

2. J. Blaser et al. *Helv. Phys. Acta*, **24**, 1 (1951).
3. J. Wing, J. Huizenga. *Phys. Rev.*, **128**, 280 (1962).
4. S. Fukushima et al. *Nucl. Phys.*, **41**, 275 (1963).
5. G. Glason et al. *J. Appl. Rad. and Isotopes*, **13**, 223 (1962).
6. J. Martin et al. *Nucleonics*, **13**, 28 (1955).
7. W. Garrison, J. Hamilton. *Chem. Rev.*, **49**, 237 (1951).
8. A. Aten, J. Halberstadt. *Philips Techn. Rev.*, **16**, No. 1 (1954).
9. H. Moeken. *Production of Radioisotopes with Charged Particles*, dissertation, Amsterdam, 1957.
10. J. Gruverman, P. Kruger. *Int. J. Appl. Rad. and Isotopes*, **5**, 21 (1959).
11. K. Chackett et al. *Nucl. Instrum. and Methods*, **14**, 215 (1959).
12. Н. Н. Краснов, П. П. Дмитриев. «Атомная энергия», **20**, 57 (1966); **20**, 154, (1966).
13. М. З. Максимов. *ЖЭТФ*, **33**, 1411 (1957).
14. N. Porile et al. *Nucl. Phys.*, **43**, 500 (1963).
15. G. Satchler. *Nucl. Phys.*, **70**, 177 (1965).
16. П. П. Дмитриев и др. «Ядерная физика», **5**, № 2 (1967).

Исследование взаимодействия шаров из делящегося вещества

УДК 539.125.52

М. И. КУВШИНОВ, Б. Д. СЦИВОРСКИЙ

При рассмотрении вопросов ядерной безопасности часто необходимо учитывать нейтронное взаимодействие разноразмерных тел, расположенных на определенных расстояниях друг от друга. Наиболее распространенными и наглядными способами такого учета являются так называемые альбедные методы [1—3]. В этих методах реактивность системы подкритических тел выражается через макроскопические характеристики каждого тела (коэффициент умножения телом потока нейтронов, падающего на его поверхность, угловое распределение нейтронов, выходящих из тела после умножения, площадь поперечного сечения тела) и вероятность ухода нейтронов из системы, определяемую взаимным расположением тел в пространстве. В настоящей работе определен коэффициент умножения потока нейтронов, попадающих на поверхность шара из Oy^{90} , и измерено угловое распределение нейтронов, выходящих из шара после умножения, а также определена критическая масса системы из двух взаимодействующих шаров из Oy^{90} .

При измерениях углового распределения выходящих из шара нейтронов и внешнего коэффициента умножения использовались или $Po - \alpha$ Ве-источник нейтронов, или источник, имитирующий спектр нейтронов деления. Источник располагался вне шара на заданном расстоянии L от его центра при нескольких значениях угла θ между направлениями источника — центр шара и центр шара — детектор нейтронов. Детектором служил всеволновый счетчик, описанный Маккиббеном [4]. Для учета вклада нейтронов, рассеянных стенами помещения, и нейтронов источника, прямо попадающих в детектор, ставились дополнительные опыты. Измерения проводились для следующих сборок из металлического Oy^{90} .

Первый опыт: сплошной шар диаметром 13,5 см без отражателя.

Второй опыт: сплошной шар диаметром 15,1 см без отражателя.

Третий опыт: сплошной шар диаметром 16,7 см без отражателя. В этом опыте измерения осуществлялись при различных расстояниях источника от центра шара.

Четвертый опыт: шар диаметром 18,3 см без отражателя с полостью в центре диаметром 6,3 см.

* Oy^{90} (ореллой-90) — металлический уран, содержащий 90% U^{235} и 10% U^{238} . Плотность Oy^{90} в опытах составляла $18,4 \text{ г/см}^3$.

Пятый опыт: шар диаметром 16,7 см с полостью в центре диаметром 2,8 см, окруженный снаружи оболочкой из алюминия диаметром 30 см, плотно прилегающей к поверхности шара. В этой сборке слой диаметром 2,8—6,3 см имел пониженную плотность; его вес составлял 1,1 кг.

Результаты первого — четвертого опытов приведены на рис. 1. Кривые 1—3 получены в первом — третьем опытах соответственно с $Po - \alpha$ Ве-источником нейтронов; кривая 4 — в четвертом опыте с имитирующим источником; кривая 3 относится к измерениям, выполненным при L , равном 20 см; значения L для остальных кривых приведены в таблице.

В пределах точности измерений зависимость $q_B(\theta)$ может быть аппроксимирована линейной зависимостью

$$q_B(\theta) = \frac{q_0}{4\pi} (1 + 3 \overline{\cos \theta} \cdot \cos \theta),$$

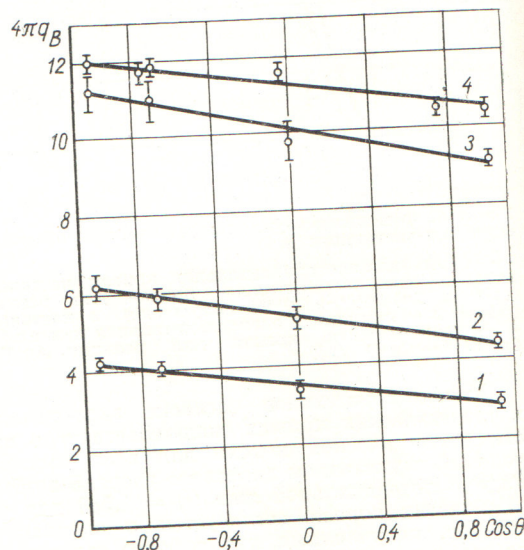


Рис. 1. Зависимость потока нейтронов $q_B(\theta)$, выходящих из шара в единицу телесного угла в направлении θ (на один нейтрон, попавший на поверхность шара от источника).

