

1084

14
H62



В.А. Никитин, А.А. Номофилов, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов,
М.Г. Шафранова

1084

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ $(CH_2)_n$
В КАЧЕСТВЕ ВНУТРЕННЕЙ МИШЕНИ
СИНХРОФАЗОТРОНА
ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ УПРУГОГО Р-Р РАССЕЯНИЯ
ЖТЭ, 1963, №6, с 18-22.

В.А. Никитин, А.А. Номофилов, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов,
М.Г. Шафранова

1084

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ $(\text{CH}_2)_n$
В КАЧЕСТВЕ ВНУТРЕННЕЙ МИШЕНИ
СИНХРОФАЗОТРОНА
ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ УПРУГОГО $P-P$ РАССЕЯНИЯ

1638/2 чр.
Дубна 1962 год

А н н о т а ц и я

Предлагается способ изучения упругого $p-p$ рассеяния в бэвной области энергий: с помощью фотоэмульсий регистрируются протоны отдачи с 2-х микронной пленки типа $(CH_2)_n$, облучаемой внутренним пучком ускорителя. Сообщаются данные о многократном прохождении протонов в камере ускорителя через мишень-пленку. Для иллюстрации метода приводятся некоторые результаты эксперимента.

В в е д е н и е

До недавнего времени единственным способом изучения упругого рассеяния нуклонов с энергией в несколько Бэв в области малых углов был фотоэмульсионный метод (перпендикулярное облучение), описанный в работах^{/1/}. Однако возможности его существенно ограничены малой скоростью набора статистики. Экспериментальные работы по нуклон-нуклонному рассеянию, выполненные с помощью электроники, в том числе и опубликованные в самое последнее время^{/2/}, по методическим причинам не содержат области самых малых углов, где присутствует кулоновское рассеяние и возможны интерференционные явления.

Предлагаемый метод позволяет с точностью 2% - 3% исследовать относительный ход дифференциального сечения упругого рассеяния протонов на протонах и на дейтонах. Абсолютная калибровка кривых может быть сделана измерением наведенной активности в мишени-пленке. Предварительные физические результаты опубликованы в работе^{/3/}.

Описание эксперимента

Исследуется дифференциальное сечение упругого $p-p$ -рассеяния путем измерения угла и импульса протона отдачи. В основе эксперимента лежит идея реализации многократного прохождения внутреннего пучка протонов ускорителя через мишень-пленку, что дает возможность существенно уменьшить размеры мишени. В результате значительно улучшается геометрия опыта, кулоновское рассеяние протонов отдачи в пленке сводится к минимуму - это позволяет изучать область малых передач импульса; ионизационные потери и потери на взаимодействия пренебрежимо малы; за счет многократных прохождений значительно улучшается отношение эффекта к общему фону от ускорителя, который в данном эксперименте практически отсутствует.

С х е м а о п ы т а приведена на рис. 1. Внутренний пучок ускорителя проходит через мишень Т, изготовленную из полимерной пленки ЭП-15 (сополимер этилена с пропиленом) толщиной 2 мк. Мишень-пленка подвешена к приводу роторной мишени на капроновых нитях $\varnothing 20$ мк. Протоны отдачи регистрируются фотоэмульсионными камерами (1), размещенными в конце вакуумного канала (2). Со стороны прямолинейного участка ускорителя, являющегося основным источником фона, фотоэмульсии закрыты бетонной защитой (3).

