

Поскольку по построению $\Phi(z) = O(z^{-1})$, то

$$\int_a^b \mu(t_0) d\theta_0 = 0.$$

Наконец, $|\nabla u| = |\Psi_z| = \left| \frac{\Phi(z)}{z} \right| = O(z^{-2})$. Итак, функция $u(x)$ является гармонической и удовлетворяет граничным условиям (1), (2) по построению. Кроме того, как только что доказано, $u(x)$ однозначна и удовлетворяет условиям на бесконечности (3).

Для определения константы c_0 воспользуемся условием (4), которое пока что не использовалось:

$$c_0 = \widehat{Q}^+(e^{ia}) + \frac{1}{2\pi} \int_L \operatorname{Re} \mu(t) \ln r(e^{ia}, t) d\theta - \frac{1}{2\pi} \int_L \operatorname{Im} \mu(t) \omega(e^{ia}, t) d\theta. \quad (14)$$

Приведенные рассуждения резюмирует следующая теорема.

Теорема 2. *Решение задачи \mathcal{K} существует и дается формулой (13), в которой функции $\operatorname{Re} \mu(t)$, $\operatorname{Im} \mu(t)$ берутся из (11), (12), а вещественная константа c_0 — из (14).*

Замечание. Функция

$$v(x) = \operatorname{Im} \Psi(z) = -\frac{1}{2\pi} \int_a^b [\operatorname{Im} \mu(t) \ln r(z, t) + \operatorname{Re} \mu(t) \omega(z, t)] d\theta + c_1 \quad (15)$$

по построению связана с $u(x)$ соотношениями Коши–Римана $\partial u / \partial r = \partial v / \partial \theta$, $\partial u / \partial \theta = -\partial v / \partial r$. Легко видеть, что функция $v(x)$ однозначна, гармоническая и ограниченная на бесконечности. Поэтому задача \mathcal{K} для функции $v(x)$, в которой условие (1) заменено на условие $\frac{\partial v}{\partial r} \Big|_{L^+} = -Q^+(t) \in C^{0,\lambda}(\overline{L})$, а (2) — на условие $v \Big|_{L^-} = \widehat{Q}^-(t) \in C^{1,\lambda}(\overline{L})$, имеет решением функцию (15), где $c_1 = \widehat{Q}^-(e^{ia}) + (1/2\pi) \int_L [\operatorname{Im} \mu(t) \ln r(e^{ia}, t) + \operatorname{Re} \mu(t) \omega(e^{ia}, t)] d\theta$, $Q^-(t) \equiv \partial \widehat{Q}^-(t) / \partial \theta$.

Литература

1. Крутицкий П.А. // Матем. моделирование. 1990. 2, № 4. С. 143.
2. Крутицкий П.А. // Матем. моделирование. 1990. 2, № 9. С. 114.
3. Мусхелишвили Н.И. Сингулярные интегральные уравнения. М.: Наука, 1968.

Поступила в редакцию
28.04.00

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.17

ОБРАЗОВАНИЕ ЛЕГКИХ β^+ -РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ ВОЛЬФРАМА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИНТЕНСИВНЫХ ФОТОННЫХ ПУЧКОВ

С. С. Бородина, Б. С. Ишханов, В. И. Мокеев, С. И. Павлов

(НИИЯФ)

Исследована динамика образования легких β^+ -радиоактивных изотопов вольфрама под действием пучков тормозного излучения различной интенсивности с энергией фотонов, отвечающих возбуждению дипольного гигантского резонанса. Предложена гипотеза о возможности образовании наиболее легких стабильных изотопов элементов под действием высокоинтенсивных потоков γ -квантов.

Введение

Исследование трансмутации атомных ядер под действием потоков γ -квантов высокой интенсивности важно для решения многих фундаментальных и прикладных задач, таких, как объяснение синтеза элементов во Вселенной; исследование свойств атомных ядер вдали от полосы β -стабильности; разрушение долгоживущих составляющих радиоактивных отходов, образующихся при работе ядерных реакторов и в атомной промышленности; введение примесей в полупроводниковые материалы и др.

Характерная особенность ядерных процессов, идущих под действием интенсивных потоков γ -квантов, состоит в том, что в результате реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, p) образуется большое число различных стабильных и радиоактивных изотопов, которые распадаются и разрушаются под действием пучка фотонов и образуют трансмутационную цепочку изотопов [1–4].

