

в котором  $\epsilon_{\alpha\beta}(\omega\mathbf{k}|\omega'\mathbf{k}')$  — диэлектрическая проницаемость среды со случайными неоднородностями;  $\epsilon_{\alpha\beta}(\omega\mathbf{k})$  — ее однородная часть. Если неоднородности среды статистически стационарны и однородны, то статистическое усреднение материального соотношения

$$D_{\alpha} = \epsilon_{\alpha\beta}(\omega\mathbf{k}) E_{\beta} + \sum' \epsilon_{\alpha\beta}(\omega\mathbf{k}|\omega'\mathbf{k}') E_{\beta}' \quad (6)$$

совместно с уравнением (5) в приближении хаотических фаз приводит к соотношению  $\langle D_{\alpha} \rangle = \langle \epsilon_{\alpha\beta} \rangle \langle E_{\beta} \rangle$ , в котором

$$\langle \epsilon_{\alpha\beta}(\omega\mathbf{k}) \rangle = \epsilon_{\alpha\beta}(\omega\mathbf{k}) + \sum' \left( \frac{\omega'}{c} \right)^2 G_{\mu\nu}(\omega'\mathbf{k}') \langle \epsilon_{\alpha\mu}(\omega\mathbf{k}|\omega'\mathbf{k}') \epsilon_{\nu\beta}(\omega'\mathbf{k}'|\omega\mathbf{k}) \rangle. \quad (7)$$

Для изотропного случая функция распространения

$$G_{\mu\nu}(\omega\mathbf{k}) = - \left( \frac{c}{\omega} \right)^2 \frac{k_{\mu}k_{\nu}}{k^2 \epsilon_l(\omega\mathbf{k})} + \frac{\delta_{\mu\nu} - \frac{k_{\mu}k_{\nu}}{k^2}}{k^2 - \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_{tr}(\omega\mathbf{k})}.$$

Так как для неоднородного состояния единственными выделенными направлениями являются направления

волновых чисел  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$ , то

$$\epsilon_{\alpha\beta}(\omega\mathbf{k}|\omega'\mathbf{k}') = l\delta_{\alpha\beta} + m \frac{k_{\alpha}k_{\beta}}{k^2} + n \frac{k'_{\alpha}k'_{\beta}}{k'k'} + S \frac{k_{\alpha}k'_{\beta}}{kk'} + t \frac{k_{\alpha}k_{\beta}}{k'k}. \quad (8)$$

Скалярные функции в этом уравнении могут зависеть лишь от модулей  $k$  и  $k'$  и скалярного произведения  $\mathbf{k}\mathbf{k}'$ . Например, для случая статистических неоднородностей радиус экранирования поля точечного заряда

$$\langle D^{-2} \rangle = D^{-2} - \lim_{k \rightarrow 0} \sum' k^2 \langle \epsilon_l(k|\mathbf{k}') \epsilon_l(\mathbf{k}'|k) \rangle \epsilon_l^{-1}(\mathbf{k}').$$

Здесь  $D$  — радиус экранирования в однородной среде, а

$$\epsilon_l(k|\mathbf{k}') = S + \gamma(l+m+n) + \gamma^2 l,$$

где  $\gamma = \cos(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ .

Полученные выражения для турбулентной проницаемости могут быть значительно упрощены, если предположить, что неоднородности обладают определенными свойствами симметрии.

Поступило в Редакцию 15/IV 1963 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

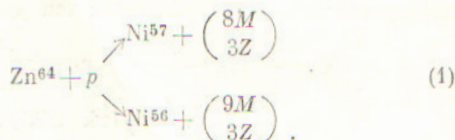
1. C. Herring, J. Appl. Phys., 31, 1939 (1960).
2. S. Yoshikawa, D. Rose, Phys. Fluids, 5, 334 (1962). S. Yoshikawa. Там же, стр. 1272.

