

Неэкспоненциальный радиоактивный распад ^{125m}Te

С. К. Годовиков

Научно-исследовательский институт ядерной физики
им. Д. В. Скобельцына МГУ им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 ноября 2003 г.

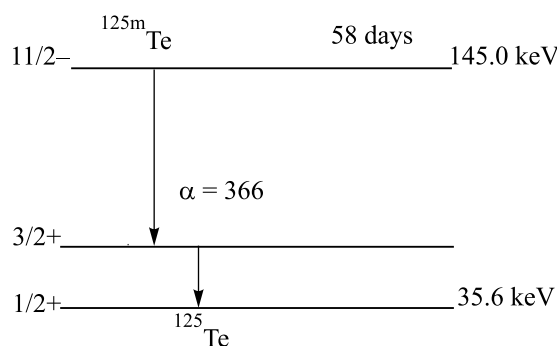
После переработки 26 января 2004 г.

Обнаружен и исследован неэкспоненциальный распад ядер-изомеров ^{125m}Te , имеющих промежуточные мессбауэровские уровни и находящиеся в окружении собственных продуктов распада. Предложена модель коллективного распада ядерных систем подобного типа.

PACS: 21.10.Tg, 23.20.Lv, 76.80.+y

Попытки управления процессом радиоактивного распада с помощью собственного γ -излучения ядер предпринимаются со времени открытия основных законов радиоактивности. Так, например, в книге А. Эддингтона [1], изданной в 1926 г., утверждается, что “распад радия является событием спонтанным, если атом радия – изолированная система, но этот распад можно стимулировать полем гамма-излучения той же частоты, которую имеют испускаемые при распаде радия гамма-лучи”. К сожалению, эта простая идея не нашла в 20-м веке своего экспериментального и практического воплощения. Основная трудность ее реализации заключается, по-видимому, в том, что энергия отдачи ядер, испускающих γ -кванты, сильно понижает добротность ядерного резонанса и вероятность образования кооперативного поля γ -излучения. Открытие в 1958 г. безотдачных, мессбауэровских линий излучения породило целый поток новых ожиданий, простиравшихся вплоть до получения пучка когерентного γ -излучения по образцу оптических лазеров. Однако и этим надеждам не суждено было сбыться. Причина этого – сильное самопоглощение в источнике этого мягкого (несколько десятков кэВ) типа излучения, в результате чего порог “генерации” γ -квантов никоим образом не достигается. Тем не менее, потенциал использования мессбауэровского излучения для целей управления процессом радиоактивного распада еще далеко не исчерпан. Определенный прогресс в этом направлении был достигнут, начиная с 1998 г., с использованием ядер долгоживущих (сотни дней) изомеров с промежуточными мессбауэровскими уровнями, которые многократно окружались продуктами собственного распада [2–4]. Настоящая работа посвящена изложению результатов исследований по этой схеме собственно с изомером ^{125m}Te .

Постановка задачи. Схема распада ^{125m}Te приведена на рис.1. Энергия изомерного уровня 145.0 кэВ,

Рис.1. Схема распада изотопа ^{125m}Te

период полураспада $T_{1/2} = 58$ дней, энергия промежуточного мессбауэровского уровня 35.6 кэВ, $T_{1/2} = 1.4 \cdot 10^{-9}$ с. Коэффициенты конверсии α равны соответственно 366 и 12.5. С целью сделать распад неспонтанным, отдельное ядро ^{125m}Te окружается множеством стабильных ядер ^{125}Te , которые легко возбуждаются излучением 35.6 кэВ, что вызывает многочисленные акты излучения и переизлучения в системе собственно стабильных ядер, инициированные одним γ -квантом. Близко расположенные ядра ^{125m}Te и ^{125}Te могут образовывать, кроме того, систему, в которой волна излучения от радиоактивного ядра и волна переизлучения от стабильного ядра распространяются навстречу друг другу. В таких условиях возможно образование интерференционной картины на основе стоячих волн, в пучностях которых (со временем жизни $\sim 10^{-9}$ с) могут оказаться еще не распавшиеся ядра-изомеры. Высокая концентрация стабильных, острорезонансных ядер, достаточная высокая концентрация ядер-изомеров и легкость об-

разования связей между теми и другими благоприятствуют возникновению коллективной ядерной системы, в которой отдельные акты распада уже не являются спонтанными, независимыми друг от друга, а уравнение распада нелинейно.

