

Результаты определения плотности мюонным методом

Характеристика пород	$H_{\Phi},$ м	$I,$ имп/мин	$H,$ м. в. э.	$\sigma_{\text{сред}},$ г/см ³	$\Delta H_{\Phi},$ м	$\sigma'_{\text{сл}},$ г/см ³	$\sigma''_{\text{сл}},$ г/см ³
Обломочные породы	1	90,9±2,7	1,50	1,50±0,05	0-1	1,50±0,05	} 1,57±0,06
	2	77,3±2,8	3,10	1,55±0,06	1-2	1,60±0,08	
	3	67,8±2,6	4,70	1,57±0,06	2-3	1,60±0,08	
Мелко- и крупнозернистый песок	5	53,2±1,9	8,00	1,60±0,06	3-5	1,65±1,08	} 1,65±0,08
	7	44,7±1,7	11,30	1,62±0,06	5-7	1,65±0,09	
Гравелиты, алевролиты	10	33,0±1,5	16,50	1,65±0,07	7-10	1,73±0,09	} 1,87±0,06
	12	27,3±1,4	20,0	1,67±0,08	10-12	1,75±0,10	
	17	18,0±0,2	30,0	1,76±0,04	12-17	2,00±0,08	
Обломочные породы	1	68,7±2,03	1,20	1,20±0,04	0-1	1,20±0,04	1,20±0,04
Супесь с глиной, выветрелые гравелиты	2,70	55,4±1,80	3,50	1,30±0,04	1-2,7	1,35±0,05	} 1,70±0,18
	4,70	40,6±2,90	7,50	1,60±0,11	2,7-4,7	2,00±0,12	
Гравелиты	11,0	17,5±0,6	22,5	2,05±0,07	4,7-11,0	2,38±0,07	} 2,51±0,15
	15,0	12,0±0,6	32,3	2,15±0,10	11,0-15,0	2,45±0,12	
	21,0	7,4±0,34	48,0	2,28±0,10	15,0-21,0	2,62±0,14	
	27,0	5,2±0,24	63,5	2,35±0,11	21,0-27,0	2,59±0,15	

Проведенные исследования доказали возможность применения мюонного метода для определения плотности песчано-глинистых, обломочных и трещиноватых скальных пород, обладающих повышенной радиоактивностью.

Поступило в Редакцию 30/VII 1973 г.
В окончательной редакции 3/X 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бондаренко В. М. и др. «Бюлл. изобрет. и товарн. знаков», 1962, № 12.
2. Бондаренко В. М. Использование космических лучей в геологии. М., «Недра», 1965.

Учет фона при определении стоимости физических исследований на реакторах

ПЕТРОВ Ю. В.

УДК 621.039.564.2

В работе [1] поставлен вопрос о необходимости учета фона в характеристиках нейтронного потока реакторов, предназначенных для физических исследований. Ниже показано, каким образом фон может быть включен в стоимость исследований.

1. Исследовательский реактор можно рассматривать как информационную фабрику, производящую события в экспериментальной аппаратуре [2]. Если интересующие нас события в мишени линейно зависят от нейтронного потока, то их интенсивность в единицу времени в детекторе равна $I_e = \beta_e n (\sigma_e \Phi_e)$, где σ_e — микроскопическое сечение регистрируемого эффекта; β_e — эффективность регистрации эффекта детектором; n — полное число атомов мишени; Φ_e — нейтронный поток. Скобки $\langle \rangle$ означают усреднение по энергиям нейтронов и объему мишени. Напомним, что для малых по размерам (по сравнению с длинами диффузии и замедления) мишеней и каналов величина I_e пропорциональна исходному невозмущенному потоку нейтронов [2] *.

* Пропорциональность сохранится и для малых черных образцов, когда исходный поток в месте расположения мишени возмущен сильно, вопреки неточному утверждению в работе [3].