Цель настоящей работы — исследование динамики образования легких радиоактивных изотопов вольфрама W ($Z = 74$) под действием фотонных пучков.

Описание метода

Временная эволюция содержания каждого элемента трансмутационной цепочки определяется процессами их накопления и распада. Уменьшение содержания изотопа с массовым числом A и зарядом Z происходит в результате его α - и β -распада и реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, p) , а накопление — за счет аналогичных реакций на «соседних» ядрах, вследствие чего может образоваться рассматриваемый изотоп (A, Z) (рис. 1).

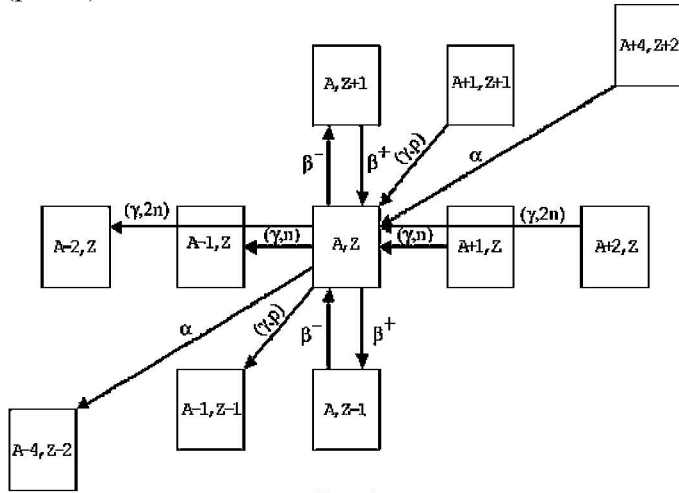


Рис. 1

Дифференциальное уравнение для временной эволюции содержания $N(A, Z; t)$ изотопа (A, Z) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dN(A, Z; t)}{dt} = & - \left[\lambda^{\beta^-}(A, Z) + \lambda^{\beta^+}(A, Z) + \lambda^{\alpha}(A, Z) + \right. \\ & + Y^{(\gamma, n)}(A, Z) + Y^{(\gamma, 2n)}(A, Z) + \\ & \left. + Y^{(\gamma, p)}(A, Z) \right] N(A, Z; t) + \\ & + \left\{ \lambda^{\beta^-}(A, Z-1)N(A, Z-1; t) + \right. \\ & + \lambda^{\beta^+}(A, Z+1)N(A, Z+1; t) + \\ & + \lambda^{\alpha}(A+4, Z+2)N(A+4, Z+2; t) + \\ & + Y^{(\gamma, n)}(A+1, Z)N(A+1, Z; t) + \\ & + Y^{(\gamma, 2n)}(A+2, Z)N(A+2, Z; t) + \\ & \left. + Y^{(\gamma, p)}(A+1, Z+1)N(A+1, Z+1; t) \right\}, \end{aligned}$$

где слагаемое в квадратных скобках описывает разрушение изотопа (A, Z) , а слагаемое в фигурных скобках — накопление этого изотопа.

В приведенных уравнениях присутствуют следующие параметры: $\lambda^i(A, Z)$ — постоянная распада ядра (A, Z) по каналу i , где индекс i отвечает α -, β^- -, β^+ -распадам; $Y^j(A, Z, E_{\gamma m})$ — выход фотоядерной реакции на изотопе (A, Z) , определяемый соотношением

$$Y^j(A, Z, E_{\gamma m}) = \Phi \int_{E_{\min}}^{E_{\gamma m}} W(E, E_{\gamma m}) \sigma^j(E; A, Z) dE, \tag{1}$$

где индекс j соответствует каналам (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, p) ; Φ — плотность потока фотонов, облучающих мишень; $\sigma^j(E; A, Z)$ — парциальное сечение, где индекс j отвечает каналам фотоядерных реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, p) на ядре (A, Z) ; $W(E, E_{\gamma m})$ — спектр тормозного γ -излучения, нормированный на единицу:

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\gamma m}} W(E, E_{\gamma m}) dE = 1. \tag{2}$$

Интегрирование в выражениях (1), (2) проводится в области энергий возбуждения ядра от $E_{\min} = 5$ МэВ, что отвечает минимальным значениям порогов фотоядерных реакций, до верхней границы спектра тормозного излучения $E_{\gamma m}$.

