

с помощью астрофизических методов, равна 4 для Солнца и 10 для планетарных туманностей.

Авторы указывают, что фотопластинки оказались исключительно удобным средством для регистрации ядер, присутствующих в первичном космическом излучении. То, что кинетическая энергия этих ядер оказывается пропорциональной их заряду Z и равной примерно 1 BeV на ядерную частицу, позволяет предполагать, что своим происхождением первичное космическое излучение обязано ускорению в сильных электрических полях, создающихся в некоторых местах вселенной. Один из возможных источников таких электрических полей был указан Терлецким⁴, который показал, что при несовпадении магнитных и географических полюсов вращающегося космического тела (такое несовпадение, как известно, имеет место у Земли и у Солнца и нет оснований думать, что оно отсутствует у других тел) могут индуцироваться потоки заряженных частиц, энергия которых имеет величину, достаточную для объяснения происхождения космических лучей.

Интенсивность, с которой представлены различные Z в спектре рис. 3, совпадает с относительной распространённостью элементов во вселенной, полученной по астрофизическим данным.

Заметим, что Li, B, Be, малая распространённость которых известна астрофизикам, не представлены также и в спектре рис. 3.

А. В.

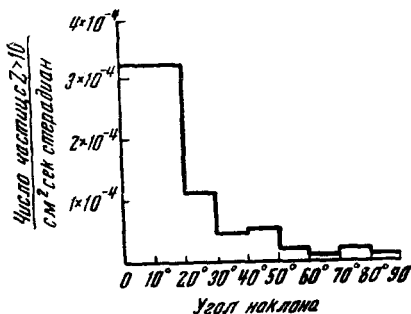


Рис. 4.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Алиханян, А. И. Алиханов, В. М. Морозов, А. В. Христьян, ДАН 61, 35 (1948).
2. C. D. Anderson, R. V. Adams, и др., Rev. of Modern Phys. 20, № 1, (1948).
3. P. Freier, E. Loifgren, E. Ney, F. Oppenheimer, Phys. Rev. 74, № 12, 1818 (1948).
4. H. Bradt and B. Peters, Phys. Rev. 74, № 12, 1828 (1948).
5. Я. Терлецкий, ЖЭТФ, т. 16, 1948 г., вып. 5, стр. 403.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВО СУЩЕСТВОВАНИЯ ОБМЕННЫХ ЯДЕРНЫХ СИЛ

I

По утверждению авторов реферируемых работ^{1,2}, одним из наиболее существенных экспериментов, выполненных на 184-дюймовом фазотроне³ за всё время его работы, является исследование рассеяния нейтронов на протонах при энергии 90 и 40 MeV.

Изучение рассеяния элементарных частиц (протон — нейтрон, протон — протон, нейтрон — дейтерон, протон — дейтерон) при энергиях от нескольких сот KeV до 15 MeV позволило с достаточной точностью определить

энергию связи лёгких ядер. Но при таких небольших энергиях, когда длина волны де-Брогя падающих частиц (в системе центра инерции) значительно превосходит область действия ядерных сил, невозможно не только отличить обменные силы от необменных, но и вид зависимости ядерных сил от расстояния не сказывается на характере рассеяния (Ландау и Смородинский⁴). Например, Слестер измерил полное поперечное сечение (n - p) рассеяния в интервале энергий от 6 до 22 MeV и нашёл, что опыты могут быть объяснены шестью различными теориями.

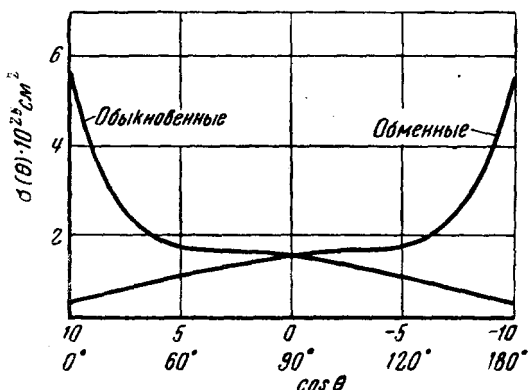


Рис. 1. Поперечные сечения $\sigma(\theta)$ рассеяния (n - p) при 100 MeV для обычных и обменных сил, вычисленные для потенциальной ямы, ширина которой равна $2,8 \cdot 10^{-13}$ см. θ — угол рассеяния нейтронов в системе центра инерции.

