ядерного синтеза или распада предыдущего состояния) [3] и позволяющей в силу этого учесть вышеупомянутые факторы.

Для упрощения анализа ограничимся идеальным случаем долгоживущего α -активного ядра, которое в определенный начальный момент времени ($t = 0$) распределено в двух состояниях (основном и первом возбужденном).

Тогда, в соответствии с теоремой Крылова–Фока, функции распада $L(t)$ и $L_0(t)$, характеризующие распад некоторого первоначального (первого возбужденного) и последующего (основного) состояний соответственно, представим в виде

$$L(t) = |p(t)|^2 / |p(0)|^2, \quad (1)$$

$$L_0(t) = |p_0(t)|^2 / |p_0(0)|^2, \quad (2)$$

где

$$p_0(t) = \int_0^{\infty} |G_0(\varepsilon)|^2 \exp(-i\varepsilon t/\hbar) d\varepsilon, \quad (3)$$

$$p(t) = \int_0^{\infty} |G(\varepsilon)|^2 \exp(-i\varepsilon t/\hbar) d\varepsilon \quad (4)$$

— характеристические функции распределения энергии в основном и первом возбужденном состояниях.

Положив ширину основного и первого возбужденного уровней α -распада Γ_α^0 и Γ_α^1 соответственно, а ширину γ -распада — Γ_γ , полные ширины основного и первого возбужденного состояний представим в виде

$$\Gamma_0 = \Gamma_\alpha^0; \Gamma_1 = \Gamma_\alpha^1 + \Gamma_\gamma.$$

Тогда характеристические функции основного и первого возбужденного состояний будут определяться присвоением энергетическому спектру распределений

$$|G_0(\varepsilon)|^2 = \text{const} \left[(\varepsilon_1 - \varepsilon)^2 + \Gamma_1^2/4 \right]^{-1} \left[(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 + \Gamma_0^2/4 \right]^{-1} \text{ и} \quad (5)$$

$$|G(\varepsilon)|^2 = \text{const} \left[(\varepsilon_1 - \varepsilon)^2 + \Gamma_1^2/4 \right]^{-1}. \quad (6)$$

Здесь ε_0 , ε_1 и ε — энергии основного, первого возбужденного состояний и фактическая энергия системы, состоящая из энергии внутреннего движения материнских ядер и кинетической энергии теплового движения.

Вероятность распада будет определяться выражением

$$W_n(t) = 1 - L_n(t), \quad (7)$$

а скорости распада с учетом вклада каждого канала —

$$\rho_n(t) = \Gamma_i^n / \Gamma_n dW_n(t)/dt, \text{ где } n = 0, 1. \quad (8)$$

Интенсивность распада можно определить как

$$I(t) = \int_0^t dt' \rho_0(t) \rho_1(t-t'). \quad (9)$$

Для определения времени жизни радиоактивного ядра и периода его полураспада $T_{1/2}$ можно воспользоваться известными формулами

$$\langle \tau \rangle = \int t I(t) dt / \int I(t) dt, \quad (10)$$

$$T_{1/2} = \tau \ln 2.$$

Таким образом, предложенный подход позволяет учесть распад не только основного, а и предыдущего возбужденного состояния ядра, который может происходить по двум каналам. Как видно из энергетических распределений (5) и (6), распад первого возбужденного состояния имеет чисто экспоненциальный характер, поскольку энергетический спектр его задается экспонентой. Распад основного состояния уже не имеет экспоненциального характера, поскольку задается произведением двух экспонент. Это позволяет предположить, что учет распада каждого предыдущего возбужденного уровня в цепочках распада будет вносить определенное дополнительное искажение в экспоненциальную форму результирующего энергетического распределения, в связи с чем конечные оценки временных интервалов могут измениться.

Теоретическое описание экспериментальных данных, полученных в мессбауэровском эксперименте

Этот подход (с целью апробации) сначала был применен для теоретического описания временного распределения γ -квантов, резонансно рассеянных ядрами ^{57}Fe в мессбауэровских экспериментах [4].