УДК 539.172.12/546.47

## О некоторых реакциях на цинке под действием протонов с энергией 30 Мэв

Г. Н. Михалева

С целью обнаружения ядерных реакций с вылетом нескольких частиц нами проводилось облучение естественной смеси изотопов цинка (гранулированный чистейший) протонами с энергией около 30 Мэв на внутреннем пучке синхротрона Научно-исследовательского института ядерной физики МГУ. Наряду с излучением, обусловленным изотопами  $\text{Ga}^{67}$  (3,2 дня),  $\text{Zn}^{65}$  (245 дней), образующимися по реакциям  $(p, \gamma)$ ,  $(p, n)$ ,  $(p, d)$ , и излучением, соответствующим периоду полураспада около 10 ч и обусловленным изотопами  $\text{Cu}^{64}$  (12,8 ч) и  $\text{Ga}^{66}$  (9,4 ч), получающимися в результате реакций  $(p, \alpha)$  и  $(p, n)$ , наблюдалось мягкое  $\gamma$ -излучение, интенсивность которого изменяется вначале с периодом, в два раза меньшим, а затем значительно большим, чем период полураспада  $\text{Ga}^{67}$ . Интенсивность линии  $\gamma$ -спектра в области 800 кэв изменяется с существенно большим периодом. Эту активность можно приписать изотопам никеля, образующимся в реакциях с освобождением трех единиц заряда и восьми-деяти единиц массы:



Образование  $\text{Ni}^{56}$  при бомбардировке цинка протонами с энергией 340 Мэв наблюдалось [1] по образованию его дочернего продукта ( $\text{Co}^{56}$ ) в химически выделенном никеле.

Для проверки сделанного выше предположения [см. уравнение (1)] был проведен опыт с химическим выделением как никеля, так и кобальта из облученного протонами цинка, всех примесей в котором было меньше 0,001%. Химическое выделение производилось сразу после окончания облучения. Активность выделенных продуктов изучалась на сцинтилляционном 100-канальном  $\gamma$ -спектрометре в области энергий ниже 1300 кэв. Измерения были начаты через две с половиной недели и прекращены через четыре с половиной месяца после окончания облучения. В начале измерений загрузка спектрометра превышала  $10^4$  имп/мин.

На рис. 1, а, б даны кривые распада для никеля и кобальта, выделенных из цинка, облученного протонами с энергией ~ 30 Мэв. Как известно, никель и кобальт трудно разделяются химически, и поэтому в случае активности, связанной с изотопом никеля, можно ожидать только ее превышения в химически выделенном никеле над соответствующей активностью в химически выделенном кобальте.

Было построено 14 кривых распада, относящихся к отдельным линиям  $\gamma$ -спектров химически выделенных никеля и кобальта. В качестве иллюстрации изме-



Сравнительные интенсивности  $\gamma$ -линий никеля

Химически выделенный						Данные работы [2]		
никель			кобальт			изотоп	$T_{1/2}^{**}$ , дни	$E^{**}$ , кэв
$T_{1/2}^*$ , дни	$I_0$ , имп/сек	$E^*$ , кэв	$T_{1/2}^*$ , дни	$I_0$ , имп/сек	$E^*$ , кэв			
1,6	$1,4 \cdot 10^7$	129	1,5	$1,2 \cdot 10^6$	127	Ni <sup>57</sup>	1,5	127
3,2	$10^6$	91	3	$10^6$	90	Ga <sup>67</sup>	3,25	92
		196			200			182
		296			310			298
6,3	$3 \cdot 10^4$	159	6	$2 \cdot 10^3$	160	Ni <sup>56</sup>	6,4	160
		254			250			260
Длинный период (280)	$0,5 \cdot 10^3$	129	Длинный период (284)	$2,5 \cdot 10^3$	127	Co <sup>57</sup>	270	122
								136

\* Экспериментальные значения.  
\*\* Табличные значения.