яснения характера взаимодействия между протонами и нейтронами. Основное различие между обменными и необменными силами, которое проявляется в рассеянии, состоит в различном характере зависимости дифференциального поперечного сечения σ от угла рассеяния θ . В случае обычных сил, при рассеянии нейтронов на протонах, очевидно, наибольшее число нейтронов (в системе центра инерции) должно рассеиваться на малые углы, т. е. наибольшее число нейтронов должно лететь вперёд (в направлении падающего пучка), а наибольшее число протонов — назад. В лабораторной системе это значит, что наибольшее число протонов должно рассеиваться под прямым углом к падающему пучку нейтронов.

При обменных силах всё происходит так же, за исключением того, что в процессе рассеяния нейтрон переходит в протон, а протон в нейтрон. Следовательно, в системе центра инерции наибольшее число протонов летит не назад, а вперёд, а наибольшее число нейтронов летит назад. В лабораторной системе в этом случае наибольшее число протонов летит по направлению падающего пучка. Характер зависимости $\sigma(\theta)$ от угла рассеяния нейтронов θ в системе центра инерции для двух предположений о ядерных силах дан на рис. 1. Экспериментальные результаты, полученные при рассеянии (n - p) при 90 MeV (см. рис. 2), сильно отличаются от обеих кривых рис. 1.

Однако наличие максимума $\sigma(\theta)$ при $\theta = 180^\circ$ указывает, что силы (по крайней мере частично) обменные. Дальнейшее толкование полученных результатов слишком неопределённо, так как пока известно слишком

При энергиях до 15 MeV основную роль играет s -рассеяние, симметричное в системе центра инерции, и действительно (за исключением ошибочного опыта Амальди в 1942 г.), многочисленные опыты в этом интервале энергий доказали, что в системе центра инерции рассеяние (n - p) изотропно.

Обменные силы отличаются от необменных только тогда, когда начинает играть роль p -рассеяние (а также более высокие нечётные моменты). При 90 MeV длина волны де-Брогя нейтронов в системе центра инерции равна $0,95 \cdot 10^{-13}$ см, т. е. сравнима с радиусом действия ядерных сил ($2 \cdot 10^{-13}$ см), поэтому энергия 90 MeV вполне достаточна для вы-

мало фактов, и вид $\sigma(\theta)$ зависит от многих обстоятельств, в частности, от конкретного вида зависимости ядерных сил от расстояния.

Кроме того, при этих энергиях следует учитывать релятивизм, который может дать поправку в несколько десятков процентов. Тем не менее авторы провели большую вычислительную работу для нахождения потенциала ядерных сил. Сначала они предположили, что потенциал сил, действующих между протоном и нейтроном, может быть записан в следующем виде:

$$V(r) = g^2 \frac{e^{-kr}}{r} \left(\frac{1+P}{2} \right), \quad (1)$$

где g^2 имеет два значения: для триплетного состояния (спины протона и нейтрона параллельны) $g^2 = 0,405$, а для синглетного (спины антипараллельны) $g^2 = 0,280$. Константа g^2 выбрана таким образом, чтобы удовлетворить экспериментальным данным при небольших энергиях (поперечное сечение для тепловых нейтронов и энергия связи дейтерона) $\frac{1}{k} = 1,2 \cdot 10^{-13}$ см

равно комптоновской длине волны частицы с массой $326 m_e$ (где m_e — масса электрона), P — оператор обмена. Из приведённой формулы видно, что 50% сил считаются обменными, а 50% — обычными. Формуле (1) на рис. 2 соответствует теоретическая кривая I для дифференциального поперечного сечения $\sigma(\theta)^*$. Полное поперечное сечение, вычисленное с помощью (1), равно $\sigma_t = 0,090 \cdot 10^{-24}$ см² и несколько больше экспериментального значения $\sigma_t = 0,076 \cdot 10^{-24}$ см². Однако выражение (1) для центрально-симметричных сил не может объяснить наличия квадрупольного момента дейтерона — необходимо допустить, что ядерные силы имеют тензорный характер:

$$V(r) = g^2 \left\{ \frac{e^{-kr}}{r} + \gamma \left[\left(\frac{3(\sigma_1 r)(\sigma_2 r)}{r^2} - \sigma_1 \sigma_2 \right) \frac{e^{-kr}}{r} \right] \right\} \frac{1+P}{2}, \quad (2)$$