В расчетах использовался спектр тормозного γ -излучения, образующийся при облучении вольфрамового конвертора толщиной 0,2 см электронами с энергией 30 МэВ. Расчет формы спектра тормозного излучения выполнен с использованием комплекса программ GEANT 3.21 [5]. Определено также общее число тормозных фотонов в интервале энергий от E_{\min} до $E_{\gamma m}$, образованных в тормозной мишени одним электроном — $C_{\gamma}(E_{\gamma m}, E_{\min})$, что позволяет связать поток тормозных фотонов Φ с током пучка ускорителя электронов I :

$$\Phi = 6,25 \cdot 10^{12} IC_{\gamma}(E_{\gamma m}, E_{\min})/S,$$

где площадь облучаемой мишени S выражена в см^2 , Φ — в $\text{фотон} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$, I — в мкА.

Константы радиоактивного распада $\lambda^i(A, Z)$ взяты из работы [6]. Серьезной проблемой при использовании развитого подхода является определение величин сечений фотоядерных реакций на изотопах трансмутационной цепочки, так как большинство изотопов радиоактивны и экспериментальные данные о сечениях для них отсутствуют. В настоящей работе сечения (γ, n) -, $(\gamma, 2n)$ - и (γ, p) -реакций определяются в рамках феноменологической модели, развитой в работах [1–4]. В этой модели учтены основные механизмы формирования и распада дипольного гигантского резонанса (ДГР) для ядер ($10 < A < 210$) с использованием всей совокупности накопленных экспериментальных данных [7, 8] по каналам фоторасщепления ядер в области энергий возбуждения ДГР. В частности, в нашем случае достаточно хорошими приближениями, которые использовались в расчетах, являются следующие.

Положение центра тяжести спектра ДГР E^m определяется соотношением

$$E^m = 31,2A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6} \text{ (МэВ)},$$

а полное интегральное сечение фотопоглощения $\sigma_{\text{int}}(\gamma, \text{tot})$ — соотношением

$$\sigma_{\text{int}}(\gamma, \text{tot}) = 60 \frac{NZ}{A} \text{ (МэВ} \cdot \text{мб)}.$$

В соответствии с экспериментальными данными по сечениям фотоядерных реакций в области массовых чисел $A \sim 150 \div 180$ [7, 8] канал (γ, n) составляет $\sim 70\%$, канал $(\gamma, 2n)$ $\sim 25\%$ и канал (γ, p) $\sim 5\%$ от полного сечения поглощения. Эти относительные величины сечений для различных каналов реакции и были выбраны для всех образующихся изотопов независимо от A и Z .

Более сложные каналы распада ДГР не учитывались.

Результаты расчетов

Исследование влияния интенсивности и дозы тормозного γ -излучения на состав и количество образующихся вторичных изотопов было выполнено

