

Применение этой модели к теории Ферми — Ландау даёт² $A^{1/4}$. Такая зависимость для случая столкновения с ядрами свинца и латуни приводит

для величины $\frac{n_{\text{св}}}{n_{\text{лат}}}$ к значению $\sim 1,3$.

Некоторые данные имеются и относительно характера взаимодействия нуклонов с ядрами при меньших энергиях. Так, с помощью управляемой камеры Вильсона сравнивались ливни, образованные в свинце и алюминии⁶. Характерной особенностью применённой в этой работе установки является весьма мягкий характер управления группы счётчиков, не вносящий практически никакой дискриминации в регистрацию ливней. Авторы этой работы получили, что отношение частот регистрации ливней из свинца и алюминия равно 1,56 для ливней с пятью релятивистскими частицами и 1,0 для ливней с шестью частицами. В то же время применение модели внутриядерных каскадных процессов должно было бы дать значительно большую величину. Так, согласно одному из конкретных вариантов расчёта в соответствии с такой моделью (Гайтлер — Яноши⁷) эти отношения оказались равными 2,4 и 4,6.

В другой группе работ, проведённых советскими авторами⁸, сравнивалось для разных элементов отношение для пробегов поглощения и взаимодействия нуклонов с энергией $\sim 10^{10}$ эв. Оказалось, что это отношение примерно одинаково для графита и свинца (~ 3). Этот результат очень трудно интерпретировать с точки зрения внутриядерного процесса, так как он означал бы, что одно ядро свинца должно было бы поглощать, как три ядра графита, и, следовательно, указанные выше отношения должны были бы резко зависеть от атомного веса элементов.

Таким образом, новые экспериментальные данные ещё более убедительно свидетельствуют против модели последовательных внутриядерных соударений быстрых нуклонов.

И. Р. и Д. Ч.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Изв. АН СССР, сер. физ. 17, 51 (1953).
2. И. Л. Розенталь, Д. С. Чернавский, УФН 52, 185 (1954).
3. Е. Л. Фейнберг, ЖЭТФ 28, № 2 (1955).
4. H. Messel, Progress in Cosmic Ray Physics 2 (1954).
5. M. E. Kaplon, D. M. Ritson, W. D. Walkes, Phys. Rev. 90, 716 (1953).
6. R. L. Sen Gupta, K. K. Koy, M. M. Biswas, Zeits. f. Phys, 136, 654 (1954).
7. W. Heitler, L. Janossy, Proc. Phys. Soc. 62, 374, 669 (1949).
8. С. А. Азимов, Н. А. Добротин, А. Л. Любимов, К. П. Рыжкова, Изв. АН СССР, сер. физ. 17, 80 (1953).

НОВЫЕ ДАННЫЕ О РАССЕЯНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ

Рассеяние нуклонов на нуклонах при большой энергии представляет исключительный интерес, так как наряду с рассеянием π -мезонов на нуклонах является простейшим процессом, изучение которого даёт возможность получать в наименее завуалированной форме сведения о свойствах ядерных сил. Несмотря на большое число экспериментальных и теоретических работ, посвящённых этому вопросу, до сих пор удалось получить только очень неполные сведения о характере ядерных сил. Открытое в последнее время явление поляризации пучка протонов при рассеянии на ядрах¹ позволило изучать рассеяние поляризованных пучков нуклонов, получая при этом

более детальные сведения о свойствах ядерных сил. Обычно опыты осуществляются путем последовательного рассеяния пучка протонов на двух мишенях; при этом после первого рассеяния пучок становится сильно поляризованным.

Одной из наиболее интересных экспериментальных работ, опубликованных за последние месяцы, является исследование рассеяния поляризованных протонов на водороде и дейтерии^{2, 3, 9}.

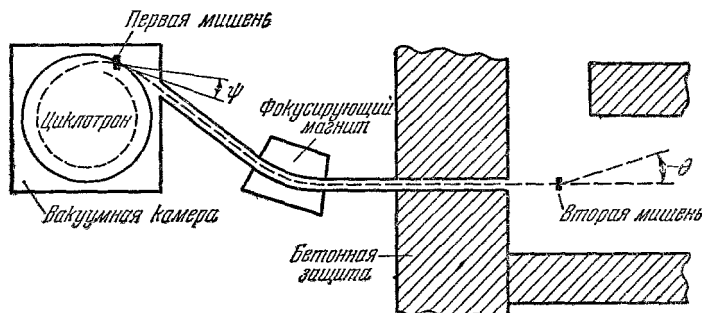


Рис. 1.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Пучок протонов с энергией 340 Мэв из циклотрона после первого рассеяния на внутренней мишени из углерода или бериллия становился сильно поляризованным. Поляризованный пучок отклоняющим магнитом выводился из циклотрона и направлялся в защищенное помещение, в котором исследовалось рассеяние пучка на второй мишени. Во время опытов угол первичного рассеяния изменялся от 17 до 20°. Энергия поляризованного пучка составляла 290 и 312 Мэв в различных опытах. Абсолютная интенсивность поляризованного пучка была равна $2 \cdot 10^6$ протонов в секунду на площади 5 см².