Следует отметить, что изомерный и промежуточный уровни с почти кратным отношением по значениям энергии (4.07), в принципе, могут взаимодействовать посредством эффекта динамической синхронизации колебаний – ядерного эффекта Гюйгенса [5, 6]. Неидеальная кратность не является препятствием для частичного возбуждения верхнего уровня, поскольку эффект несколько размыт по энергии [6], и для проявления этого специфического резонанса автокорректировки частот колебаний не требуется.

Методика эксперимента. Изотоп ^{125m}Te был получен при облучении на реакторе стабильного изотопа ^{124}Te в потоке нейтронов 10^{13} $1/\text{с} \cdot \text{см}^2$ в течение нескольких дней. Далее он был подвергнут химической процедуре, заключающейся в изготовлении на его основе соединения Mg_3TeO_6 . Ортотеллулат магния является современной химической формой мессбауэровских источников по ^{125m}Te , поскольку он обладает высокой вероятностью эффекта Мессбауэра и достаточно узкой линией испускания при 293 К. Химические реакции окисления металлического теллура и синтеза соединения проводились в жидких средах при $T = 293$ К. Контрольные измерения мессбауэровских спектров источника и рентгеноструктурные измерения подтвердили его идентичность ожидаемым параметрам и данной химической формуле. В соответствии с целями исследования было изготовлено из одного и того же сырья два источника (I и II) примерно равной активности (~ 8 мКи), но резко различающихся по содержанию стабильного мессбауэровского изотопа ^{125}Te . В источнике I на одно радиоактивное ядро ^{125m}Te приходилось $2 \cdot 10^5$ ядер ^{125}Te . Источник II был изготовлен на основе изотопа ^{124}Te и не содержал сколько-нибудь заметно ^{125}Te . Источник II являлся контрольным, реперным, а источник I – собственно исследовательским.

Экспериментальная постановка задачи заключалась в измерении и сравнении кривых распада источников I и II с целью доказательства их различия или тождественности.

Был выбран сцинтилляционный тип регистрации измерения с использованием кристалла $\text{NaJ}(\text{Tl})$ толщиной 1 мм, фиксирующего излучение мессбауэровского уровня, а также сопутствующих рентгеновских линий (27.4 и 31.1 кэВ), идентично отражающих распад верхнего, изомерного уровня 145 кэВ. Использовался фотоэлектронный умножитель фирмы Philips

типа 150 AVP/SF. Время измерений составляло от 10 мин до 1 ч, вслед за источником I сразу исследовался источник II, или наоборот. Измерения производились на одном и том же детекторе, при одинаковом расстоянии источник–детектор (13 см) и при одних и тех же параметрах энергетического окна. Рентгеновское и мессбауэровское излучения формировали четкий одиночный и единственный в амплитудном спектре пик с центром при ~ 30 кэВ. Использовался режим работы, аналогичный применяемому при получении мессбауэровских спектров, с временной разверткой по 256 каналам, но с неподвижным источником. Измеряемый параметр J есть число регистрируемых импульсов в 1 с на 1 канал. Измерения проводились в течение ~ 300 дней, что составляет $\sim 5T_{1/2}$ для данного изотопа. Примененный ядерно-спектрометрический тракт отличался высокой стабильностью электронных параметров, изучавшейся на протяжении ~ 7 лет. Ежедневные, по несколько часов в день, многомесячные контрольные измерения кривых распада стандартных источников всегда приводили к стандартным, литературным значениям $T_{1/2}$.

Результаты экспериментов. Данные измерений представлены на рис.2, 3 в координатах $\ln J$ и t –