Экспериментальные значения величин q_0 , $\overline{\cos \theta}$ и $Q_{\text{ц}}$

Опыт	L, см	q_0		$(\overline{\cos \theta}) \times 10^2$	$Q_{\text{ц}}$	
		имитирующий источник	Рo — α — Ве-источник		имитирующий источник	Рo — α — Ве-источник
Первый	10	$2,9 \pm 0,2$	$3,5 \pm 0,10$	$6,5 \pm 0,95$	3,6	4,2
Второй	15	$4,5 \pm 0,3$	$5,2 \pm 0,12$	$5,5 \pm 0,80$	5,8	6,7
Третий	10	—	$8,9 \pm 0,18$	$4,4 \pm 0,59$	12,0	14,1
	15	—	$9,7 \pm 0,19$	$3,8 \pm 0,80$	—	—
	20	—	$10,1 \pm 0,23$	$3,5 \pm 0,90$	—	—
	25	—	$10,3 \pm 0,25$	$3,4 \pm 1,0$	—	—
Четвертый	50	—	$10,6 \pm 0,29$	$3,3 \pm 1,1$	—	—
	10	$11,3 \pm 0,5$	—	$2,6 \pm 0,52$	12,7	—
Пятый	25	$9,6 \pm 0,4$	—	—	34,5	—

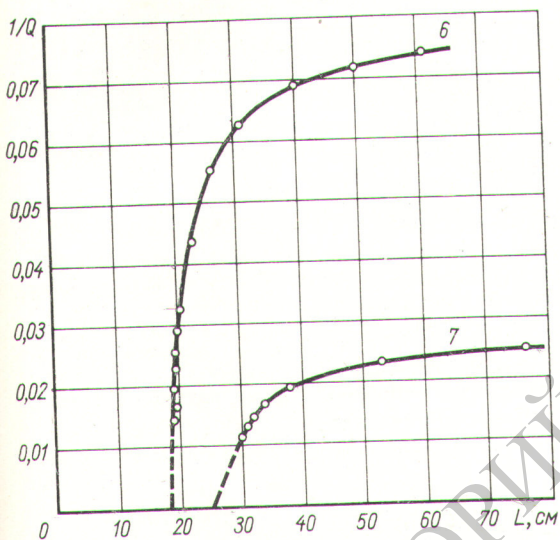


Рис. 2. Зависимость обратного потока нейтронов из системы двух шаров от L , полученная в шестом и седьмом опытах (пунктирная линия — линейная экстраполяция экспериментальной кривой к критическому состоянию ($1/Q = 0$)).

где $q_0 = \int q_b(\theta) d\Omega$ — полный коэффициент умножения шаром нейтронов, падающих на его поверхность; $\overline{\cos \theta} = \frac{1}{q_0} \int \cos \theta q_b(\theta) d\Omega$ — средний косинус углового распределения нейтронов, выходящих из шара.

Величины q_0 и $\overline{\cos \theta}$, полученные в первом — пятом опытах, даны в таблице. Указанные погрешности в значениях q_0 и $\overline{\cos \theta}$ определены как средние квадратичные погрешности уравновешенных условных измерений [5]. Для сравнения в таблице приводятся также экспериментальные значения коэффициента умножения, полученные при помещении источника нейтронов в центре шара $Q_{\text{ц}}$.

Критическая масса двух одинаковых взаимодействующих шаров из Oy^{90} измерялась следующим обра-

зом. В полость первого шара, закрепленного неподвижно, помещался источник нейтронов, имитирующий спектр деления. Второй шар закреплялся на подставке, позволявшей устанавливать его на заданном расстоянии от первого. Для обеспечения ядерной безопасности использовалась автоматическая аварийная защита, при срабатывании которой резко уменьшался коэффициент умножения первого шара.

Поток нейтронов, выходящий из такой системы, измерялся двумя всеволновыми счетчиками, установленными на расстоянии 1,5 м от центра первого шара симметрично относительно прямой, соединяющей центры шаров.

Были проведены две серии опытов. Полученные в них зависимости обратного потока нейтронов из системы $(1/Q)$ от L приведены на рис. 2. Кривая 6 на рисунке относится к опытам с шарами, каждый из которых идентичен сборке четвертого опыта, кривая 7 — к опытам с шарами, идентичными сборке пятого опыта. Путем экстраполяции экспериментальных данных к критическому состоянию ($1/Q = 0$), определяется критическое расстояние между шарами в этих двух опытах: $L = 18,3$ см по кривой 6 и $L = 25$ см по кривой 7. Таким образом, в шестом опыте шары доводятся до критического состояния при их соприкосновении друг с другом, а в седьмом — система из двух плотно сдвинутых шаров является подкритической.

Авторы выражают благодарность В. Г. Заграфову, по инициативе которого были поставлены описанные опыты, и В. А. Давиденко за содействие в подготовке опытов и постоянный интерес к работе.

Поступило в Редакцию 30/VIII 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Маунс. J. Nucl. Energy, 2, 77 (1955).
2. В. Г. Заграфов. В сб. «Исследование критических параметров реакторных систем». М., Атомиздат, 1960, стр. 74.
3. В. К. Богатырев. «Атомная энергия», 13, 70 (1962).
4. A. Hanson, J. McKibben. Phys. Rev., 72, 673 (1947).
5. Л. Уорсинг, Дж. Геффнер. «Методы обработки экспериментальных данных», М., Изд-во иностр. лит., 1949.