В ы б о р р а з м е р а м и ш е н и и р е ж и м а о б л у ч е н и я определяется рядом обстоятельств. Для того, чтобы исследовать упругое рассеяние на углы $\theta_{с.ц.м.} \geq 2^\circ$, необходимо измерять углы и импульсы протонов отдачи с энергией ≥ 2 Мэв. Это накладывает жесткие ограничения на толщину мишени и ее размер по пучку. Простой расчет, основанный на кинематике упругого (pp) взаимодействия и учитывающий многократное рассеяние в мишени, показывает, что мишень должна иметь толщину ~ 2 мк и

длину вдоль пучка ~ 1 см. Ее масса ($\sim 10^{-4}$ г.) оказывается в 10^6 раз меньше массы обычно используемых мишеней. Естественно, что вопрос о получении достаточно большого числа взаимодействий первичных протонов с мишенью может быть решен только реализацией режима многократных проходов. Для его осуществления необходимо учесть три условия:

а) Для сохранения устойчивости фазовых колебаний ионизационные потери протона в мишени за одно прохождение (ΔE_-) должны быть меньше прироста энергии за один оборот (ΔE_+). Ионизационные потери в полиэтиленовой пленке толщиной 2 мк $\Delta E_- \sim 0,5 \text{ КэВ}$ существенно меньше прироста энергии, равного для равновесной частицы $\Delta E_+ \sim 2,3 \text{ КэВ}$. Учитывая вероятность попадания протона на мишень, легко видеть, что для 2-микронной пленки $\Delta E_- \ll \Delta E_+$.

б) Кратность прохождения пучка через мишень тем больше, чем больше время, в течение которого пучок удерживается на радиусе мишени. Однако последнее ограничивается требованием моноэнергетичности пучка. Допустимый интервал энергий для первичного пучка вытекает из рассмотрения кинематических соотношений, идентифицирующих протон отдачи, и из требования определенности и однозначности получаемых физических результатов. Пучок выводился на радиус мишени за 100 мсек до инверсии магнитного поля и оставался на нем еще 100 мсек после инверсии. Тем самым удваивалось время облучения мишени без увеличения энергетического разброса пучка^{х)}.

в) Амплитуда радиальных и вертикальных колебаний пучка, вызванных многократным рассеянием, не должна существенно превосходить размер мишени. В противном случае эффективность работы мишени падает, кроме того, возможен выход протонов из зоны устойчивости. Как показали результаты эксперимента, суммарный угол многократного рассеяния протонов был $\sim 3,8 \times 10^{-4}$ рад., что соответствует амплитуде бетатронных колебаний $\sim 1,8$ см. Это вполне допустимая величина для данного эксперимента.

Число проходов пучка через мишень, рассчитанное с учетом вышеизложенного, равно $\sim 6 \times 10^3$. С другой стороны, измерив поток упруго рассеянных протонов и зная сечение упругого рассеяния, можно найти ту же цифру из эксперимента $\sim 7 \times 10^3$, т.е. каждый протон за $\Delta t = 0,2$ сек проходит в пленке толщиной 2 мк путь $\sim 15 \text{ мм}$.

Методические результаты эксперимента

На рис. 2 и 3 приведены распределения летящих из мишени вторичных частиц по пробегам в эмульсии. Максимумы соответствуют протонам отдачи для упругого рассеяния протонов с энергией 10 БэВ на углы 7° , 2° (сплошная гистограмма) и $2^\circ 50'$ в с.ц.м. (пунктирная гистограмма). Уровень фона на рис. 2 меньше 10%, на рис. 3 фон выше за счет большого количества испарительных частиц, вылетающих из ядер углерода^{xx)}.

х) Время ускорения протонов до энергии 6 БэВ составляет 2,0 сек, до 10 БэВ—3,17 сек.

xx) В течение рабочего дня один лаборант регистрирует и измеряет 200—300 следов.

Ширина максимума объясняется, в основном, двумя причинами: 1) угловым разбросом первичного пучка протонов и неточностью мишени; 2) многократным кулоновским рассеянием протонов отдачи в мишени-пленке. Для протонов с пробегами больше 1000 мк основным является первый фактор, для более короткопробежных - доминирует второй. Были рассмотрены другие причины расширения пиков: неточность измерения пробега, кулоновское рассеяние в эмульсии, разброс первичного пучка протонов по энергии и т.д. Все эти эффекты малы по сравнению с двумя упомянутыми выше.