Поскольку согласно схеме такого эксперимента [4] процесс распада возбужденных ядер ^{57}Fe рассеивателя идет одновременно с их резонансным возбуждением γ -квантами, вылетающими из источника, для описания эволюции распада используем обобщенную теорему Крылова–Фока (1)–(4), где

$$|G_0(\varepsilon)|^2 = \text{const} \left[(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 + \Gamma^2/4 \right]^{-1}$$

— спектр распределения энергии возбуждения в ядрах источника,

$$|G(\varepsilon)|^2 = \text{const} \left[(\varepsilon - \varepsilon_r)^2 + \Gamma^2/4 \right]^{-1} \left[(\varepsilon - \Delta\varepsilon - \varepsilon_r)^2 + \Gamma^2/4 \right]^{-1}$$

— спектр распределения энергии возбуждения в ядрах ^{57}Fe рассеивателя; сдвиг энергии $\Delta\varepsilon$ регулируется устройством дрейфа скоростей источника; $\Gamma = \hbar/\tau$.

Вычисляя $p(t)$ и $p_0(t)$ по формулам (3) и (4) с помощью теоремы о вычетах, получим в соответствии с (9)

$$I(t) = \text{const} \left\{ \exp(-t/\tau) \right\} t/\tau + (\Gamma/\Delta\varepsilon) \left[\sin(t\Delta\varepsilon/\hbar + \varphi) - \sin \varphi \right] - \cos(t\Delta\varepsilon/\hbar + \varphi) + \cos \varphi, \quad (9a)$$

где $\varphi = -\text{arctg}(\Gamma/2\Delta\varepsilon)$.

На рис. 1 изображены результаты расчетов $I(t)$ по формуле (9a) при $\Delta\varepsilon = 3\Gamma$ (кривые 1), нормированные по верхним точкам экспериментальных данных в сравнении с результатами теоретических расчетов [4] (кривые 2, 3), выполненными в рамках классической теории взаимодействия электромагнитного излучения с веществом. Как видно, результаты наших расчетов хорошо согласуются с экспериментом, что свидетельствует о правомочности применения такого подхода для определения временных характеристик распада.

Учет доплеровского уширения

Как известно, эффект Мессбауэра происходит без доплеровского уширения линий, но при обычном распаде возбужденных уровней ядер, содержащихся в веществе, имеющем очень высокую температуру (например, в недрах звезд), эффект Доплера может играть заметную роль. Поэтому для более строгого описания эволюции распада необходимо учесть максвелловскую функцию распределения по энергии:

$$f(\varepsilon, \varepsilon_\gamma) d\varepsilon = -\frac{1}{\sqrt{\pi D}} \exp\left(-\frac{(\varepsilon - \varepsilon_r)^2}{D^2}\right) d\varepsilon,$$

где $\varepsilon_r = \varepsilon_\gamma^2/2\mu c^2$ — кинетическая энергия отдачи ядер после испускания или поглощения γ -квантов, ε_γ — энергия γ -квантов; $D = 2\sqrt{\varepsilon_r kT}$ — доплеровская ширина для резонансного испускания или поглощения.

Тогда реальные функции распределения по энергии γ -квантов с учетом доплеровского уширения представим в виде

$$|G_n(\varepsilon)|^2_{\text{доп}} = \int_0^{+\infty} |G_n(\varepsilon)|^2 \int_0^{+\infty} (f(\varepsilon, \varepsilon_\gamma) d\varepsilon_\gamma) d\varepsilon,$$

где $\varepsilon_\gamma = \varepsilon - \varepsilon_0 - \varepsilon_r + D$, $n = 0, 1$.