где σ_1 и σ_2 — операторы спинов, а $\gamma = 0,16$. С помощью (2) можно получить правильное значение электрического квадрупольного момента дейтерона. Дифференциальное сечение рассеяния $\sigma(\theta)$ для этого случая изображено на рис. 2 (кривая II). Полное поперечное сечение в этом случае получается ещё больше: $\sigma_t = 0,093 \cdot 10^{-24}$ см². Кроме реферируемой работы, теоретическому толкованию опытов по рассеянию протонов на нейтронах посвящено большое количество теоретических расчётов⁵⁻¹⁰. Однако ценность указанных работ вызывает в настоящее время сомнение, и формулы (1) и (2) следует рассматривать как эмпирические, а не как теоретические.

*) Кривые I и II рассчитаны в нерелятивистском приближении.

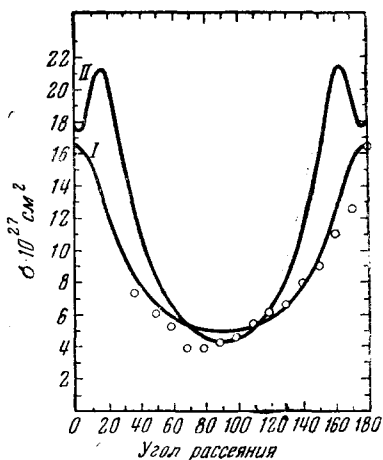


Рис. 2. Поперечное сечение рассеяния для 90 MeV. Сплошные кривые вычислены теоретически для центральных сил (кривая I) и тензорных сил (кривая II). Кружки — значения, полученные экспериментально.

II

Ввиду важности экспериментов, измерение рассеяния (n - p) производилось одновременно двумя методами большой группой лиц. Наиболее точные количественные результаты были получены при измерении с помощью счётчиков¹. Измерения с камерой Вильсона² качественно подтвердили результаты со счётчиками. Однако статистика в последнем случае недостаточна для того, чтобы сравнить количественно оба эксперимента.

Аппаратура схематически изображена на рис. 3. Пучок нейтронов со средней энергией 90 MeV получался при бомбардировке бериллиевой мишени дейтеронами с энергией 200 MeV. Пучок нейтронов проходил через отверстие в 3-метровой бетонной защите фазотрона и коллимировался с помощью двух медных трубок длиной 50 см и внутренним диаметром от 1 до 7,5 см. Интенсивность пучка измерялась двумя методами (см. рис. 3):

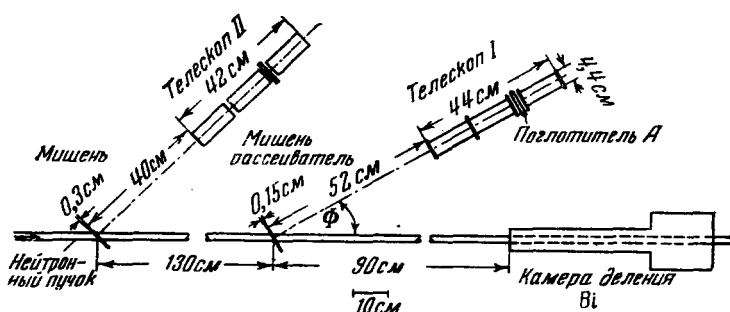


Рис. 3. Расположение аппаратуры при измерении рассеяния (n - p). Телескоп I служит для измерения (n - p) рассеяния. Телескоп II служит для измерения интенсивности нейтронного пучка.

1) по интенсивности рассеяния протонов отдачи (телескоп II) на постоянный угол 15° ;

2) по интенсивности деления висмута под действием нейтронов.

