

изотопом  $\text{Xe}^{135}$ , равное  $2,7 \cdot 10^6$  барн [9];  $\Phi$  — поток тепловых нейтронов.

Пренебрегая короткоживущими предшественниками  $\text{Te}^{135}$  и  $\text{I}^{136}$ , получим систему уравнений:

$$\frac{dN_1}{dt} = y_1 P - \lambda_1 N_1;$$

$$\frac{dN_2}{dt} = y_2 P + \lambda_1 N_1 - (\lambda_2 + \sigma_n \Phi) N_2;$$

$$\frac{dN_3}{dt} = y_3 P + \sigma_n \Phi N_2,$$

где  $t$  — время облучения;  $N_1, N_2, N_3$  — число ядер  $\text{I}^{135}, \text{Xe}^{135}$  и  $\text{Xe}^{136}$ ;  $P = n \sigma_f \Phi$  — число актов деления в 1 сек;  $n$  — число исходных ядер  $\text{Pu}^{239}$ ;  $\sigma_f$  — сечение деления  $\text{Pu}^{239}$ .

Решение системы уравнений дает возможность получить выражение для поправочного коэффициента  $K$ , взятого как отношение числа ядер  $\text{Xe}^{136}$  (продукт деления) к полному числу ядер изотопа  $\text{Xe}^{136}$ :

$$K = \frac{y_3 t}{y_3 t + \frac{\sigma_n \Phi}{\Lambda_2} (y_1 + y_2) t + \frac{\sigma_n \Phi}{\Lambda_2} \left( \frac{y_1}{\Lambda_2 - \lambda_1} - \frac{y_1 + y_2}{\Lambda_2} \right) \times \frac{1}{\times (1 - e^{-\Lambda_2 t}) - \frac{y_1 \sigma_n \Phi}{\lambda_1 (\Lambda_2 - \lambda_1)} (1 - e^{-\lambda_1 t})};$$

где  $\Lambda_2$  — эффективная константа перехода из ядер массовой цепочки 135 в цепочку 136:

$$\Lambda_2 = \lambda_2 + \sigma_n \Phi.$$

При расчете поправки были использованы величины выходов массовых цепочек, приведенные в работе [10]. Кумулятивные и независимые выходы отдельных членов цепочек определялись согласно гипотезе равного смещения заряда Гленденина и Паппаса и эмпирическим формулам [11, 12]. При делении  $\text{Pu}^{239}$  тепловыми нейтронами были получены следующие значения выходов:  $y_1 = 0,0507$ ;  $y_2 = 0,0046$ ;  $y_3 = 0,05008$ .

В таблице приведены относительные выходы изотопов ксенона с учетом поправки на реакцию  $\text{Xe}^{135} (n, \gamma) \text{Xe}^{136}$ . В пределах точности измерения исправленные значения относительных выходов изотопов для случаев

кратковременного и длительного облучения совпадают. Приведенные в таблице данные свидетельствуют о наличии незначительной тонкой структуры выходов при делении  $\text{Pu}^{239}$  тепловыми нейтронами. Полученные результаты согласуются с данными работ [1—3].

Облучение  $\text{U}^{235}$  тепловыми нейтронами проводилось в течение 1 ч, поэтому поправка на захват тепловых нейтронов изотопом  $\text{Xe}^{135}$  была несущественной (см. таблицу).

Согласно полученным данным, при делении  $\text{U}^{235}$  тепловыми нейтронами выход изотопа  $\text{Xe}^{136}$  существенно превышает выход  $\text{Xe}^{134}$ , что свидетельствует об отсутствии тонкой структуры выходов в исследуемой области массовых чисел  $A = 131 - 136$ . Результаты настоящей работы подтверждают измерения, полученные в работе [13], и расходятся с результатами, опубликованными в работах [4—6].