Для иллюстрации метода на рис. 4 приведена кривая дифференциального сечения упругого рассеяния протонов с кинетической энергией $(6 \pm 0,25)$ Бэв на протонах. В данном эксперименте не было абсолютного мониторингования и поэтому калибровка точек кривой сделана путем привязки точек на больших углах к результатам Корка и др.^{/4/}, полученным электроникой. Видно, что ошибки описываемого метода сравнимы с ошибками работы^{/4/}, тогда как угловое разрешение ($\sim 10^{-5}$ стерад) и возможности измерения в области малых углов лучше.

Абсолютные значения в мб/стерад дифференциальных сечений можно получить, измеряя наведенную в мишени активность C^{11} или Be^7 . Сечения реакций $C^{12}(p, pn)C^{11}$ и $C^{12}(p, 3p 3n)Be^7$ ^{/5/} в области бэвских энергий протона известны в настоящее время с точностью около 5%. Однако при использовании этих реакций для измерения потока протонов, прошедших через мишень, существует трудность, связанная с вылетом активированных ядер из пленки. Из измерений, выполненных с помощью сцинтилляционного 2π счетчика, оценено, что $\sim 70\%$ ядер C^{11} покидают 2-микронную пленку.

О вкладе квазиупругих рассеяний на протоне ядра C^{12} и о влиянии нитей, держащих мишень-пленку.

В этом параграфе рассматриваются поправки к наблюдаемому числу протонов отдачи.

1. Поскольку в мишени есть углерод, то необходимо разделять упругие и квазиупругие рассеяния. Решение этой задачи иллюстрируется рис. 5, на котором представлена плоскость угол-импульс для протона отдачи. Кривые I и II дают на этой плоскости кинематику упругого (pp) -рассеяния на свободном протоне и на протоне, находящемся в покое в потенциальной яме ядра. Глубина ямы принята равной 30 Мэв. Кривые III и IV ограничивают область, доступную для протонов отдачи от квазиупругого рассеяния. Кинематический коридор начерчен так, что в него должно попасть 70% случаев квазиупругого рассеяния. Для проверки изложенных построений мы воспользовались результатами просмотра эмульсионной стопки, облученной пучком протонов с энергией 8,5 Бэв. Просмотр велся с целью поиска упругих (pp) - рассеяний. Из этого материала отобраны двухлучевые звезды с одной серой (энергия протона ≤ 300 Мэв) или черной частицей и с одной релятивистской, составляющей угол с пучком меньше 5° . В работе^{/6/} показано, что этот класс звезд на 90% состоит из квазиупругих рассеяний. Отобранные нами звезды представлены точками на плоскости угол-импульс. Из этих данных видно, что в исследуемом нами интервале углов ($80^\circ < \theta$ прот.отдачи $< 90^\circ$) квазиупругие случаи распределены практически равномерно. Поэтому эффект от рассеяния на связанных в ядре протонах вычитается вместе с прочим фоном и не требует введения специальных поправок.

Другая методическая особенность, которую следует обсудить, заключается в том, что в опыте имеются фактически две водородосодержащие мишени с различной толщиной и геометрией: это пленка толщиной 2 мк и нити \varnothing 20 мк, удерживающие пленку на приводе роторной мишени. Измерение наведенной активности C^{11} показывает, что в нитях происходит около 10% взаимодействий пучковых частиц от числа взаимодействий в пленке. Так как многократное рассеяние в нитях существенно больше, чем в пленке, то нити дают различный вклад в упругое рассеяние на разных углах. Следовательно, необходимо вводить поправку в измеряемое дифференциальное сечение. Максимальная величина этой поправки 10%. Так как рассматриваемый метод дает высокую статистическую точность, то указанный эффект желательно устранить вовсе. Это достигается использованием нитей, не содержащих водород.