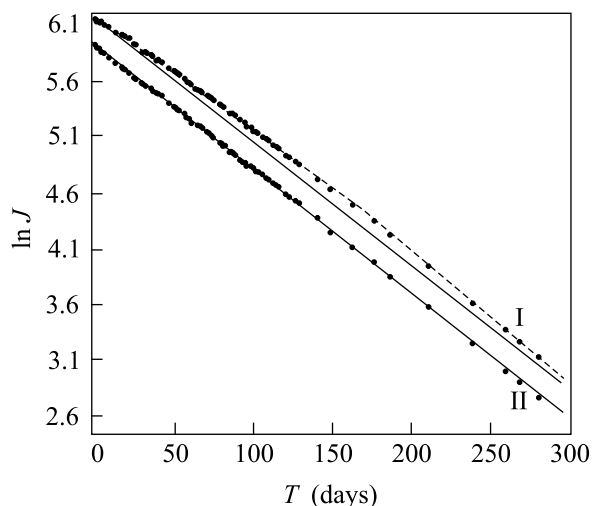


Рис.2. Кривые распада источников I и II за период времени 0–281 день. Сплошные линии – нормальный закон распада ($T_{1/2} = 62$ дня), штриховая линия – аппроксимация по экспоненциальному закону в области 177–281 день

времени в днях, ошибки – в пределах размера кружка. На рис.2 представлен полный цикл измерений (0–281 дня), а на рис.3 – до $t = 163$ дня.

Обработка измерений по источнику II показывает, что он ведет себя совершенно стандартно, распа-

Параметры распада источников ^{125m}Te

Интервал времени (дни)	Номер источника	Константа распада λ (1/день)	Период полураспада $T_{1/2}$ (дни)
0–80	I	$9.36 \cdot 10^{-3}$	74 ± 1
177–281	I	$11.95 \cdot 10^{-3}$	58 ± 1
0–281	II	$11.18 \cdot 10^{-3}$	62 ± 1

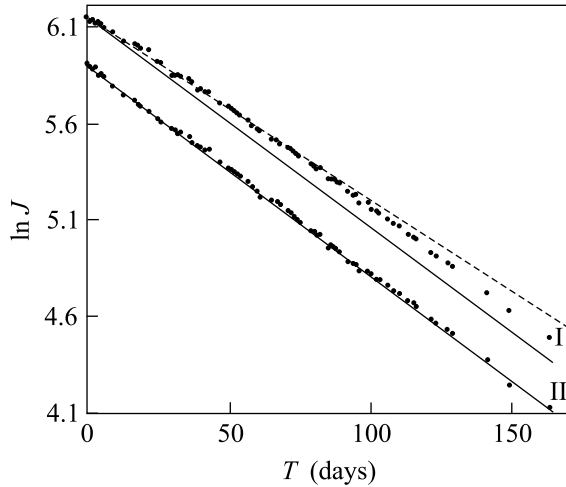


Рис.3. Кривые распада источников I и II за период времени 0–163 дня. Сплошные линии – нормальный закон распада ($T_{1/2} = 62$ дня), штриховая линия – аппроксимация по экспоненциальному закону в области 0–80 дней

даясь по экспоненциальному закону с $T_{1/2} = 62 \pm 1$ день (рис.2, 3), что весьма близко к общепринятому значению. Распад источника I, наоборот, совершенно аномален, в целом он не поддается обработке по экспоненциальному закону. Четко выделяются участки “торможения” распада (до $t \approx 80$ дней), относительно нормального хода (80–177 дней) и “ускорения” распада (177–281 дня). Если условно аппроксимировать отдельные участки этой сложной кривой экспоненциальным законом, то есть в данном случае прямой линией, то обработка дает следующие “парциальные” значения констант распада λ и $T_{1/2}$, которые приведены в таблице. Соответствующие области аппроксимации для источника I отмечены штриховыми линиями на рис.2 и рис.3. Сплошные линии здесь соответствуют нормальному закону распада, присущему источнику II ($T_{1/2} = 62$ дня). Область $80 < t < 177$ дня для источника I является переходной от торможения к ускорению и сколько-нибудь удовлетворительному описанию не поддается.

Обсуждение результатов. Ранее [2–4] было показано, что распад радиоактивных систем приведенно-

