

Поэтому по величине отношения  $I \frac{X_0}{a} = \frac{S'}{S}$  можно судить о том, насколько точно осуществляется интегрирование ПК в квантометре.

На рис. 2, а, б приведена экспериментально полученная зависимость величины  $S'/S$  от граничной энергии тормозного излучения. Показанные ошибки включают в себя только погрешности эксперимента. Из графика следует, что при больших энергиях интегрирование ПК выполняется в квантометре вполне удовлетворительно. В области  $E_{\text{умакс}} = 20 \div 50 \text{ Мэв}$  квантометр дает уже существенное занижение площади. Это объясняется тем, что при уменьшении граничной энергии максимум ПК смещается в сторону малых толщин и формула парабол при одном и том же шаге ( $X_0 = 1 \text{ см}$ ) дает все большую ошибку в интегрировании начального участка кривой. Проведенные исследования показали, что если использовать на начальном участке формулу парабол с меньшим шагом, то величину этой ошибки можно снизить.

Была разработана новая модель квантометра — «таандем-квантометр», который состоял из двух наборов пластин толщиной 0,4 и 0,8 см, а интегрирование осуществлялось по двойной формуле Симпсона. Экспериментальные значения  $S'/S$  для этого прибора приведены на рис. 2, б. Видно, что в пределах ошибок можно считать величину  $S'/S$  не зависящей от  $E_{\text{умакс}}$ . Если такая зависимость и существует, то она не превышает 1% в рассмотренном диапазоне энергий.

В итоге проведенной работы показано, что три рассмотренных метода измерений энергии в пучке излучения дают согласующиеся в пределах ошибок измерений результаты в диапазоне  $E_{\text{умакс}} = 15 \div 80 \text{ Мэв}$ .

Некоторое систематическое расхождение между позиционными и калориметрическими измерениями может быть обусловлено неточностью значений  $w$  и  $q$ .

Сравнение показаний квантометра с результатами измерений методом ПК показало, что ошибка в интегрировании ПК квантометром составляет менее 1% при  $E_{\text{умакс}} = 80 \text{ Мэв}$  и порядка 4% при 20 Мэв. Использование двойной формулы Симпсона (таандем-квантометр) позволяет осуществить это интегрирование с точностью до 1% во всем рассмотренном интервале энергий.

Поступило в Редакцию 26/VIII 1963 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. П. Круглов. «Ж. техн. физ.», XXXI, 1092 (1961).
2. С. П. Круглов. Там же, стр. 1451.
3. С. П. Круглов, И. В. Лопатин. «Приборы и техника эксперимента», 4, 53 (1963).
4. С. П. Круглов, И. В. Лопатин. Там же, стр. 117.
5. А. П. Комар, С. П. Круглов. «Ж. техн. физ.», XXX, 1369 (1960).
6. А. П. Комар, С. П. Круглов, И. В. Лопатин. «Докл. АН СССР», 145, 309 (1962).

УДК 539.171.4

## Рассеяние нейтронов с энергиями 0,5 и 0,8 Мэв на легких и средних ядрах

И. А. Корж, Н. С. Копытин, М. В. Пасечник,  
Н. М. Правдивый, Н. Т. Скляр, И. А. Тоцкий

Измерения угловых распределений упруго рассеянных нейтронов с энергиями 0,5 и 0,8 Мэв на легких и промежуточных ядрах (С, Na, Mg, Al, Ni, Cu, Se, Te) выполнены авторами в 1959 г. Для измерений упругого рассеяния нейтронов на легких и промежуточных ядрах использовался метод, описанный в работе [1].

Детектор был выбран пороговым для того, чтобы исключить регистрацию неупруго рассеянных нейтронов. С учетом этого порога разброс энергий нейтронов составлял  $\pm 50 \text{ кэв}$  для обеих энергий нейтронов, так что для всех исследованных ядер результаты можно считать усредненными по резонансам.

Измерения проведены для восьми различных углов в интервале  $30-140^\circ$ . Угловое разрешение не превышало  $\pm 10^\circ$ . Монитором при измерениях служил «длинный» борный счетчик.