Если в детекторе присутствует заметный фон с интенсивностью I_b , то обычно в течение времени I_e набирается число событий эффекта и фона, равное $N_{e+b} = (I_e + I_b) T_e$, а затем в течение времени T_b измеряется только фон $N_b = I_b T_b$, причем значение I_e определяется как разность соответствующих N/T , а ошибка $(\Delta I_e)^2$ состоит из ошибок измерений N_{e+b} и N_b . Если последняя носит чисто статистический характер, то, как известно:

$$\frac{[(\Delta I_e)^2]^{1/2}}{I_e} = \frac{1}{\sqrt{I_e T_e}} \sqrt{1 + \frac{I_b (T_e + T_b)}{I_e T_b}} \quad (1)$$

При большом фоне для уменьшения ошибок, связанных с нестабильной работой измерительной аппаратуры, экспериментаторы предпочитают работать короткими циклами. Обозначив время цикла τ , время измерения эффекта + фон и только фона соответственно τ_e и τ_b , получим связь между текущим (календарным) временем t и T_e, T_b : $T_e = i \tau_e / \tau, T_b = i \tau_b / \tau$. В общем случае $\tau_e + \tau_b \neq \tau$, так как часть времени цикла может быть потрачена на переключение аппаратуры.

Если принять, что статистический вес измеряемой величины (например, σ_e) по сравнению с измерениями

той же величины в других экспериментах обратно пропорционален квадрату относительной ошибки, то производительность π , т. е. количество информации в единицу времени, может быть определена выражением [2]

$$\pi \equiv \frac{d}{dt} \left[\frac{I_e^2}{(\Delta I_e)^2} \right] = I_e \frac{\tau_e}{\tau} \left[1 + \frac{I_b(\tau_e + \tau_b)}{I_e \tau_b} \right]^{-1}. \quad (2)$$

Поскольку на рассматриваемом реакторе одновременно проводится несколько разнородных экспериментов, то полная производительность реактора $\Pi = \sum_i \omega_i \pi_i$, где ω_i — коэффициенты, учитывающие важ-

ность того или иного эксперимента с точки зрения ценности полученной информации. К сожалению, из-за отсутствия строгого определения ценности коэффициенты ω_i расставляются методом экспертных оценок. В простейшем случае $\omega_i = 1$. Средняя по времени полная себестоимость единицы информации s связана с затратами \bar{C} на ее получение в единицу времени таким образом [1—3]:

$$s = \frac{\bar{C}}{\Pi}. \quad (3)$$

Здесь в \bar{C} входят как затраты на проведение экспериментов, так и реакторные затраты.

2. Оптимальная доля времени η , потраченная на измерение эффекта, как следует из формулы (2), определяется выражением

$$\eta \equiv \frac{\tau_e}{\tau_e + \tau_b} = 1 + \frac{I_b}{I_e} - \frac{I_b}{I_e} \left(1 + \frac{I_e}{I_b} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

При малом уровне фона ($I_b \ll I_e$) $\eta \approx 1 - \sqrt{I_b/I_e}$ ($\tau_e \approx \tau$) и, согласно (2), $\pi \approx I_e$. Именно этот случай подробно разобран в работах [1—3], где установлена связь между s и такими параметрами реактора, как мощность, нейтронный поток, выгорание и пр.

Если $I_b \gg I_e$, то из формулы (4) следует, что $\tau_e \approx \tau_b$ ($\eta \approx \frac{1}{2} + \frac{1}{4} \cdot \frac{I_e}{I_b}$) и производительность, согласно формуле (2), примерно квадратично зависит от интенсивности эффекта:

$$\pi \approx \frac{I_e^2 (\tau_e + \tau_b)}{4 I_b \tau}. \quad (5)$$

Фон в детекторе, т. е. I_b , складывается из естественного фона I_{nb} , не связанного с реактором, и реакторного фона $I_{rb} = \beta_{rb} n \langle \sigma_b \Phi_b \rangle$ (сечение σ_b , эффективность детектора β_{rb} и поток Φ_b относятся к фону). В условиях, когда реакторный фон является определяющим, отношение I_{rb}/I_e в формулах (2) и (5) пропорционально отношению Φ_b/Φ_e . Последнее может быть значительно уменьшено с помощью специальных экспериментальных устройств. Так, например, применение нейтронодов, использующих эффект полного внутреннего отражения, позволяет увести нейтронный поток из зоны прямой видимости и сократить на несколько порядков величину Φ_b при незначительном уменьшении Φ_e . Если существенным является фон γ -квантов ($\Phi_b = \Phi_\gamma$), то защита от них может дать заметный выигрыш в η даже при некотором уменьшении Φ_e . Другой способ улучшения отношения Φ_b/Φ_e — использование техники времени пролета в сочетании с импульсным режимом

работы реактора. Все эти мероприятия позволяют во много раз повысить производительность отдельных экспериментальных установок без существенного увеличения затрат и, следовательно, сократить себестоимость информации s .