го выше типа описывается нелинейным дифференциальным уравнением вида

$$dN/dt = -\lambda(N - AN^3), \quad (1)$$

где N – число радиоактивных ядер в данный момент времени, λ – константа распада, A – некая константа пропорциональности. Выражение AN^3 как результат парного взаимодействия появляется в традиционном уравнении распада в связи с тем, что оно отвечает за взаимодействие ядер и равно числу ядер, которые “задерживаются” от распада [4]. Механизм этой задержки представляется в трехуровневой схеме распада типа рис.1 следующим образом. Сильное коллективное взаимодействие создает в ядерной системе уровень, связанный с энергией 35.6 кэВ и возбужденный значительную часть времени. Изомерный уровень, который в этой ситуации также принадлежит уже системе, а не отдельному ядру, начинает испытывать затруднения в распаде на промежуточный, возбужденный часть времени, уровень. Это и приводит к задержке распада части ядер. Их число можно оценить из данных проведенного эксперимента. Исходное число ядер ^{125m}Te в источнике I составляло $N_0 = 2.37 \cdot 10^{15}$. При $T_{1/2} = 62$ дня к 163 дню их должно быть $0.384 \cdot 10^{15}$, а в действительности, их число составляет $0.453 \cdot 10^{15}$ (данные рис.2,3). Таким образом, задержано от распада $6.9 \cdot 10^{13}$ ядер, или $\sim 18\%$ от нормы на 163 день. Отсюда также следует, что $A = 2.8 \cdot 10^{-32}$.

Выражение (1) в координатах фазовой плоскости графически представлено на рис.4, кривая *a*. Чрезвычайно характерной его особенностью является точка экстремума p' при

$$N = \pm \sqrt{1/3a}. \quad (2)$$

Положительному значению N соответствует $dN/dt = -\lambda \cdot 2/3 \cdot \sqrt{1/3a} < 0$. Отрицательное значение N имеет физический смысл числа ядер, задержанных от распада, скорость изменения которых со временем $dN/dt = +\lambda \cdot 2/3 \cdot \sqrt{1/3a} > 0$. Это означает, что точка экстремума является точкой бифуркации, проход которой справа налево (указано стрелкой) привносит в систему новое качество, а

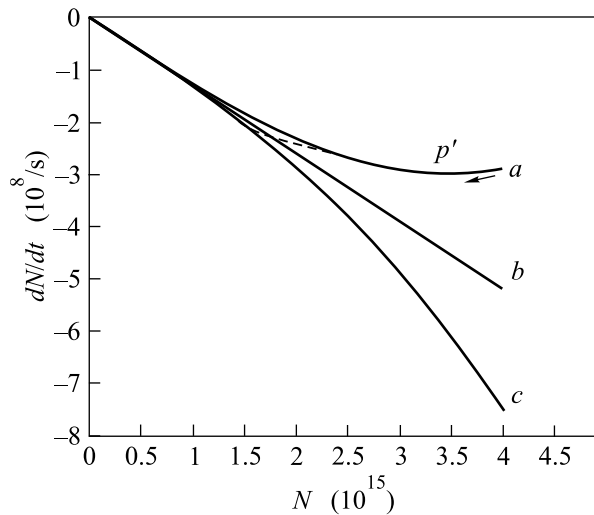


Рис.4. Графическое представление выражений уравнений распада на фазовой плоскости: скорость dN/dt – координата N . Кривые a , b и c соответствуют формуле (1), $dN/dt = -\lambda N$ и формуле (4), штриховая линия – формуле (3)

именно, возможность появления “новых”, ранее задержанных ядер, испытывающих тенденцию к ускоренному распаду. Поскольку механизмы торможения и ускорения распада имеют сходный характер, то уравнение (1) для описываемой области изменения N следует модифицировать в виде

$$dN/dt = -\lambda(N - AN^3 + BN^3), \quad (3)$$

где $B = B(t)$ есть некая функция времени. Функция $B(t) = 0$ в начале цикла измерений и далее она монотонно возрастает вплоть до $B = 2A$, где (3) приобретает вид

$$dN/dt = -\lambda(N + AN^3), \quad (4)$$

Выражение (4), графически представленное на рис.4 кривой c соответствует ускоренному распаду. Кривые a и c расположены на рис.4 соответственно выше и ниже линии нормального хода распада $dN/dt = -\lambda N$ (рис.4, кривая b). Временная зависимость параметра B возникает по причине того, что с уменьшением N происходит постепенное ослабление механизма коллективного торможения распада. В трехуровневой энергетической схеме коллектива ядер возникает инверсное пересыщение верхнего, изомерного уровня и, наоборот, снятие возбуждения с промежуточного уровня на значительную часть времени. В таких условиях и реализуется альтернативная ветвь распада, для которой $dN/dt > 0$, что в целом приводит к ускорению распада по ти-

пу выражений (3) и (4). Применительно к условиям настоящего эксперимента выражение (3) графически представлено на рис.4 штриховой линией, которая плавно связывает кривые a и c рис.4, пересекаясь в определенной точке с линией нормального хода b . Выражение (4) в принципе не имеет точки экстремума, что означает полное исчезновение при достаточно больших t процессов торможения распада и безальтернативный характер распада ускоренного типа. При $t \gg T_{1/2}$ кривые a , b и c рис.4 практически сливаются друг с другом.