В результате для $G_0(\varepsilon)$ и $G_1(\varepsilon)$ получим следующие выражения:

$$|G_0(\varepsilon)|_{dop}^2 = \frac{\text{const}}{\sqrt{\pi D}} \left\{ \int_0^{\bar{\varepsilon}} \frac{e^{-b^2(\varepsilon-\varepsilon_r)^2} d\varepsilon}{((\varepsilon_1-\varepsilon)^2+a_1^2)((\varepsilon_0-\varepsilon)^2+a_0^2)} - \int_0^{\bar{\varepsilon}} \frac{e^{-b^2\varepsilon^2} d\varepsilon}{(\varepsilon^2+a_1^2)(\varepsilon^2+a_0^2)} + \frac{\pi}{2(a_0^2-a_1^2)} \left[\frac{e^{b^2a_1^2}}{a_1} - \frac{e^{b^2a_0^2}}{a_0} \right] \right\},$$

$$|G_1(\varepsilon)|_{dop}^2 = \frac{\text{const}}{\sqrt{\pi D}} \left\{ \int_{-\infty}^{\bar{\varepsilon}} \frac{e^{-b^2(\varepsilon'+\varepsilon_1-\varepsilon_r)^2} d\varepsilon'}{\varepsilon'^2+a^2} - \int_0^{\bar{\varepsilon}} \frac{e^{-b^2\varepsilon'^2} d\varepsilon'}{\varepsilon'^2+a^2} + \frac{e^{b^2a^2}}{2a} \right\}.$$

Предложенный метод можно обобщить на случай большего количества возбужденных состояний. Для этого функцию $G_n(\varepsilon)$ представим в виде

$$|G_n(\varepsilon)|^2 = \text{const} \prod_{i=1}^N \left[(\varepsilon_i - \varepsilon)^2 + \Gamma_i^2/4 \right]^{-1},$$

где $i \in [1, n]$, i — рассматриваемый уровень, и аналогичным образом усредним по энергии. В результате многочисленных преобразований получим выражение

$$|G_n(\varepsilon)|_{dop}^2 = \frac{\text{const}}{\sqrt{\pi D}} \left\{ \int_0^{\bar{\varepsilon}} \frac{e^{-b^2(\varepsilon-\varepsilon_r)^2} d\varepsilon}{\prod_{i=0}^N ((\varepsilon_i - \varepsilon)^2 + a_i^2)} - \int_0^{\bar{\varepsilon}} \frac{e^{-b^2\varepsilon^2} d\varepsilon}{\prod_{i=0}^N (\varepsilon^2 + a_i^2)} + \frac{\pi}{2} \sum_{i=1}^N \frac{e^{b^2a_i^2}}{a_i \prod_{\substack{i=0, \\ j \neq i}}^N (a_i^2 - a_j^2)} \right\}.$$

Здесь $\Gamma_1^2/4 = a^2$, $1/D^2 = b^2$, $\Gamma_0^2/4 = a_0^2$, $\varepsilon' = \varepsilon - \varepsilon_1$ — замены при вычислении интегралов; a_0 , a_1 и a — особые точки ($\varepsilon_0 = ia_0$; $\varepsilon_1 = ia_1$; $\varepsilon_{i0} = ia_i$).

Как видно, обобщенная теорема Крылова–Фока позволяет учесть не только доплеровский эффект, но и необходимое количество возбужденных состояний радиоактивных ядер, возникающих в процессе нуклеосинтеза, что, безусловно, должно положительно повлиять на точность оценки интенсивностей и скоростей распада радиоактивных ядер-хронометров, а значит, и на оценку возраста различных объектов методами ядерной хронометрии.

Результаты расчетов

Чтобы выяснить, какое влияние оказывает эффект Доплера на основные характеристики распада, были проведены соответствующие расчеты при комнатных и при звездных температурах для радиоактивных ядер ^{238}U , ^{235}U и ^{232}Th , которые широко ис-