3. Примером такой ситуации, когда главную роль играет естественный фон I_{nb} , являются опыты по поиску рассеяния реакторных антинейтрино на электронах. В этом случае фон от космического излучения и естественной радиоактивности материалов детектора превышает эффект от рассеяния антинейтрино, возникающих из осколков деления [4]. Авторы работ [5, 6] предлагают использовать в подобной ситуации импульсный реактор с относительно невысокой средней мощностью. Пусть реактор со средней за время τ мощностью \bar{P} производит в детекторе в единицу времени \bar{I}_e отсчетов.

Если та же энергия $\bar{P}\tau$ выделяется за время τ_1 , которое намного меньше τ_e , то эквивалентная по антинейтрино интенсивность сигнала I_e возрастет и будет равна $I_e = \bar{I}_e \varphi(\tau_e) \tau / \tau_e$, где $\varphi(\tau_e)$ — доля антинейтрино, зарегистрированных за время τ_e . Согласно (2), производительность реактора составит $\pi \approx \bar{I}_e^2 \varphi^2(\tau_e) \tau / I_{nb} \tau_e \times (I_{nb} > I_e)$. Если принять $\tau = 0,1$ суток и $\tau_e = 10$ сек (при этом $\varphi(\tau_e)$ в зависимости от нижнего порога регистрации электронов отдачи изменяется в пределах 0,25—0,5 [7]), то в момент измерения выигрыш в интенсивности эффекта составит 220—440 раз, а производительность по сравнению со стационарным реактором той же мощности повысится в 220—880 раз.

Реальную среднюю мощность импульсных реакторов можно довести до 50—100 Мвт. Благодаря квадратичной зависимости π от нейтринного потока переход к стационарным реакторам большей мощности может оказаться выгодным. Так, например, мощность проектируемых реакторов для АЭС должна быть равной 3000—6000 Мвт [8]. Если на таком реакторе установить оптимальную защиту импульсного реактора, то геометрические факторы окажутся близкими по величине и поток антинейтрино Φ_{ν_e} на расстоянии 6—7 м от центра активной зоны превысит $10^{14} \nu_e \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Эта величина в пять раз больше полученной в опытах Райнса на промышленном реакторе [4] и в 50 раз выше, чем для реактора с эквивалентной средней мощностью $\bar{P} = 70$ Мвт. Производительность в опытах на реакторах АЭС по сравнению с последним увеличивается в 2500 раз.

Поскольку реактор АЭС часто выключать нельзя, то для сокращения времени, необходимого для поддержания стабильности счета аппаратуры, можно периодически откатывать детектор на расстояние порядка 15 м. При этом Φ_{ν_e} падает на порядок, а фон от естественной радиоактивности и космический фон при надлежащей защите экспериментального зала не изменяется. Конечно, последнее обстоятельство должно быть проверено в нулевом эксперименте при остановленном реакторе. Весь цикл измерений можно провести за $\tau = 100$ сек ($\tau_e = \tau_b = 40$ сек и 20 сек на перемещение детектора).

Таким образом, хотя по интенсивности I_e в момент измерения эффекта опыты на АЭС оказываются в 4,4—9 раз хуже, чем на импульсном реакторе, производительность в первом случае в 11—3 раза выше и время набора той же статистической точности во столько же раз меньше. Происходит это благодаря большому мертвому времени импульсного реактора. При $\tau_e = 10$ сек и десяти вспышках в сутки время измерения

эффекта на импульсном реакторе составляет 100 сек/сут-ки.

В опытах на АЭС оно в 350 раз больше. Величина s в опытах на АЭС падает еще больше, чем растет производительность, так как из \bar{C} в формуле (3) следует исключить затраты на сооружение и эксплуатацию реактора, поскольку они уже входят в стоимость электроэнергии.

Автор глубоко благодарен В. М. Лобашову и О. И. Сумбаеву за плодотворное обсуждение последнего раздела работы.

Поступило в Редакцию 12/IX 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бать Г. А., Коченов А. С., Кабанов Л. П. Исследовательские ядерные реакторы. М., Атомиздат, 1972.
2. Ерыкалов А. Н., Петров Ю. В. «Атомная энергия», 1968, т. 25, с. 52.
3. Цыканов В. А. «Атомная энергия», 1971, т. 31, с. 15.
4. Gurr H. e. a. «Phys. Rev. Letters», v. 28, p. 1406.
5. Фейнберг С. М., Шевелев Я. В. II Женевская конф. 1964, доклад СССР № 28-P-322.
6. Микаэлян Л. А., Спивак П. Е., Циноев В. Г. «Ядерная физика», 1965, т. 1, с. 853.
7. Ahrens T., Lang T. «Phys. Rev. C», 1971, v. 3, p. 973.
8. Петросяц А. М. и др. АЭ, 1971, т. 31, с. 315.

