

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

«МОНОХРОМАТИЗАЦИЯ» ПУЧКА γ -КВАНТОВ
НА СИНХРОТРОНЕ

Как известно, основным источником γ -квантов большой энергии является излучение электронов, тормозящихся в мишени резонансных ускорителей. То обстоятельство, что спектр тормозного излучения имеет непрерывный характер, часто затрудняет физическую интерпретацию результатов изучения различных фотоядерных реакций, поскольку в каждом отдельном случае (за исключением фоторасщепления дейтерона и некоторых других реакций). Энергия γ -кванта не может быть определена непосредственно из опыта.

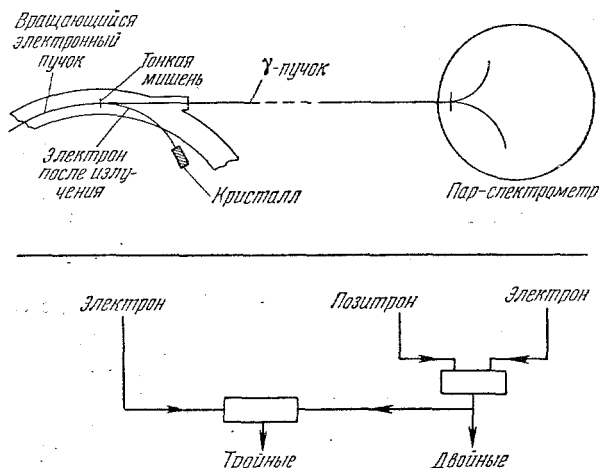


Рис. 1. Схема измерения разрешающей способности метода монохроматизации пучка γ -квантов.

В этой связи представляет интерес работа¹, в которой предпринята попытка «монохроматизации» пучка γ -квантов от синхротрона с максимальной энергией электронов E_0 , равной 310 Мэв. Основная идея заключается в выделении γ -квантов определенной энергии путём использования схемы совпадений²). Электрон, затормозившийся в мишени, выходит

из неё, обладая энергией E_1 , с хорошей точностью, равной его первоначальной энергии E_0 минус энергия γ -кванта, испущенного в результате торможения (E_γ). Если поместить детектор на пути электронов, облада-

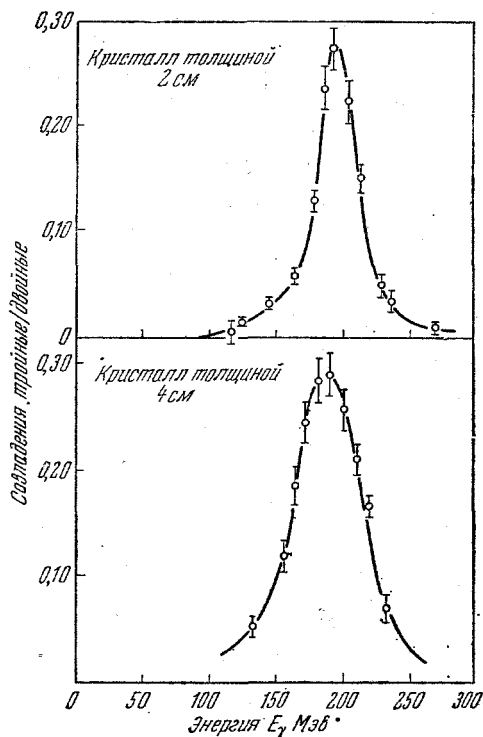


Рис. 2. Результаты измерения разрешающей способности метода монохроматизации пучка γ -квантов. Верхняя кривая получена с кристаллом толщиной 2 см, нижняя — с кристаллом толщиной 4 см.

щих некоторой заданной энергией, и одновременно другим детектором регистрировать γ -квант или продукт вызванной им ядерной реакции, то импульсы совпадений будут соответствовать регистрации γ -квантов в определённом интервале энергий. Практическое осуществление настоящего предложения оказалось сопряжённым с рядом трудностей, в частности, потребовалось применение сложной радиоаппаратуры.