Для того чтобы установить, что после первичного рассеяния получается действительно поляризованный пучок протонов, производились контрольные опыты. Они состояли в измерении асимметрии вторичного рассеяния вправо и влево в том случае, когда обе мишени состоят из одинакового материала. Если при первичном рассеянии пучок рассеивается в горизонтальной плоскости, то вторичное рассеяние пучка характеризуется углом рассеяния θ и углом φ между плоскостью вторичного рассеяния и горизонтальной плоскостью. Интенсивность первичного рассеяния зависит только от одного угла рассеяния ψ , интенсивность вторичного рассеяния J зависит от двух углов θ и φ . При $\theta = 15^\circ$ и одинаковых мишенях из углерода получили следующие значения $J(\varphi)$:

$$J(0^\circ) = 134,1 \pm 4,06; \quad J(90^\circ) = 101,8 \pm 3,7; \quad J(180^\circ) = 59,3 \pm 4,3;$$

$$J(270^\circ) = 104,7 \pm 3,3.$$

Отсюда легко получить:

$$\frac{J(0^\circ) - J(180^\circ)}{J(0^\circ) + J(180^\circ)} = 0,39 \pm 0,04; \quad \frac{J(90^\circ) - J(180^\circ)}{J(90^\circ) + J(180^\circ)} = 0,01 \pm 0,02.$$

Это указывает на то, что при первичном рассеянии действительно получается поляризованный пучок. Если на ту же самую мишень пучок падает без предварительного рассеяния, то, как и следует ожидать, асимметрии рассеяния не наблюдается (рассеяние не зависит от φ).

Чтобы использовать поляризованный пучок для количественных измерений, надо знать степень его поляризации $P = (F_+ - F_-) / (F_+ + F_-)^{-1}$, где F_+ и F_- — число протонов в пучке со спином, направленным соответственно вверх и вниз. Если используются мишени из одного и того же материала и рассеяние упругое, то при $\theta = \varphi$ $P \approx \sqrt{e}$ (пренебрегая уменьшением энергии при вторичном рассеянии).

В первом сообщении² приведены результаты опытов по рассеянию протонов на протонах и на углероде. Энергия поляризованного пучка равнялась 290 Мэв. Во втором сообщении³ указано, что авторы не смогли получить достаточно поляризованного пучка нейтронов для изучения рассеяния нейтронов на протонах и должны были извлекать сведения о взаимодействии нейтрон-протон из опытов по взаимодействию протонов с дейтеронами. В первом приближении можно пренебречь энергией связи дейтрона, считая протон и нейтрон свободными. Тогда при бомбардировке дейтронов протонами возможны процессы рассеяния протон-протон, протон-нейтрон и рассеяния протона на дейтероне как целом. Эти три процесса можно различить по вылету различных пар частиц, используя технику совпадений. В экспериментах измерялась асимметрия рассеяния протон-протон и протон-нейтрон. Асимметричная часть сечения $P\sigma = \frac{1}{2}[\sigma(\theta, 0^\circ) - \sigma(\theta, 180^\circ)]$; здесь $\sigma(\theta, \varphi)$ — сечение рассеяния для полностью поляризованного пучка и неполяризованной мишени — вычислялась по формуле $P\sigma = e\sigma_{\text{непол}}/P'$. Степень поляризации пучка $P' = 0,73$. Сечение для неполяризованного пучка и рассеяния протон-протон принималось равным

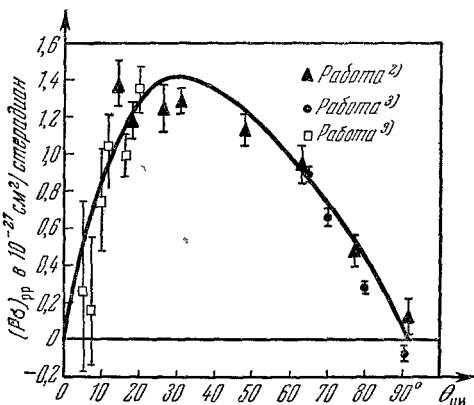


Рис. 2.