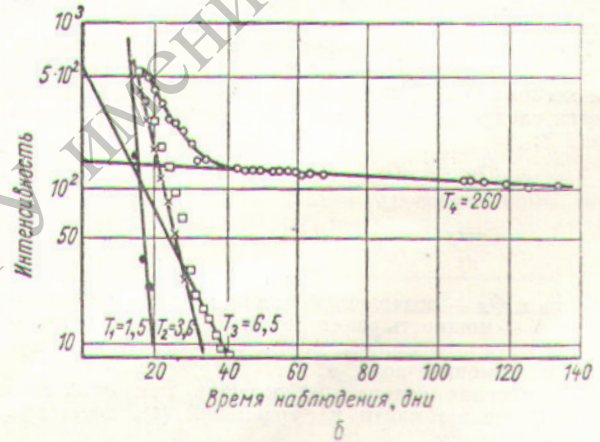
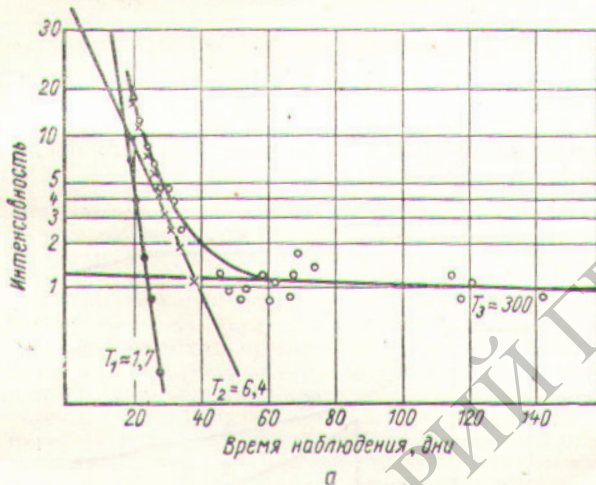


Рис. 1. Кривая распада для никеля (а) и кобальта (б), химически выделенных из цинка, облученного протонами с энергией ~30 Мэв.

нения интенсивности отдельных линий в  $\gamma$ -спектрах на рис. 2 даны результаты наблюдения за линией с энергией 254 кэв в  $\gamma$ -спектре выделенного никеля. Результаты измерений энергий линий  $\gamma$ -спектров и соответствующих этим линиям периодов полураспада приведены в таблице, из которой видно, что в продуктах реакции имеется как Ni<sup>57</sup>, так и Ni<sup>56</sup>.

Тот факт, что активность, соответствующая периоду полураспада, равному 73 дням, присутствует только в химически выделенном никеле и отсутствует в химически выделенном кобальте, указывает на то, что в процессе ядерной реакции, безусловно, образовался Ni<sup>56</sup>, распадающийся в Co<sup>56</sup> с периодом полураспада 77 дней.

Активность изотопов никеля  $I_0$ , экстраполированная к начальному моменту времени по кривым распада, в химически выделенном никеле больше чем на порядок превышает соответствующую активность в химически выделенном кобальте, в то время как

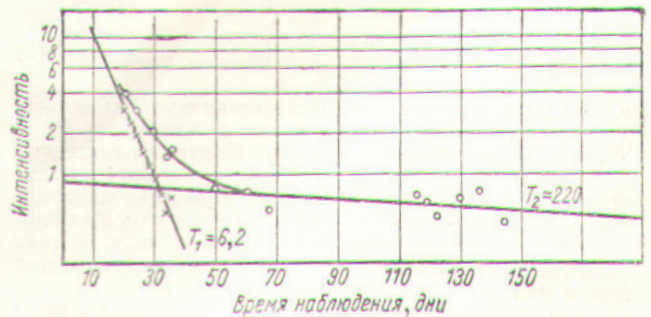


Рис. 2. Изменение с течением времени интенсивности линии с энергией 254 кэв в  $\gamma$ -спектре никеля, химически выделенного из цинка, облученного протонами с энергией ~30 Мэв.



для изотопа кобальта такое отношение равно 0,2. Таким образом, на основании данных проведенного опыта можно сделать вывод, что при облучении цинка протонами с энергией ~30 Мэв имеют место указанные выше реакции.

На основании полученной начальной интенсивности изотопов Ni<sup>57</sup> и Ni<sup>56</sup>, их периодов полураспада и коэффициентов поглощения  $\gamma$ -лучей в гидридном натрии дает значение отношения поперечных сечений указанных реакций (1) для  $E_p = 30$  Мэв  $\delta_{57}/\delta_{56} = 60$ .

Автор выражает благодарность Н. П. Руденко

и Н. И. Мертц за проведение химического выделения никеля и кобальта из облученного цинка.