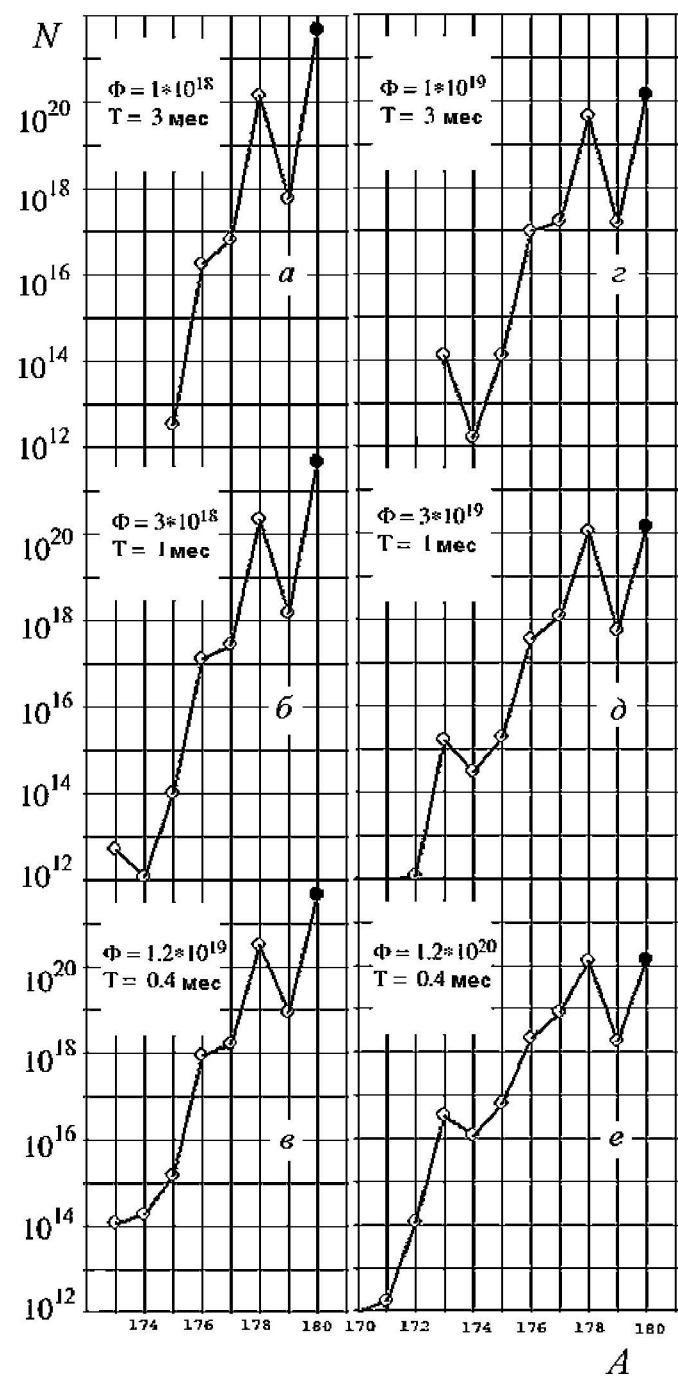


Рис. 2

на примере облучения исходного изотопа ^{180}W . Поскольку все радиоактивные ядра, образующиеся в результате реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$, перегружены протонами, то они являются β^+ -радиоактивными изотопами. Было выполнено несколько серий расчетов для различной величины интенсивности потоков γ -излучения и различного времени облучения.

Наблюдение числа изотопов W ($Z = 74$) происходит в момент прекращения облучения. Время облучения T_{ray} и интенсивности потока фотонов Φ были подобраны так, чтобы сохранялось неизменным число фотонов N , падающих на единицу площади мишени исходного изотопа:

$$N = \Phi T = \text{const}.$$

Интенсивности потоков γ -излучения для одного и того же времени облучения T_{ray} и полного числа фотонов тормозного γ -излучения в процессе облучения в сериях расчетов а-в и г-е различаются на порядок (рис. 2).

Количество ядер исходного изотопа ^{180}W было выбрано равным $1 \cdot 10^{22}$.

Результаты расчетов представлены на рис. 2. Шкала содержания ядер N разбита на 10 интервалов, в пределах каждого из которых масштаб линейен. Темные кружки соответствуют стабильным ядрам, светлые — радиоактивным.

Обсуждение результатов

Облучение стабильного изотопа ^{180}W интенсивными потоками γ -квантов приводит к его эффективному разрушению в результате реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ и образованию более легких, перегруженных протонами β^+ -радиоактивных изотопов этого элемента.

Увеличение общего потока фотонов от $3 \cdot 10^{18}$ до $3 \cdot 10^{19}$ (фотон $\cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^2$) приводит к уменьшению содержания исходного изотопа в конце облучения ^{180}W в 30 раз (от $6,83 \cdot 10^{21}$ до $2,20 \cdot 10^{20}$). Как и следовало ожидать, количество образующихся изотопов вольфрама при уменьшении его массового числа A уменьшается. Динамика образования легких радиоактивных ядер в значительной степени определяется интенсивностью потока облучающих фотонов и периодами полураспада образующихся ядер. Так, например, максимум содержания для изотопа с $A = 178$ (см. рис. 2) обусловлен относительно большим периодом полураспада ($T_{1/2} = 21,6$ сут). Вторым важным фактором, определяющим динамику процесса, является существенная роль канала реакции $(\gamma, 2n)$. Сечение этой реакции примерно в три раза меньше сечения (γ, n) , тем не менее массовое число A у образующихся в результате этой реакции изотопов уменьшается сразу на 2, что увеличивает вероятность образования легких изотопов. При возрастании интенсивности потока фотонов и сохранении суммарной дозы происходит относительное увеличение количества образующихся более легких изотопов с меньшими периодами полураспада.