Из эксперимента можно оценить параметры распада собственно задержанных ядер. Действительно, их количество уменьшается от $6.9 \cdot 10^{13}$ при $t = 163$ дня до $0.95 \cdot 10^{13}$ при $t = 281$ день. Этому соответствует параметр $T_{1/2} = 41 \pm 1$ день. Таким образом, распад действительно существенно ускоряется, а разброс значений $T_{1/2}$ для данной ядерной системы находится в пределах от 74 дней до 41 дня при норме 62 дня.

Уравнения (1) и (4) имеют свои аналитические, существенно неэкспоненциальные, решения, которые выражаются соответственно в виде:

$$N = [1/(A - \exp(2\lambda t) \cdot C)]^{1/2}, \quad C = (AN_0^2 - 1)/N_0^2, \quad (5)$$

и

$$N = [1/(C^* \cdot \exp(2\lambda t) - A)]^{1/2}, \quad C^* = (AN_0^2 + 1)/N_0^2. \quad (6)$$

При $t \gg T_{1/2}$ выражения (5) и (6) приобретают традиционный вид $N = N_0 \cdot \exp(-\lambda t)$.

Таким образом, основные закономерности наблюдавшегося неэкспоненциального распада ^{125m}Te в рамках предложенной модели коллективного взаимодействия мессбауэровских ядер находят свое объяснение. Наблюдаемые процессы изменения константы распада можно, по-видимому, значительно усилить. Для этого необходимо резко повысить концентрацию радиоактивных ядер в источнике, что согласно (1) и (4), должно привести к увеличению как торможения распада, так и его ускорения. Охлаждение источника (вплоть до 4.2 К) приведет к аналогичному результату по причине роста фактора безотдачного испускания γ -квантов.

В заключение следует отметить, что результаты настоящей работы не имеют отношения к мессбауэровским опытам с синхротронным излучением [7], где наблюдаются динамические и квантовые биения на кривой распада ядерного уровня в наносекундной шкале времени, а также – к результатам работы [8], в которой незначительные аномалии в скорости β -распада некоторых изотопов сопоставляются с космическими факторами. Работы по поиску влияния

поля нулевых электромагнитных колебаний на распад мессбауэровских уровней в присутствии удаленного (на несколько сантиметров) резонансного экрана [9, 10] также совершенно не связаны с тематикой настоящего исследования хотя бы потому, что теория этого предполагаемого явления [10] предсказывает спонтанный, монотонный, сугубо экспоненциальный характер такого распада. Кроме того, в настоящей работе отсутствует собственно экран в представлениях [10].

Работа поддержана на конкурсе научных проектов НИИЯФ МГУ в 2002 г.

1. A. Eddington, *The internal constitution of the stars*, Ldn., 1926, Ch. 11, § 211.

2. S. K. Godovikov, *Laser Physics* **10**, 1293 (2000).
3. С. К. Годовиков, *Известия Академии наук, сер. физ.* **65**, 1063 (2001).
4. С. К. Годовиков, *Письма в ЖЭТФ* **75**, 595 (2002).
5. С. К. Годовиков, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 599 (1998).
6. О. И. Сумбаев, *Известия Академии наук, сер. физ.* **62**, 6 (1998).
7. Г. В. Смирнов, *Известия Академии наук, сер. физ.* **67**, 984 (2003).
8. Yu. A. Baurov, A. A. Konradov, V. F. Kushniruk et al., *Modern Physics Letters A* **16**, 2089 (2001).
9. В. Г. Алпатов, Ю. Д. Баюков, А. В. Давыдов и др., *53-е Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра*, 7–10 окт. 2003 г., Москва, Тезисы докладов, Из-во СПбГУ, 2003, с. 243.
10. V. I. Vysotskii, *Phys. Rev.* **C58**, 337 (1998).