Поступило в Редакцию 16/X 1963 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. W. Worthington. Phys. Rev., 87, 158 (1952).
2. Б. С. Д ж е л е п о в, Л. К. П е к е р. Схемы распада радиоактивных ядер. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1959.

УДК 621.039.516.2

## Оптимальный режим останковки ядерного реактора

Ю. П. Петров

При быстрой останковке ядерного реактора возникает явление падения реактивности, известное под названием «иодной ямы». Величины снижения реактивности и потери энергии зависят от режима останковки, т. е. от закона изменения мощности реактора во времени. Цель настоящей работы — отыскание оптимального режима останковки реактора.

Предположим (несколько идеализируя реальный реактор), что реактивность зависит только от содержания ксенона ( $Xe^{135}$ ) и что процессы в реакторе описываются следующей системой дифференциальных уравнений\*:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dQ_{Xe}}{dt} &= \frac{Q_J}{9,7} - \frac{Q_{Xe}}{13,4} - ANQ_{Xe}; \\ \frac{dQ_J}{dt} &= BN - \frac{Q_J}{9,7}, \end{aligned} \right\} (1)$$

где  $Q_{Xe}$  и  $Q_J$  — содержание ксенона и йода соответственно;  $N$  — мощность реактора;  $A, B$  — числовые коэффициенты;  $t$  — время, ч; 13,4 и 9,7 — периоды полураспада ксенона и йода, ч.

Изменение содержания ксенона при останковке реактора можно найти из уравнений (1), подставив  $N = 0$ . Получим

$$\frac{Q_{Xe}}{Q_{Xe t=0}} = \frac{3,62B - 3,35A}{B - A} e^{-\frac{t}{13,4}} - \frac{2,52B - 2,35A}{B - A} e^{-\frac{t}{9,7}}, \quad (2)$$

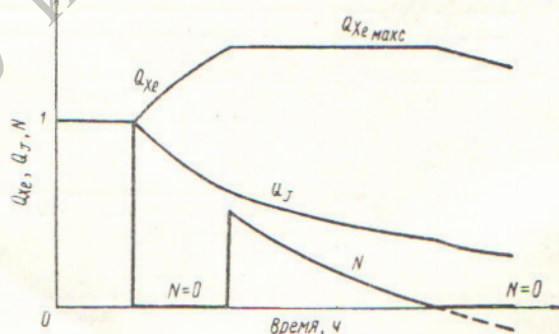
т. е. содержание ксенона после останковки возрастает, достигает максимума через время  $t$ , близкое к 10 ч, и лишь затем начинает убывать. Причина заключается в том, что при останковке реактора сразу падает количество атомов ксенона, исчезающих за счет поглощения нейтронов (член  $ANQ_{Xe}$  в первом из уравнений (1)). В то же время количество возникающих за счет распада йода атомов ксенона убывает медленно, так как время распада йода велико.

В результате реактивность реактора после его останковки может снизиться настолько, что его запуск будет невозможен. Для того чтобы реактор можно было запустить в любой момент, необходимо постепенно сни-

жать его мощность, гася избыточную мощность в специальном устройстве. Поставим задачу — найти такое управление режимом останковки, при котором бесполезная потеря мощности, а следовательно, и бесполезный расход горючего

$$W = \int_0^T N dt \quad (3)$$

будут минимальными. О значении верхнего предела в интеграле (3) будет сказано ниже.



Структура оптимального режима останковки реактора.

Приходим к следующей математической формулировке задачи оптимального управления: найти функцию  $N(t)$ , обеспечивающую минимум интеграла (3) при наличии уравнений связи (1), ограничения по содержанию ксенона

$$Q_{Xe} \leq Q_{Xe \max} \quad (4)$$

(где  $Q_{Xe \max}$  — максимально допустимое содержание ксенона, при котором еще обеспечивается запуск реактора) и ограничения по мощности

$$N \geq 0. \quad (5)$$

Решение задачи будем вести методами вариационного исчисления, т. е. сначала найдем экстремали в открытой области, без учета ограничений (4) и (5), а затем построим составную минимальную кривую, состоящую из кусков экстремалей и кусков границы

\* А. Д. Г а л а н и н. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Атомиздат, 1957.