Известно, что в реакциях радиационного захвата нейтронов (s - и r -процессы) образуются химические элементы. В результате фотоядерных реакций происходит образование наиболее легких стабильных изотопов данного элемента. В ряде случаев реакции, идущие под действием интенсивных потоков γ -квантов, могут быть основным механизмом образования таких изотопов. По аналогии с s - и r -процессами в звездах в реакциях, идущих под действием γ -квантов, следует учитывать две возможности образования легких изотопов данного химического элемента:

1) путем движения вдоль левой границы долины стабильности изотопов — к ядрам с меньшим Z (медленный γ -процесс);

2) под действием взрывных, интенсивных потоков γ -квантов (быстрый γ -процесс), в результате чего первоначально образуются ядра, сильно перегруженные протонами, а распад протоноизбыточных ядер приводит к образованию наиболее легких стабильных изотопов.

Литература

1. Бородина С.С., Ишханов Б.С., Мокеев В.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1998. № 1. С. 22.
2. Бородина С.С., Ишханов Б.С., Мокеев В.И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1997. № 2. С. 6 (Moscow University Phys. Bull. 1997. No. 2. P. 8).
3. Бородина С.С., Ишханов Б.С., Мокеев В.И., Павлов С.И. Препринт НИИЯФ МГУ № 99-32/950. М., 1999.
4. Borodina S.S., Ishkhanov B.S., Mokeev V.I. // Intern. Nucl. Phys. Conf. (INPC/98), August 24–28. Paris, 1998. P. 794.
5. Brun R., Bruyant F., Maire M. et al. GEANT 3.21 (User's Guide). CERN, Geneva, Switzerland, 1987.
6. Nuclear Wallet Cards. N. Y., 2000 (<http://www.nndc.bnl.gov>).
7. Varlamov A.V., Varlamov V.V., Rudenko D.S., Stepanov M.E. Atlas of Giant Dipole Resonance. IAEA Nuclear Data Section. Austria, Vienna, 1999.
8. Dietrich S., Berman B.L. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1998. No. 38. P. 199.

Поступила в редакцию
05.04.00

УДК 539.167; 537.591

ПРОЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ НА РОССИЙСКОМ СЕГМЕНТЕ МЕЖДУНАРОДНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ

В. В. Александров, Д. И. Бугров, Г. К. Гарипов, А. Кордеро, Дж. Линсли,
У. Салазар, О. А. Сапрыкин*), А. А. Силаев, В. С. Сыромяников *),
М. И. Панасю Б. А. Хренов

(НИИЯФ)

Приводится описание экспериментальной установки для изучения космических лучей предельно высоких энергий, которая может быть установлена на борту российского сегмента Международной космической станции.

Для решения одной из самых актуальных проблем астрофизики — поиска источников космических лучей предельно высоких энергий (КЛ ПВЭ) с энергией каждой частицы выше 10^{19} эВ и объяснения происхождения частиц столь высоких энергий — создается прибор для исследования КЛ ПВЭ (оптическая камера с площадью зеркала более 10 м^2 и сеткой фотоприемников в его фокусе, регистрирующая флуоресценцию атмосферы Земли с орбиты спутника Земли — рис. 1). Проект изучения КЛ ПВЭ с помощью оптического детектора на борту российского сегмента Международной космической станции предложен в 1997 г. [1].

Имеющиеся данные о существовании частиц с энергией $(2-3) \cdot 10^{20}$ эВ (выше энергии «реликтового обрезания» спектра космических лучей [2, 3]) могут быть объяснены либо присутствием новых астрофизических объектов — ускорителей заряженных частиц, находящихся в Галактике или в галактиках, расположенных на расстояниях не далее 50 Мпк,

либо «высыпанием» частиц «Великого объединения» с массой 10^{24} эВ из «топологических дефектов», допускаемых космологической теорией [4].

Для детектирования космических лучей сверхвысокой энергии на поверхности Земли приходится создавать дорогостоящие сети из большого числа детекторов частиц широкого атмосферного ливня (ШАЛ): действующая установка AGASA [5], проект ШАЛ-1000 [6], или сети из оптических станций регистрации флуоресцентного трека ШАЛ: установка Hires [7], проект TA [8], или сеть из детекторов обоих типов: проект Оже — «The Pierre Auger Observatory» [9]. Так, в проекте Оже для наблюдения космических лучей в области энергий $10^{19}-10^{21}$ эВ создается сеть из более чем 3000 детекторов частиц (площадь каждого 10 м^2), покрывающих площадь на поверхности Земли до 6000 км^2 . Для регистрации флуоресцентных треков ШАЛ создается система оптических детекторов, содержащих около 200 зеркал-концентраторов сигнала (эффективная площадь

*) Ракетно-космическая корпорация «Энергия». Консорциум «Космическая регата».