При вычислении дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов учитывались неоднородность потока нейтронов по объему рассеивателя и протяженность детектора. Многократное рассеяние нейтронов в рассеивателе учитывалось по методу, предложенному в работах [2, 3]. Введена также поправка на зависимость эффективности детектора от изменения энергий

нейтронов при упругом рассеянии на угол  $\theta$  и многократных упругих соударениях.

На рис. 1, 2 приведены дифференциальные сечения в зависимости от косинуса угла рассеяния в лабораторной системе координат для энергий нейтронов 0,5 и 0,8 Мэв. На кривых указаны статистические ошибки измерений. По найденным дифференциальным сечениям упругого рассеяния нейтронов были определены интегральные сечения упругого рассеяния  $\sigma_e$ , среднее значение косинуса угла упругого рассеяния  $\cos \theta$ , транспортное сечение упругого рассеяния  $\sigma_{tr}$ , а также сечение неупругого взаимодействия нейтронов  $\sigma_{ne} = \sigma_t - \int \sigma(\theta) d\Omega$  и транспортное сечение с учетом неупругих процессов  $\sigma_{tr}$ . Указанные величины приведены в таблице.

Полученные угловые распределения упруго рассеянных нейтронов свидетельствуют о том, что рассеяние нейтронов для обеих энергий анизотропно. Наблюдаемая анизотропия подтверждает предсказания оптической модели ядра [4]. Для С, Na, Al, Ni и Cu в угловом распределении упруго рассеянных нейтронов наб-

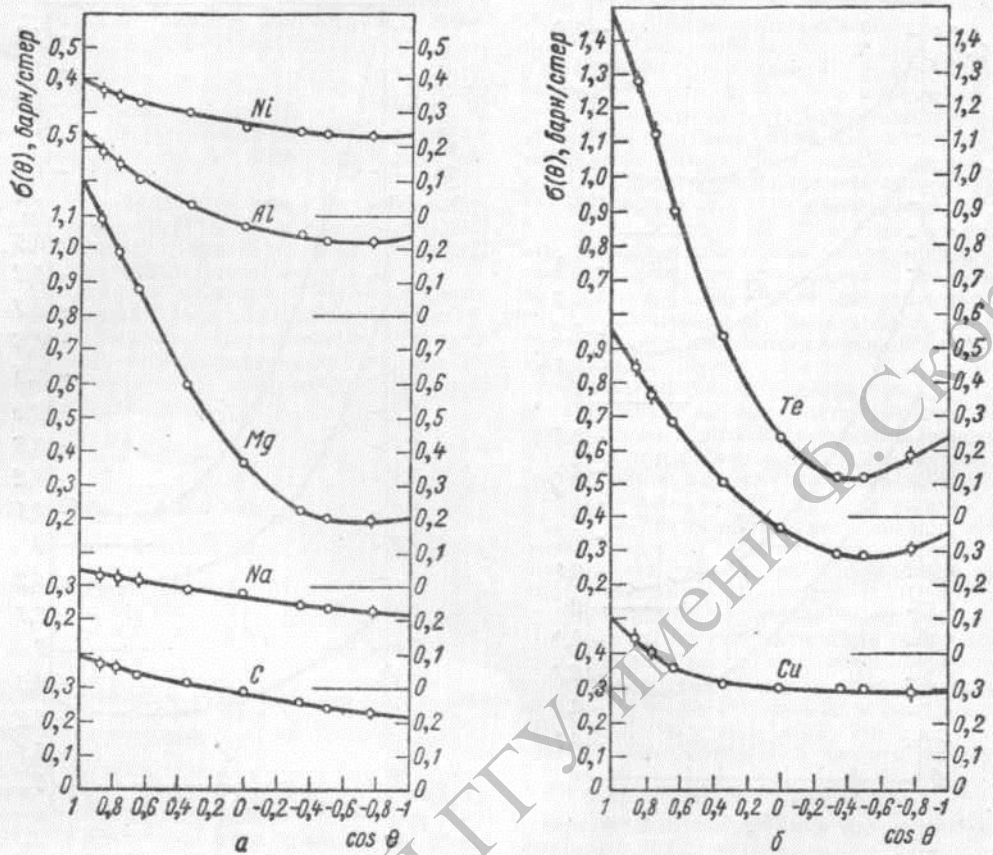


Рис. 1. Угловое распределение упруго рассеянных нейтронов с энергией 0,5 Мэв на C, Na, Mg, Al, Ni (а) и Cu, Se и Te (б).

