

Значения  $\bar{Z}$  для различной энергии нейтронов

Интервал зарядов	Энергия нейтронов, МэВ		
	тепловые	0,7	3,5
51—53	52,43	52,28	52,38
54—56	54,98	55,07	55,00
57—59	57,53	57,49	57,67

тельно, к относительному изменению числа нейтронов  $\Delta\nu/\nu$  на 1,5%. Это следует рассматривать как верхний предел ошибки метода энергетического баланса в области  $E_n \leq 3,5$  МэВ, которая может быть связана с обычно используемым предположением о неизменности зарядового распределения осколков [3—5].

Можно заметить также, что на уровне точности определения  $\delta\nu(E_n) \approx 1\%$  в методе энергетического баланса следует учитывать перераспределение заряда с энергией возбуждения за счет ослабления четно-нечетных флюктуаций. Если при энергии  $E_n = 3,5$  МэВ четно-нечетные флюктуации исчезают, то это означает, что  $Q_Z$  уменьшается примерно на 0,3 МэВ,

так как энергетическая выгодность разделения четно-четного ядра на четные заряды по сравнению с разделением на нечетные составляет 2,7 МэВ, а флюктуация при делении тепловыми нейтронами 20—30% [10].

Авторы благодарят Н. А. Перфилова за внимание к работе.

Поступила в Редакцию 3/II 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Manero F., Konshin V. «Atomic Energy Rev.», 1972, v. 10, p. 637.
2. Leachman R. In: Proc. I Intern. Conf., Geneva, 1955, v. 2, p. 193.
3. Воробьева В. Г. и др. «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 2, с. 130.
4. Колосов Н. П. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 32, вып. 1, с. 83.
5. Серегина Е. А., Дьяченко П. П., Кузьминов Б. Д. «Атомная энергия», 1974, т. 37, вып. 6, с. 500.
6. Дьяченко П. П., Кузьминов Б. Д., Тараско М. Э. «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 286.
7. Эйсмонт В. П. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. М., изд. ИАЭ им. И. В. Курчатова, 1971, с. 69.
8. Eismont V., Solovjev S. «Nucl. Phys.», 1973, v. A243, p. 520.
9. Garvey G. e. a. «Rev. Mod. Phys.», 1969, v. 41, p. 1.
10. Amiel S., Feldstein M. «Phys. Rev.», 1975, v. C11, p. 845.

УДК 539.125.4.164

## Измерение спектров протонов высокой энергии, выходящих из защиты синхроциклотрона на энергию 680 МэВ

АЛЕЙНИКОВ В. Е., ГЕРДТ В. П., ТИМОШЕНКО Г. Н.

В настоящей работе спектрометром, аналогичным спектрометру [1], измерены спектры протонов, выходящих из защиты синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ вдоль нормали к поверхности защиты. В состав спектрометра входили три счетчика. Спектрометрическим счетчиком  $S_3$  регистрировались протоны, выделенные телескопом сцинтилляционных счетчиков  $S_1, S_2, S_3$ . В качестве детектора  $dE/dx$  использовался пластический сцинтиллятор толщиной 0,72 г/см<sup>2</sup>. Импульсы со счетчиков  $S_1, S_2, S_3$  через стандартные каналы, состоящие из усилителей, формирователей и блоков задержки, поступали на входы схемы тройных совпадений СС. Спектрометрический импульс с 12-го динода ФЭУ счетчика  $S_3$  подавался на вход линейных ворот, управляемых схемой совпадений, и его ампли-

туда затем измерялась с помощью многоканального анализатора импульсов. Нижний энергетический порог спектрометра  $E_{\text{мин}}$  определялся энергией протонов с пробегом, равным суммарной толщине пластических сцинтилляторов счетчиков  $S_1, S_2, S_3$ . Для исключения регистрации протонов, имеющих пробеги большие, чем суммарная толщина счетчиков  $S_1$  и  $S_2$ , но меньшие, чем пробег протона с энергией  $E_{\text{мин}}$ , в спектрометре использовался канал отсеки протонов с минимальной энергией. Импульсы со счетчика  $S_2$ , соответствующие таким протонам, отбирались с помощью интегрального дискриминатора и подавались на вход антисовпадений блока СС. Верхний энергетический порог спектрометра обусловлен его допустимым амплитудным разрешением.

В рабочем диапазоне энергии протонов от 55 до 500 МэВ амплитудное разрешение спектрометра 11 и 27% соответственно. Угловое разрешение спектрометра при длине пролетной базы 1030 мм составляет  $3^{\circ}30'$ . Телесный угол регистрации протонов  $\Omega = 2 \cdot 10^{-3}$  ср.

Зависимость между световым выходом сцинтиллятора и номером канала анализатора можно представить в виде

$$\int_0^x (dL/dx) dx = KN + \alpha, \quad (1)$$

где  $dL/dx$  — удельный световой выход пластического сцинтиллятора;  $x$  — толщина сцинтиллятора;  $N$  — номер канала анализатора;  $K$ ,  $\alpha$  — коэффициенты преобразования.