$3,75 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ на стерадиан⁴, а для рассеяния нейтрон-протон бралось из работы⁵. Нужно отметить, что для рассеяния протон-протон $\sigma(90^\circ) = 0$; это может служить ещё одним методом проверки наличия поляризационных эффектов. Результаты измерений приведены на рис. 2 и 3. Сплошные кривые соответствуют формулам $(P\sigma)_{\text{пр}} = 0,3595 \sin 2\theta + 0,0645 \sin 4\theta + 0,0309 \sin 6\theta$; $(P\sigma)_{\text{pn}} = -0,016 \sin \theta + 0,95 \sin 2\theta + 0,324 \sin 3\theta$.

Результаты эксперимента имеют большое значение по той причине, что они дают новые сведения о том, какие парциальные волны играют главную роль в рассеянии при энергии около 300 Мэв. Недавно было сделано несколько попыток описать экспериментальные данные по рассеянию нуклонов на нуклонах, используя небольшое число сдвигов фаз^{6, 7}. В частности, в работе⁶ показано, что, используя семь фаз с орбитальным

моментом $l \leq 2$, можно получить хорошее согласие с экспериментальной величиной дифференциального сечения рассеяния неполяризованных протонов на протонах и на нейтронах для энергии 260 Мэв. При выводе авторы считали, что триплетные D -фазы равны, и пренебрегали смесью 3S - и 3D -волн, возникающей в случае нецентрального взаимодействия. Анализ результатов рассеяния поляризованных нуклонов на нуклонах⁸ показывает,

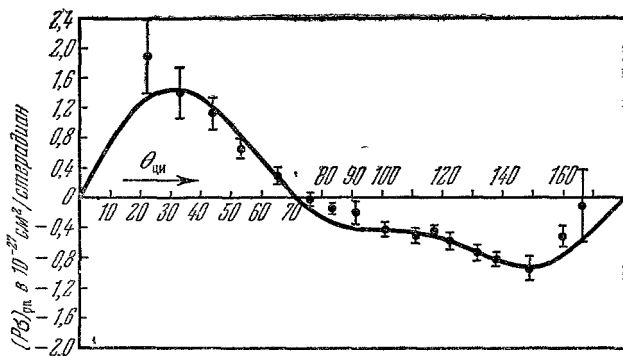


Рис. 3.

что набор фаз, полученный в работе⁶, не может описать рассеяние поляризованных протонов. Приведенные результаты опытов указывают на необходимость парциальных волн с орбитальным моментом больше двух. В частности, требуется, по крайней мере, 3F -фаза. Разложение Фурье кривой дифференциального сечения приводит к восемнадцати коэффициентам Фурье. Ход сечения можно объяснить при помощи одиннадцати фаз с $l \leq 2$, одной 3F -фазы и одного параметра примеси для $J=1$ и $l=0$; таким образом, всего требуется 13 действительных параметров⁸. Учитывая ошибки эксперимента, можно утверждать, что возможно несколько наборов фаз, одинаково хорошо описывающих эксперимент. В работе⁸ сообщается, что автором проводятся вычисления фаз по экспериментальным данным.

М. И. Р.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. C. L. Oxley, W. Cartwright, J. Rouvina, E. Baskir, D. Klein, J. Ring, W. Skillman, Phys. Rev. **91**, 419 (1953); см. также сборник «Проблемы современной физики», 1954, № 7.
2. O. Chamberlain, E. Segre, R. Tripp, C. Wiegand, Ypsilantis, Phys. Rev. **93**, 1430 (1954).
3. O. Chamberlain, E. Segre, R. Tripp, C. Wiegand, Donaldson, Ypsilantis, Phys. Rev. **95**, 850 (1954); **83**, 929 (1951).
4. O. Chamberlain, E. Segre, C. Wiegand, Phys. Rev. **93**, 1424 (1954).
5. Kelly, Leith, Segre, Wiegand, Phys. Rev. **79**, 96 (1950).
6. Thaler, Bengston, Phys. Rev. **94**, 683 (1954).
7. Garren, Phys. Rev. **92**, 213 (1953).
8. B. Fried, Phys. Rev. **95**, 851 (1954).
9. O. Chamberlain, Pettengill, E. Segre, C. Wiegand, Phys. Rev. **95**, 1348 (1954).