пользуются в крупномасштабной ядерной хронометрии для датирования возраста астрофизических объектов. Для упрощения расчетов рассматривался случай последовательного распада только из первого возбужденного и основного состояний. Расчеты проводились численными методами и показали, что в случае, когда эффект Доплера не учитывался, графики интенсивностей распада ядер имеют максимумы в точках, соответствующих табличным значениям времени жизни данного уровня, что свидетельствует о правомерности применения предложенного метода. В качестве примера на рис. 2 приведен график зависимости интенсивности распада первого возбужденного уровня ядра ^{238}U от времени без учета доплеровского эффекта ($\tau_{\text{эксп}} = 2.93 \cdot 10^{-10}$ с, $\tau_{\text{теор}} = 2,92 \cdot 10^{-10}$ с). Расчеты, проведенные с учетом доплеровского эффекта, продемонстрировали, что при комнатных температурах он практически не оказывает влияния на скорость распада и время жизни возбужденного уровня ($\tau_{\text{эксп}} \approx \tau_{\text{теор}}$). Однако при звездных температурах ($T = 3 \cdot 10^8$), как и ожидалось, вероятность и интенсивность распада заметно увеличились и, соответственно, уменьшилось время жизни. В качестве примера на рис. 3 приведен график зависимости интенсивности распада первого возбужденного уровня ядра ^{238}U от времени с учетом доплеровского эффекта при звездных температурах. В этом случае $\tau_{\text{теор}} = 4.6 \cdot 10^{-11}$ с, то есть, при переходе к звездным температурам время жизни первого возбужденного уровня ^{238}U уменьшилось примерно в 6.4 раз. Аналогичные расчеты времени жизни первого возбужденного уровня, проведенные для ^{235}U и ^{232}Th с учетом доплеровского эффекта, продемонстрировали его уменьшение при звездных температурах по сравнению с экспериментальными значениями в 5.7 раз для ^{235}U и в 7.2 раза для ^{232}Th . Следует ожидать, что учет большего числа возбужденных состояний даст еще большее уменьшение времени жизни.

Заключение

Современные методы ядерной хронометрии, основанные на классическом представлении о постоянстве скорости распада и не учитывающие в силу этого влияния на временные характеристики распада различных факторов, в частности теплового движения ядер и распада предыдущих возбужденных состояний, дают лишь возможные верхние пределы оценок возраста объектов, определяемого этими методами и должны быть пересмотрены в рамках более общей квантовой теории.

Данная работа является первым этапом комплексного квантотеоретического исследования временных характеристик распада. В работе получены аналитические выражения для временных характеристик распада долгоживущих α -активных ядер, которые в определенный начальный момент времени распределены в двух состояниях (основном и первом возбужденном) с учетом доплеровского эффекта. Сделано обобщение полученных выражений на случай большего количества возбужденных состояний. Расчеты, проведенные для конкретных ядер при комнатных и звездных температурах, продемонстрировали значительное увеличение скорости распада при звездных температурах и возможность заметного ускорения распада из-за наличия возбужденных состояний.

Разработанный метод позволяет при рассмотрении процессов распада учитывать доплеровский эффект и необходимое количество возбужденных состояний и проводить соответствующие расчеты для разных ядер и при разных температурах, что делает возможным его практическое применение в ядерной хронометрии, например для более точного определения возраста астрофизических тел и времени распада радиоактивных отходов, а также для оценки числа звеньев γ -поглощений и γ -испусканий ядер-хронометров в процессе их распада.

1. Olkhovsky V. S., Grantsev V. I. // (Prepr. / National Academy of Sciences of Ukraine. Institute for Nuclear Research; KINR-98-1), Kyiv, 1998. 8 p.
2. Крылов Н. С., Фок В. А. // ЖЭТФ, 1947, Т. 17, Вып.2. С. 93–107.
3. Ольховский В. С. // Изв. АН СССР. Сер. Физ, 1985, Т. 49, № 5. С. 938–944.
4. Thieberger P., Moragues J. A., Sunyar A. W. // Phys. Rev., 1968, V. 171, № 2. P. 425–435.