Поступило в Редакцию 22/XI 1971 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. W. Fleming et al. Canad. J. Chem., 34, 193 (1956).
2. D. Wiles et al. Canad. J. Chem., 34, 227 (1956).
3. H. Fickel, R. Tomlinson. Canad. J. Phys., 37, 916, 926 (1969).
4. D. Bidinosti et al. Canad. J. Chem., 39, 628 (1961).
5. R. Ganpathy et al. J. Inorg. and Nucl. Chem., 29, 257 (1967).
6. J. Carrison, B. Roos. Nucl. Science and Engng, 12, 1118 (1960).
7. М. Г. Паньян и др. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 250 (1971).
8. К. А. Петржак, М. Г. Паньян, В. Ф. Телых. «Ядерная физика», 11, 1178 (1970).
9. Атлас нейтронных сечений. Изд. 2-е. М., Атомиздат, 1959, стр. 15.
10. Ю. А. Зысин и др. Выходы продуктов деления и их распределения по массам. М., Атомиздат, 1963, стр. 58.
11. A. Wahl et al. Phys. Rev., 126, 1112 (1962).
12. K. Wolfsberg. Phys. Rev., 137, 313, 926 (1965).
13. W. Fleming et al. Canad. J. Chem., 32, 522 (1952).

## Влияние магнитного поля на диффузию нейтронов и возможность магнитного регулирования реакторов

В. В. ОРЛОВ, Ю. П. КАЗАЧЕНКОВ

УДК 621.039.512.4

Наличие у нейтрона спина и магнитного момента создает принципиальную возможность воздействия на их диффузию с помощью магнитного поля. Давно известны один из механизмов такого воздействия, связанный с магнитным рассеянием медленных нейтронов атомами намагниченного ферромагнетика. Теория диффузии нейтронов в ферромагнетике была разработана И. Я. Померанчуком. Однако имеются и другие механизмы, которые связаны с чисто ядерными взаимодействиями и могут играть существенную роль для нейтронов в широком энергетическом интервале. Основными из таких механизмов являются спин-орбитальное и спин-спиновое взаимодействия.

Теория диффузии быстрых нейтронов в веществе с учетом спин-орбитального взаимодействия была разработана в работах [1, 2], где показано, что в некоторых случаях такое взаимодействие может приводить к заметному влиянию на распределение нейтронов в веществе. Если нейтроны диффундируют в среде в направлении  $e_z$ , то их вектор поляризации имеет направление [1]

$$p \sim [e_z \Omega], \quad (1)$$

где  $\Omega$  — направление полета нейтрона. Поэтому нейтроны преимущественно рассеиваются в направлении, обратном их диффузии [1], что приводит к уменьшению коэффициента диффузии и увеличению отражающей

способности (альbedo) сред. Если теперь включить магнитное поле  $H$ , направленное по  $e_z$ , то вследствие прецессии произойдет усреднение направлений спинов нейтронов. При достаточно больших напряженностях  $H$ , когда за время между столкновениями  $\tau = \lambda/v$  спин нейтрона успеет совершить несколько оборотов, их средняя поляризация обратится в нуль и диффузия будет происходить так, как если бы спин-орбитальное взаимодействие отсутствовало. Коэффициент диффузии при этом возрастет, альbedo уменьшится.

Строгая теория, основанная на транспортном уравнении Больцмана, позволяет количественно определять величины возникающих эффектов. Не касаясь строгой формулировки задачи, оценим величину магнитного поля, необходимую для оценки этого эффекта.

Изменение среднего спина нейтронов в пучке при магнитной индукции  $B$  описывается уравнением [3]

$$\frac{dp}{dt} = \gamma [pB], \quad (2)$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение нейтрона. При этом величина нормальной к полю компоненты вектора поляризации будет изменяться со временем как

$$p = p_0 \cos \gamma B t, \quad (3)$$

так что среднее значение поляризации нейтрона при столкновении с ядром определится выражением

$$\bar{p} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} p(t) e^{-\frac{t}{\tau}} dt = \frac{p_0}{1 + \gamma^2 B^2 \tau^2}. \quad (4)$$