В результате градуировки экспериментально определены коэффициенты преобразования  $K$  и  $\alpha$  для нескольких значений энергии протонов, падающих на спектрометр. Градуировка спектрометра проводилась с помощью пучка протонов с энергией 189 МэВ [2]. Для получения распределений протонов, близких к моноэнергетическим, использовалась реакция упругого  $p-p$ -рассеяния протонов пучка на водороде в  $\text{CH}_2$ -мишени.

При градуировке к спектрометру для выделения протонов  $p-p$ -рассеяния подключался сопряженный телескоп сцинтилляционных счетчиков. Для нахождения функции чувствительности спектрометра при различных значениях энергии протонов в интервале от 55 до 660 МэВ были рассчитаны распределения светового выхода в сцинтилляторе счетчика  $S_3$ , обусловленные флюктуациями ионизационных потерь [3, 4], и соответствующие им аппаратные распределения числа импульсов по каналам анализатора. Полученные функции чувствительности были скорректированы с учетом флюктуаций амплитуд импульсов ФЭУ, определяемых статистикой фотонов и электронов [5] и геометрией спектрометра, в предположении, что эти флюктуации описываются нормальным законом распределения.

Для проверки соответствия этих функций чувствительности (рис. 1) реальным функциям аппаратный спектр протонов  $p-p$ -рассеяния, вылетающих из  $\text{CH}_2$ -мишени под углом  $45^{\circ}$  к направлению пучка, сравнивался с рассчитанным аппаратным спектром (рис. 2).

Нахождение спектра сводится, как известно, к решению интегрального уравнения Фредголь-

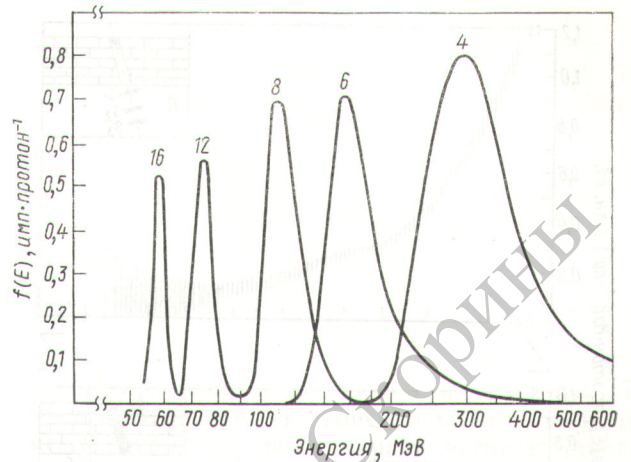


Рис. 1. Функции чувствительности спектрометра (цифрами обозначены номера каналов анализатора)

ма первого рода следующего вида:

$$N_i + \delta_i = \Omega \int_{E_1}^{E_2} \varphi(E) \varepsilon(E) f_i(E) dE, \quad i = 1, \dots, m, \quad (2)$$

где  $N_i$  — число импульсов в  $i$ -м канале анализатора;  $\delta_i$  — погрешность измерения числа импульсов в  $i$ -м канале;  $\varphi(E)$  — искомый спектр протонов;  $\varepsilon(E)$  — эффективность реги-

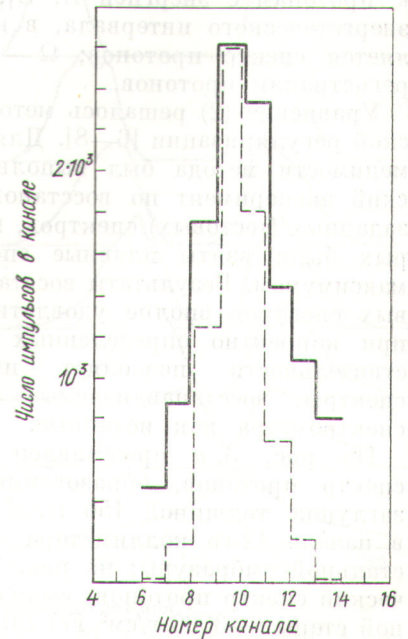


Рис. 2. Аппаратурные рассчитанный (---) и измеренный (—) спектры протонов  $p-p$ -рассеяния