Результаты исследования рассеяния нейтронов с энергией 0,5 и 0,8 Мэв на некоторых ядрах

Элемент	$E_n, \text{ Мэв}$	$\sigma_t$	$\sigma_e$	$\sigma_{ne}$	$\overline{\cos \theta}$	$\sigma_{tr e}$	$\sigma_{tr}$
C	0,5	3,46	$3,65 \pm 0,23$	—	$0,09 \pm 0,01$	$3,32 \pm 0,24$	—
Na	0,5	3,39	$3,44 \pm 0,28$	—	$0,08 \pm 0,01$	$3,16 \pm 0,28$	—
Na	0,8	6,18	$6,21 \pm 0,26$	—	$0,29 \pm 0,02$	$4,41 \pm 0,29$	—
Mg	0,5	6,30	$6,24 \pm 0,13$	—	$0,35 \pm 0,01$	$4,06 \pm 0,15$	—
Mg	0,8	4,01	$3,80 \pm 0,13$	—	$0,49 \pm 0,03$	$1,94 \pm 0,14$	—
Al	0,5	4,10	$3,94 \pm 0,12$	—	$0,16 \pm 0,01$	$3,31 \pm 0,14$	—
Al	0,8	4,43	$4,10 \pm 0,12$	$0,33 \pm 0,12$	$0,29 \pm 0,02$	$2,91 \pm 0,16$	$3,24 \pm 0,28$
Ni	0,5	3,71	$3,57 \pm 0,12$	—	$0,09 \pm 0,01$	$3,25 \pm 0,13$	—
Ni	0,8	3,40	$3,15 \pm 0,15$	—	$0,21 \pm 0,02$	$2,49 \pm 0,16$	—
Cu	0,5	4,38	$4,22 \pm 0,12$	—	$0,07 \pm 0,01$	$3,92 \pm 0,14$	—
Cu	0,8	3,78	$3,62 \pm 0,10$	—	$0,15 \pm 0,01$	$3,08 \pm 0,13$	—
Se	0,5	6,14	$5,89 \pm 0,20$	—	$0,21 \pm 0,01$	$4,65 \pm 0,21$	—
Se	0,8	5,28	$4,72 \pm 0,20$	$0,56 \pm 0,12$	$0,32 \pm 0,01$	$3,21 \pm 0,12$	$3,77 \pm 0,22$
Te	0,5	6,20	$5,59 \pm 0,21$	—	$0,43 \pm 0,03$	$3,39 \pm 0,26$	—
Te	0,8	6,41	$5,94 \pm 0,20$	$0,47 \pm 0,20$	$0,48 \pm 0,03$	$3,09 \pm 0,26$	$3,56 \pm 0,46$