(В схеме, применённой в работе, было более 300 ламп.) Установка детектора электронов внутри ускорительной камеры по техническим соображениям оказалась затруднительной. Поэтому регистрировавший электроны стильбеновый кристалл устанавливался вне камеры около её стенки (рис. 1). Электроны анализировались в магнитном поле ускорителя. Энергия детектируемых электронов была выбрана равной 100 Мэв, во избежание заметного рассеяния их при прохождении стеклянной стенки камеры. Таким образом, при $E_0 = 310$ Мэв γ -кванты должны были иметь энергию около 210 Мэв. Кристалл детектора электронов был смонтирован на люцитовом светопроводе диаметром 5,8 см и длиной около 90 см, соединённом с фотоумножителем типа 5819, защищённым от действия магнитного поля ускорителя специальным экраном.

Проверка схемы монохроматизации производилась при помощи магнитного парспектрометра², радиатор которого — медная фольга толщиной 25 микрон — помещался непосредственно в пучке γ -квантов. Для уменьшения количества случайных совпадений пучок был растянут по времени до 3 мсек путём изменения формы огибающей высокочастотного напряжения. Несмотря на это, малая разрешающая способность электроники (около 1 мсек.) не позволяла работать при больших интенсивностях. При интенсивности пучка, соответствующей 10^6 «эффективных» квантов в минуту (число «эффективных» квантов равно потоку энергии,

*) Естественно поэтому, что подобная методика неприменима при работе с ядерными эмульсиями, при измерениях наведённой активности и т. д.

поделённому на максимальную энергию γ -лучей в спектре), максимальная скорость счёта совпадений составляла несколько импульсов в минуту. При определении разрешающей способности схемы монохроматизации измерялось отношение тройных совпадений (детектор электронов, позитронный и электронный счётчики) к двойным совпадениям (электронный и позитронный счётчики) в зависимости от магнитного поля спектрометра, пропорционального энергии γ -квантов (рис. 2). При средней энергии $E_\gamma = 190$ Мэв спектр имеет полуширину ± 30 Мэв. (Сюда же входит разрешающая способность спектрометра, составляющая около 10%). Рассматривая вопрос о разрешающей способности схемы совпадений, необходимой для работы с пучками большой интенсивности, авторы приходят к заключению о том, что соотношение эффект-фон пропорционально

$$\frac{1}{2KT \ln E_0/E_1}$$
, где T — разрешающее время схемы совпадений, K — интенсивность пучка в числе эффективных квантов в секунду, E_0 — энергия уско-ренных электронов, E_1 — энергия детектируемых электронов. В работе указывается, что встречающиеся в литературе схемы совпадений, в которых сетка лампы запирается отрицательным сигналом, непригодны в дан-ном случае из-за присутствия большого количества фоновых импульсов малой амплитуды. В применённой авторами схеме с использованием ламп 6В № 6³ разрешающее время составляло $(4-5) \cdot 10^{-9}$ сек. При измере-ниях применялись две идентичные схемы совпадений, одна из которых содержала искусственную задержку и служила для регистрации случай-ных совпадений.

Описанная система монохроматизации пучка γ -квантов была применена для исследования углового и энергетического распределения фотопрото-нов из углерода (рис. 3). Пучок γ -квантов от синхротронной мишени

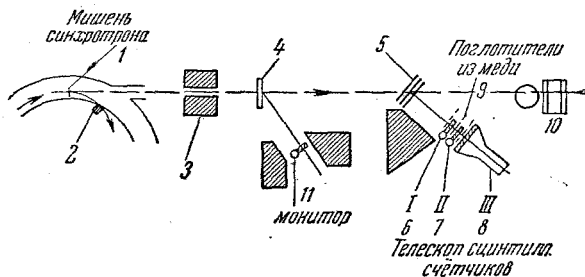


Рис. 3. Схема измерения распределений фотопротонов из углерода: 1 — мишень синхротрона; 2 — внутренний детектор электронов; 3 — коллиматор; 4 — мишень монитора; 5 — мишень телескопа; 6, 7, 8 — счётчики телескопа фотопротонов; 9 — поглотители из меди; 10, 11 — мониторы.