Поскольку изменение диффузионных характеристик сред (коэффициента диффузии, альbedo и т. д.) и связанного с ними коэффициента размножения реактора пропорциональны  $p$ , то следует ожидать такую же зависимость этих величин от магнитной индукции. Таким образом, зависимость реактивности  $\rho$  реактора от величины магнитного поля  $B$  должна иметь такой вид:

$$\rho(B) = \rho_0 \frac{\gamma^2 B^2 \lambda^2}{v^2} = \frac{\rho_0}{1 + \left(\frac{\gamma B \lambda}{v}\right)^2}. \quad (5)$$

В результате спин-орбитального взаимодействия коэффициент диффузии при некоторых энергиях может изменяться до 20%, а усреднение по спектру быстрого реактора приводит к эффектам в величинах альbedo, а следовательно, и в реактивности до  $\rho_0 \approx 0,1 \div 1\%$ . Если принять в формуле (5)  $\lambda \approx 5$  см и  $v \approx 10^9$  см/сек ( $E \approx 1$  Мэв), то находим, что эта реактивность может быть получена при включении магнитного поля

$$B > \gamma \frac{\lambda}{v} \approx 30 \text{ кэс.}$$

В отличие от спин-орбитального взаимодействия спин-спиновое взаимодействие может непосредственно влиять на диффузию нейтронов лишь при использовании веществ с ориентированными ядрами. Например,

при энергии нейтронов до 60 кэв сечение их рассеяния протонами составляет  $\sim 3$  барн при параллельных спинах и  $\sim 38$  барн при антипараллельных. Поэтому большая часть нейтронов, падающих на не очень толстый слой вещества с поляризованными протонами, пройдет сквозь него без рассеяния. При включении же достаточно сильного магнитного поля процесс будет происходить так, как если бы ядра были неполяризованными, т. е. сечение взаимодействия для всех нейтронов составляло бы  $\sim 20$  барн, что приведет к увеличению альbedo. Оценки, проведенные для спектра быстрого реактора, показывают, что при этом можно получить реактивность в несколько процентов. Учитывая, что в этом случае при наложении магнитного поля прецессируют как спины нейтронов, так и спины протонов, причем в противоположные стороны, приходим к выводу, что увеличение реактивности вдвое от максимальной может быть получено (для лантан-магниевого нитрата) при  $B \approx 5$  кэс.

Не рассматривая практических возможностей создания экранов реакторов с поляризованными ядрами, а также возможностей быстрого включения или выключения магнитного поля требуемой напряженности, найдем полуширину импульса, которую можно было бы получить одним из указанных способов. При мгновенной надкритичности  $\delta K$  рост мощности реактора происходит по закону

$$N(t) \sim e^{\frac{\delta K}{T} t},$$

где  $T$  — время жизни мгновенных нейтронов в реакторе. Если в момент  $t = t_0$  быстро (за времена  $\ll 1$  мсек) вводить отрицательную реактивность  $-\delta K$ , то спад мощности будет равен

$$N(t) \sim e^{-\frac{\delta K}{T} (t-t_0)}.$$

Полуширина такого импульса

$$\theta = T \frac{\ln 2}{\delta K}.$$

При  $T \approx 10^{-8}$  сек и  $\delta K \approx 1\%$   $\theta \approx 1$  мсек. Таким образом, использование эффектов спин-орбитального или спин-спинового взаимодействий создает принципиальную возможность возбуждения магнитным полем коротких ( $\sim 1$  мсек) импульсов мощности быстрых реакторов.

Поступило в Редакцию 22/XI 1971 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Н. Казаченков, В. В. Орлов В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Вып. 4. М., Атомиздат, 1965, стр. 43.
2. J. Bell, B. Goad. Nucl. Sci. and Engng, 23, 380 (1965).
3. Ю. Г. Абов, А. Д. Гулько, П. А. Крупички. Поляризованные медленные нейтроны. М., Атомиздат, 1966.