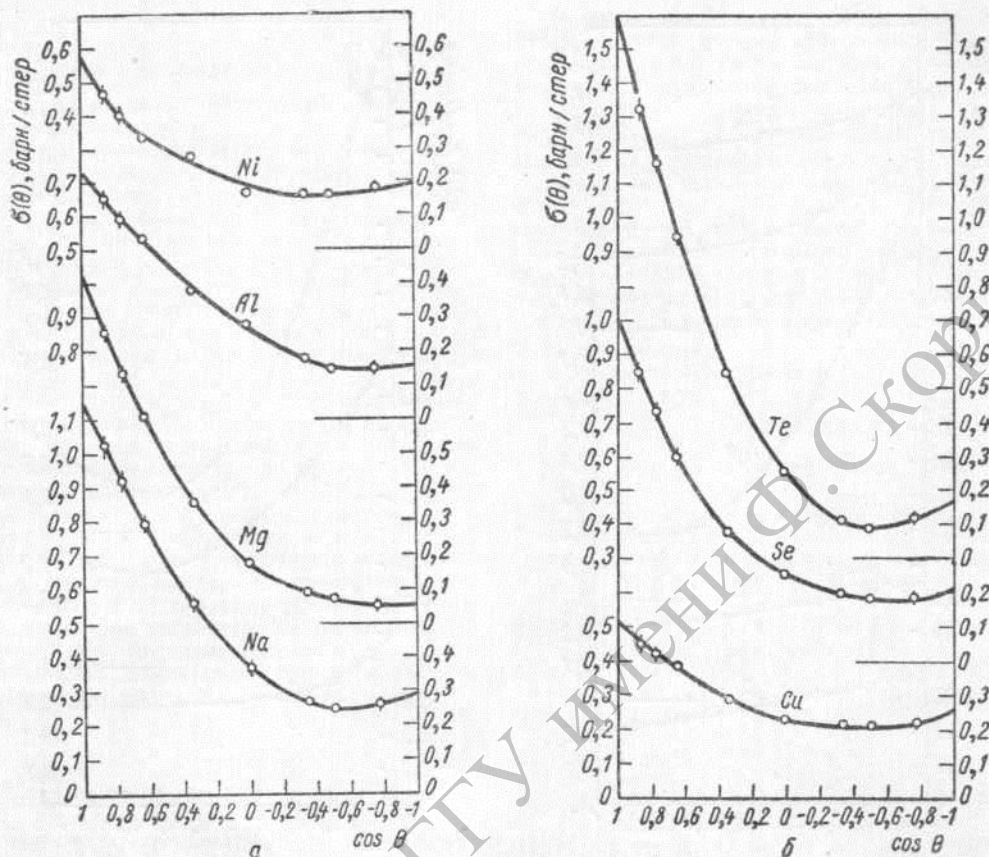


Рис. 2. Угловое распределение упруго рассеянных нейтронов с энергией 0,8 Мэв на Na, Mg, Al, Ni (а) и Cu, Se и Te (б).

людается небольшой подъем при энергии нейтронов 0,5 Мэв и для Ni и Cu — при энергии 0,8 Мэв в области малых углов. Для Mg, Se и Te при энергии 0,5 Мэв и для Na, Mg, Al, Se и Te при энергии 0,8 Мэв в угловом распределении упруго рассеянных нейтронов отмечается резко выраженный максимум вперед, а для Se и Te при обеих энергиях — подъем в области больших углов и минимум под углом ~120°. Анизотропия в угловом распределении упруго рассеянных нейтронов для всех исследуемых ядер возрастает при переходе от энергии нейтронов 0,5 Мэв к энергии 0,8 Мэв.

Поступило в Редакцию 15/VII 1963 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. В. Пасечник, А. В. Баталин, И. А. Корж, И. А. Тоцкий. «Атомная энергия», 16, 207 (1964).
2. J. Blok, C. Jonker. Physica, 18, 809 (1952).
3. R. Meier, P. Scherrer, G. Trumpp. Helv. Phys. Acta., 27, 577 (1954).
4. П. Э. Немировский. В сб. «Ядерные реакции при малых и средних энергиях». М., Изд-во АН СССР, 1958.

УДК 539.122.03(083.74)

## Обоснование норм воздухообмена в рабочих камерах мощных $\gamma$ -установок

Н. В. Соболев, А. А. Петушков, А. Х. Брегер

Среди проблем радиационной безопасности, возникающих при использовании мощных источников ионизирующих излучений, важное место занимают вопросы, связанные с правильной организацией воздухооб-

мена [1]. Известно, что под воздействием ионизирующих излучений в воздухе образуются окислы азота и озон [2—10], оказывающие вредное действие на здоровье человека [11—15]. Это приводит к необходи-