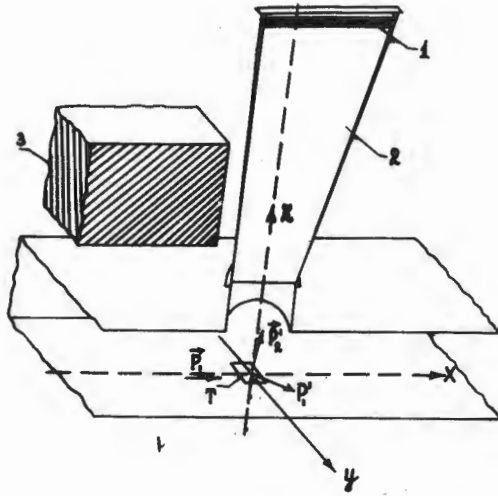
Авторы признательны коллективу эксплуатации ускорителя и в первую очередь Е.М. Кулаковой и А.П. Царенкову, впервые проводившим облучение сверхтонкой мишени, а также Н.В. Фадеевой, Л.Ф. Кирилловой, К.П. Мызникову и К.Д. Толстову, способствовавшим проведению эксперимента.

Авторы благодарят В.И. Векслера за постоянное внимание к работе.

Л и т е р а т у р а

1. В.А. Любимов, П.К. Марков, Э.Н. Цыганов, Чжан Пу-ин и М.Г. Шафранова. ЖЭТФ, 37, 310 (1959).
2. A.N. Diddens, E.Lillethun G.Manning, A.E.Taylor T.G.Walker and A.M.Wetherell.
Конференция по физике высоких энергий, Женева 1962 г.
3. В.Bekker, L.Kirillova, A.Nomofilov, V.Nikitin, V.Pantuev, V.Sviridov, L.Strunov, M.Khachaturian and M.Schafranova.
Конференция по физике высоких энергий, Женева 1962 г.
4. Cork, Wenzel and Causey. Phys. Rev. 107, 859 (1957).
5. I.B.Cuming, G.Friedlander, I.Hudis, and A.M.Paskauzer B.N.L. 6034.
6. В.А. Никитин, Э.Н. Цыганов. ЖЭТФ т. 40, вып. 4, 1961, стр. 1027.

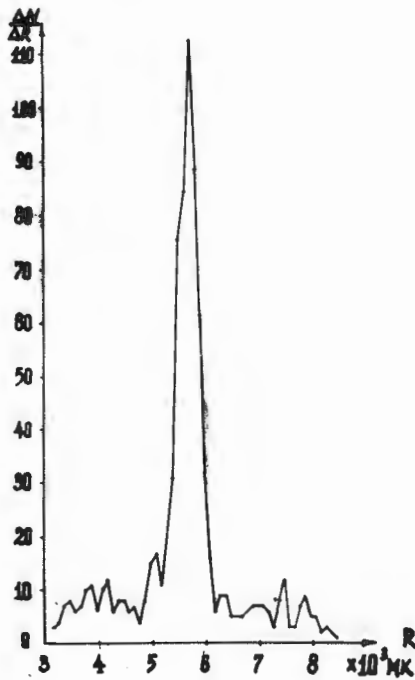
Рукопись поступила в издательский отдел
12 сентября 1962 г.



Р и с. 1.

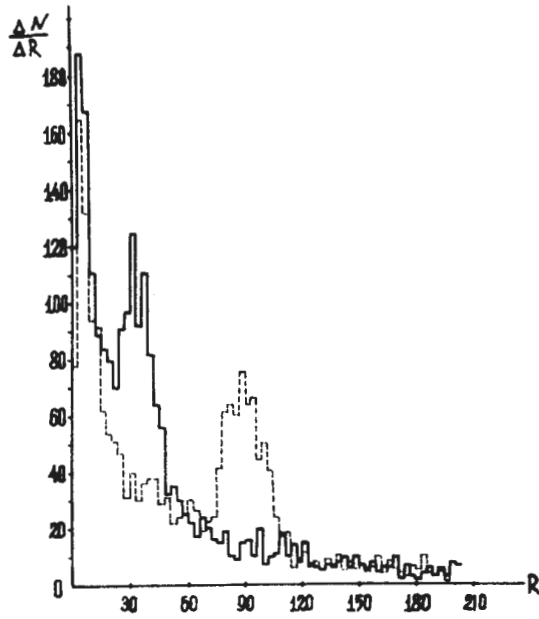
Схема эксперимента.