Способ повышения эффективности фотохимического разделения изотопов

БАСОВ Ю. Г., МАКАРОВ В. Н.

УДК 621.039.3 : 621.039.335

Фотохимическое разделение изотопов может быть осуществлено с помощью источников света с линейчатым, сплошным или монохроматическим излучением. Для разделения стабильных изотопов водорода используют линейчатое излучение ртутной лампы низкого давления [1] и сплошное излучение дейтериевой лампы [2]. В работе [3] теоретически показаны возможности эффективного разделения изотопов при помощи монохроматического излучения. Экспериментальное разделение стабильных изотопов водорода монохроматическим лазерным излучением описано в работах [4, 5]. В [4] смесь метанола, брома и дейтерометанола облучали светом химического лазера на смеси фтора с водородом, а в работе [5] формальдегид облучали светом рубинового лазера с удвоением частоты ($\lambda = 347,2$ мк). Результаты, полученные в [4, 5], а также данные по разделению изотопов брома с помощью лазерного излучения [6] проанализированы в обзорной работе [7].

Проводятся исследования по селективному возбуждению колебательных уровней молекул инфракрасным лазерным излучением [8]; в результате этих исследований появилась возможность осуществить двухступенчатую схему селективной фотодиссоциации молекул [9, 10]. Сущность схемы заключается в следующем. Лазерным излучением с определенной длиной волны селективно возбуждается первый колебательный уровень одной изотопной молекулы [10]. Одновременно с этим смесь изотопных молекул облучается вторым источником света (необязательно когерентный и монохроматический) с энергией фотонов, равной разнице между энергией фотодиссоциации и энергией возбуждения первого колебательного уровня молекулы. Энергия фотонов этого источника света для непосредственной фотодиссоциации молекул мала. Поэтому селективно распадается только возбужденная молекула, атомы которой взаимодействуют с каким-либо веществом и выводятся из системы.

Ниже рассмотрено применение способа повышения эффективности фотохимического разделения изотопов с помощью газоразрядных источников света на примере стабильных изотопов водорода. На рис. 1 показана произвольная кривая $\varphi_\lambda = f(\lambda)$ — функция спектрального распределения интенсивности излучения газо-

разрядных ламп (φ_λ — интенсивность излучения; λ — длина волны). Вертикальные линии на рисунке расположены на длинах волн квантов света, соответствующих энергиям диссоциации $D_2(\lambda_1)$ и $H_2(\lambda_2)$. Площадь под кривой со стороны более коротких волн до λ_2 характеризует число фотонов Q_H , энергия которых больше энергии диссоциации $H_2(E_H)$, а площадь до λ_1 характеризует число фотонов Q_D , энергия которых больше энергии диссоциации $D_2(E_D)$.

Коэффициент разделения изотопов оценивается известной формулой

$$\alpha = N_H N'_D / N'_H N_D, \quad (1)$$

где N_H и N_D — число атомов водорода и дейтерия, образованных при диссоциации молекул; N'_H и N'_D — число этих же атомов в непродиссоциированных молекулах водорода. Величины N_H и N_D можно определить таким образом:

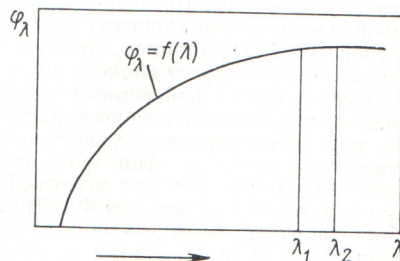
$$N_H = \gamma_H Q_H / E_H; \quad N_D = \gamma_D Q_D / E_D, \quad (2)$$

где γ_H и γ_D — квантовый выход реакции образования атомов водорода и дейтерия.

С учетом (2) коэффициент разделения определяется выражением

$$\alpha = N'_D Q_H \gamma_H E_D / N'_H Q_D \gamma_D E_H. \quad (3)$$

Из анализа этой формулы видно, что если с помощью фильтров отсекается ультрафиолетовое излучение с дли-



Р и с. 1. Иллюстрация к оценке возможностей разделения изотопов с помощью источника света. (Стрелкой показано направление увеличения длины волны.)