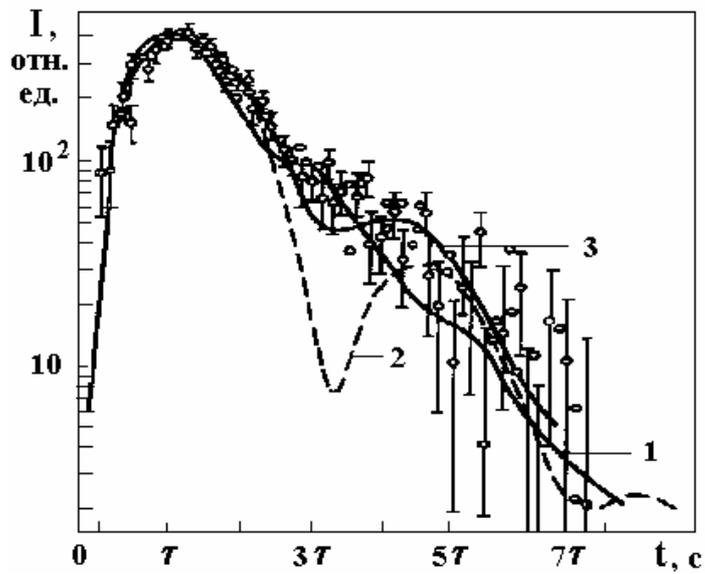


Рис. 1. Временное распределение γ -квантов, резонансно рассеянных ядрами ^{57}Fe ($\Delta\varepsilon = 3\Gamma$)

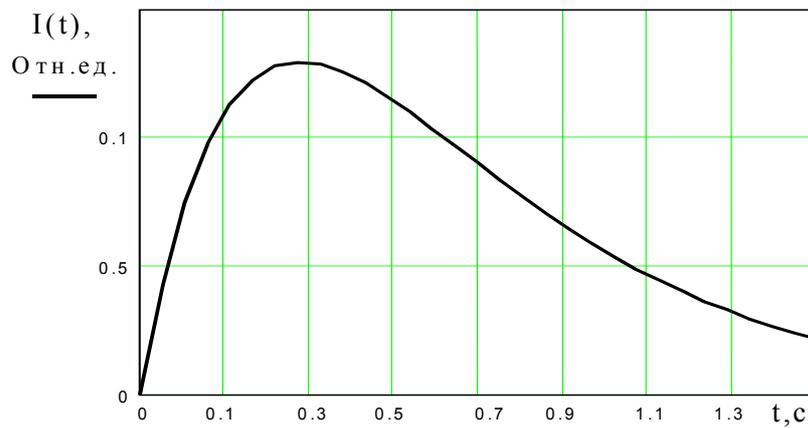


Рис. 2. Зависимость интенсивности распада возбужденных ядер ^{238}U от времени без учета эффекта Доплера ($\tau=2.9\cdot 10^{-10}$ с)

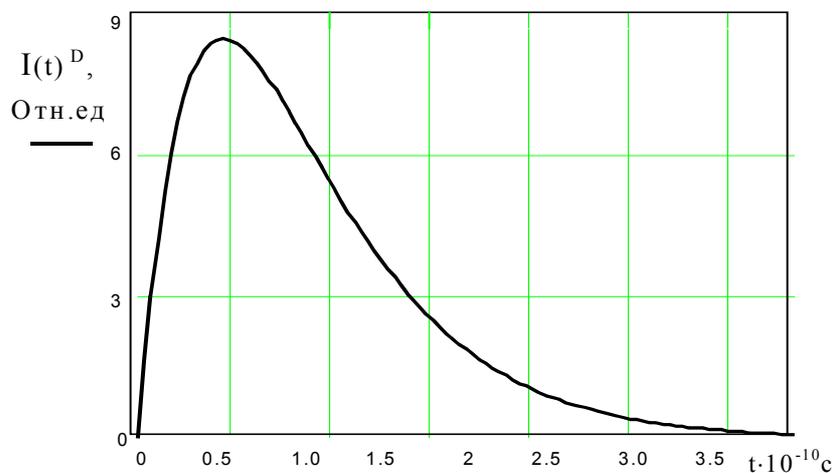


Рис. 3. Зависимость интенсивности распада возбужденных ядер ^{238}U от времени с учетом эффекта Доплера ($\tau^D=4.6\cdot 10^{-11}$ с)