1. Эмульсионные камеры, 2. Вакуумный канал, 3. Бетонная защита.
 \vec{P}_1 - направление первичных протонов.



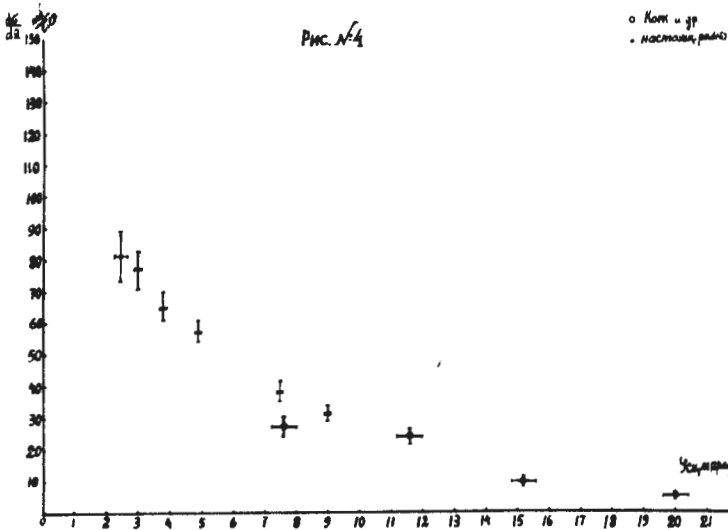
Р и с. 2.

Распределение вторичных частиц по пробегам в эмульсии для угла, соответствующего рассеянию в с.ц.м. на угол $7^\circ / E = 10$ Бэв/.



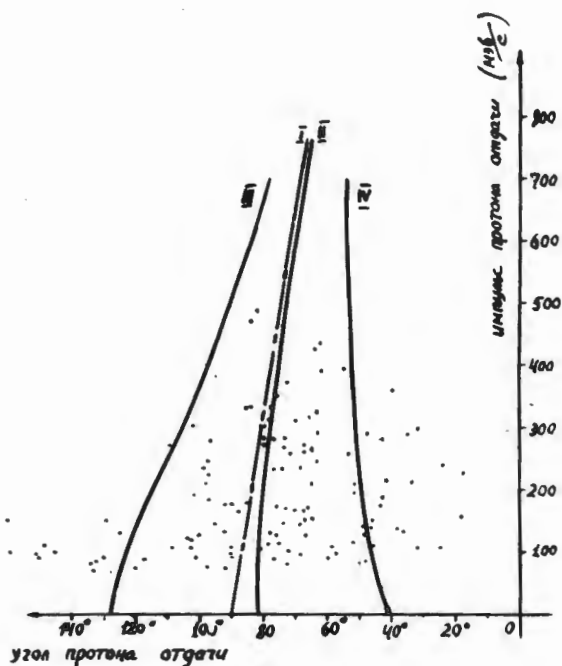
Р и с. 3.

Распределение вторичных частиц по пробегам в эмульсии для углов, соответствующих рассеянию в с.с.м. на углы: а) сплошная линия - 2° . б) пунктирная линия - $2^\circ 50'$ / $E = 10$ Бэв/.



Р и с. 4.

Дифференциальное сечение упругого $p-p$ - рассеяния при энергии 6 Бэв.



Р и с. 5.

Кинематическая плоскость угол-импульс для протона отдачи. Область, ограниченная кривыми III и IV, включает 70% квазиупругих случаев рассеяния.

Кривая I - зависимость импульса протона отдачи в упругом рассеянии от угла вылета. Кривая II - то же для рассеяния на протоне, покоящемся в потенциальной яме глубиной 30 Мэв.