коллимировался в свинцовом блоке и, проходя сквозь графитовую мишень монитора (одним из мониторов служил счётчик фотопротонов), попадал на основную мишень протонного телескопа. Последний состоял из трёх стильбеновых сцинтилляционных счётчиков, причём регистрировались совпадения импульсов в первых двух счётчиках и антисовпадения в третьем счётчике. Указывается, что совпадения регистрировались «медленной» схемой, что обеспечивало более стабильную и точную работу. При этом приходилось ограничивать величину интенсивности пучка γ -квантов, а следовательно, и скорость счёта протонов. Регистрация протонов разных энергий достигалась изменением толщины медных поглотителей, установленных перед счётчиками. Для абсолютной калибровки интенсивности

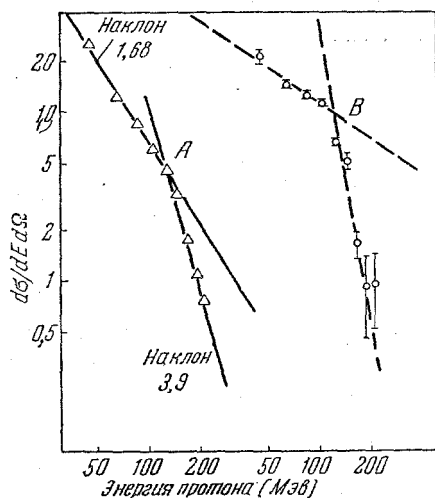


Рис. 4. Энергетическое распределение фотопротонов из углерода при $\theta = 60 \pm 15^\circ$. А — от спектра тормозного излучения; В — от моноэнергетического спектра γ -квантов.

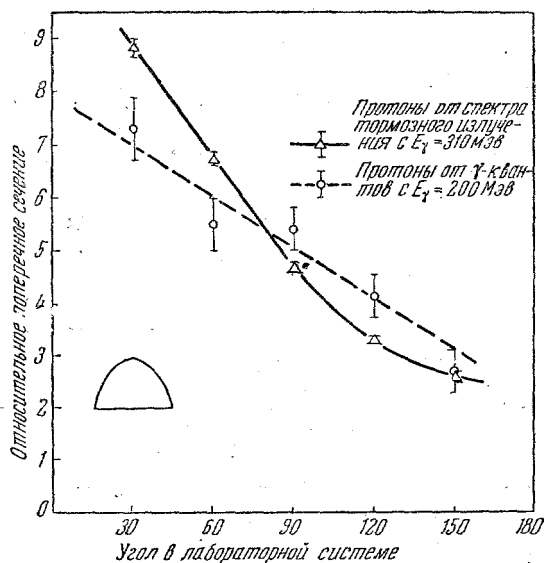


Рис. 5. Угловое распределение фотопротонов с энергией 70 ± 17 Мэв из углерода.

моноэнергетического пучка γ -квантов телескоп устанавливался непосредственно в пучке и регистрировал пары, образованные в свинцовой пластинке, помещённой между 1 и 2 счётчиками. Результаты исследования энергетического распределения фотопротонов из углерода, образованных от спектра тормозного излучения и от моноэнергетического пучка γ -квантов, представлены на рис. 4 для угла $\theta = 60^\circ \pm 15^\circ$. Как видно из сравнения результатов, в последнем случае наблюдается более заметный перегиб в спектре при энергии протона, равной $1/2$ средней энергии γ -квантов, т. е. $100-110 \text{ Мэв}$, что является убедительным аргументом в пользу «квазидейтонной» модели. В работе приводится результат расчёта энергетического распределения протонов в предположении этой модели и ферми-распределения импульсов частиц в ядре. Учитывалась также вероятность неупругого рассеяния протонов в ядре. Полученный таким образом энергетический спектр протонов хорошо согласуется с опытным. Угловое распределение фотопротонов с $\epsilon_p = 70 \pm 17 \text{ Мэв}$ из углерода (рис. 5) от моноэнергетического пучка γ -квантов получилось несколько более изотропным, чем распределение, вызванное тормозным излучением. Результаты, полученные с применением описанной методики монохроматизации пучка γ -квантов, согласуются с данными, которые даёт обычно используемый метод «разности»⁴.

Б. Р.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. W. Weil a. B. D. McDaniel, Phys. Rev. **92**, 391 (1953).
2. De-Wire, Ashkin a. Beach, Phys. Rev. **83**, 505 (1951).
3. J. Fischer a. S. Marshall, Rev. Sc. Instr. **23**, 417 (1952).
4. J. C. Keesk, Phys. Rev. **85**, 410 (1952); **86**, 629 (1952).