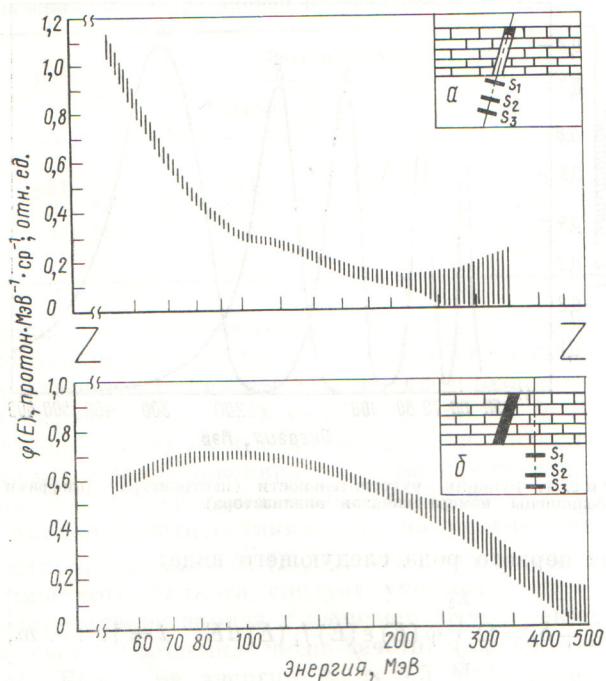


Рис. 3. Спектральные распределения протонов за тонкой (а) и толстой (б) защитой

страции протонов с энергией  $E$ ;  $f_i(E)$  — функция чувствительности  $i$ -го канала анализатора к протонам с энергией  $E$ ;  $E_1, E_2$  — границы энергетического интервала, в котором определяется спектр протонов;  $\Omega$  — телесный угол регистрации протонов.

Уравнение (2) решалось методом статистической регуляризации [6—8]. Для проверки применимости метода был выполнен математический эксперимент по восстановлению заранее заданных (тестовых) спектров, в качестве которых были взяты плавные спектры с одним максимумом. Результаты восстановления тестовых спектров вполне удовлетворительны, что при корректно определенных функциях чувствительности позволяет интерпретировать спектры, восстанавливаемые по показаниям спектрометра как истинные.

На рис. 3, а представлен энергетический спектр протонов, образованных в железной заглушке толщиной  $156 \text{ г/см}^2$ , установленной в начале 12-го коллиматора четырехметровой стальной амбразуры; на рис. 3, б — энергетический спектр протонов, выходящих из защитной стены ( $\sim 3000 \text{ г/см}^2 \text{ Fe}$ ) [9], которая разделяет зал синхротрона и экспериментальный зал, вдоль нормали к ее поверхности.

Измерения выполнены при работе синхротрона в режиме выведенного пучка протонов. При оценке погрешностей измерений учитывались статистические ошибки, погрешности, возникающие при амплитудном анализе, ошибки, обусловленные дискретным представлением непрерывных распределений амплитуд импульсов [10], а также погрешности, вызванные регистрацией заряженных отличающихся от протонов частиц. Спектр протонов за тонкой ( $156 \text{ г/см}^2$ ) защитой — характерный спадающий спектр вторичных протонов, образованных в толстой мишени. Малая величина производной функции  $\varphi(E)$  распределения протонов за толстой защитой ( $\sim 3000 \text{ г/см}^2 \text{ Fe}$ ) для энергии менее  $\sim 200 \text{ МэВ}$  (см. рис. 3, б) обусловлена в основном двумя конкурирующими эффектами — преимущественным рождением низкоэнергетических протонов в нуклон-ядерных взаимодействиях и уменьшением вероятности вылета из защиты заряженных частиц с уменьшением их энергии, а также накоплением протонов с энергией 60—200 МэВ, образованных при взаимодействии с ядрами железа нейтронов равновесного спектра, обогащенного частицами с энергией 150—200 МэВ [11].

Авторы признательны М. М. Комочкову за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения, А. Н. Резунуку и В. А. Куликову за помощь при измерениях.

Поступила в Редакцию 5/1 1976 г.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Gibson W., Burrus W., Wachter J. «Nucl. Instrum. and Methods», 1967, т. 46, р. 29.
- Джеленов В. П., Комаров В. И., Савченко О. В. Препринт ОИЯИ 16-3491. Дубна, 1967.
- Measday D., Richard-Serre C. CERN 69-17, 1969.
- Головин Б. М. и др. Сообщение ОИЯИ P1-3190. Дубна, 1967.
- Акимов Ю. К. Сцинтилляционные методы регистрации частиц больших энергий. М., Изд-во МГУ, 1963.
- Турчин В. Ф. «Журн. вычисл. матем. и матем. физики», 1967, т. 7, с. 1270; 1964, т. 8, с. 230.
- Турчин В. Ф., Козлов В. Л., Малкевич М. С. «Успехи физ. наук», 1970, т. 102, с. 3.
- Туровцева А. С., Турчин В. Ф. Препринт Ин-та прикладной математики АН СССР, 1971, № 30.
- Комаровский А. Н. Строительные конструкции ускорителей. Изд. 2-е. М., «Высшая школа», 1964.
- Матвеев В. В., Хазанов Б. И. Приборы для измерения ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1972, с. 388.
- Алейников В. Е., Гердт В. П., Комочков М. М. Препринт ОИЯИ P16-8176. Дубна, 1974.