На пути пучка нейтронов помещались в одном опыте мишени из полиэтилена, в другом — из графита. Протоны отдачи от мишени измерялись с помощью 3-х гейгеровских счётчиков (телескоп I на рис. 3). Мишень всегда устанавливалась параллельно счётчикам. Между последними двумя счётчиками помещался поглотитель, который останавливал все протоны с энергией, меньше, чем $66 \cos^2 \Phi$ MeV. Это значит, что в эксперименте учитывались только нейтроны с энергией, большей 66 MeV.

Вся аппаратура подвергалась тщательной проверке, обычной при работе с телескопами из счётчиков.

Аппаратура, изображённая на рис. 3, использовалась только при измерении рассеяния на углы $\Phi < 60^\circ$. Действительно, при больших углах сильно увеличивалась эффективная толщина мишени и наличие воздуха и стенок счётчиков на пути рассеянных протонов сильно затрудняло эксперимент. Чтобы избежать этого, была построена другая аппаратура, которая была помещена в вакуум. Кроме того, 3 счётчика телескопа собирались в одном кожухе, без промежуточных стенок между счётчиками. Поглотитель А помещался в этом случае перед всем телескопом. С этой аппаратурой производилось измерение в области углов Φ от 35° до $71,6^\circ$.

Производилось измерение отношений R_1 и R_2 тройных совпадений в телескопе *I* к тройным совпадениям в телескопе *II* (см. рис. 3) при рассеянии нейтронов на полиэтиленовой (1) и графитовой (2) мишени. Аналогично измерялся фон R_3 и вычислялось $H = (R_1 - R_3) / (R_2 - R_3)$, где 0,713 — отношение числа атомов углерода на 1 см² полиэтиленовой и графитовой мишени.

Величина $\frac{H}{t}$, где t — эффективная толщина мишени, пропорциональна поперечному сечению рассеяния (n - p) $\sigma(\Phi) \Delta\Omega$, где $\Delta\Omega$ — телесный угол установки. Чтобы найти коэффициент пропорциональности, измерялось полное поперечное сечение рассеяния:

$$\sigma_t = \int \sigma(\theta) d\omega = \int \sigma(\Phi) d\Omega = k \int \frac{H}{t} \frac{d\Omega}{\Delta\Omega},$$

где θ — угол рассеяния нейтронов в системе центра инерции, Φ — угол рассеяния протонов в лабораторной системе (см. рис. 3),

$$\sigma(\theta) = \sigma(\Phi) \frac{d \cos \Phi}{d \cos \theta}; \quad \theta = \pi - 2\Phi,$$

а k — искомый коэффициент пропорциональности. Правда, поперечное сечение $\sigma(\Phi)$ при углах от 71,6° до 90° неизвестно. Эта часть кривой $\sigma(\Phi)$ ответственна за 15% полного значения σ_t . При конкретных вычислениях предполагалось, что истинная кривая в неизвестной области углов совпадает с кривой *I* на рис. 2, что согласуется с данными, полученными в камере Вильсона. Результат эксперимента и вычислений изображён на рис. 2.

Аналогичные эксперименты были проделаны с нейтронами, имеющими среднюю энергию 40 MeV. Нейтроны такой энергии получались при бомбардировке бериллиевой мишени, помещённой на меньший радиус в фазотроне, дейтеронами с энергией 98 MeV. Точность результата в этом случае получилась значительно ниже. Вид кривой $\sigma(\theta)$ при 40 MeV качественно тот же, что и при 90 MeV. Однако, $\frac{\sigma(180^\circ)}{\sigma(90^\circ)} \approx 1,5$, вместо 3,3 при 90 MeV.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. Hadley и др., Phys. Rev. **75**, 351 (1949).
2. K. Brueckner и др., Phys. Rev. **75**, 555 (1949).
3. УФН **32**, 396 (1947).
4. Л. Ландау и Я. Смородинский, ЖЭТФ **14**, 269 (1944).
5. M. Samas and H. Bethe, Phys. Rev. **73**, 191 (1948).
6. Y. Ashkin and T. Wu, Phys. Rev. **73**, 972 (1948).
7. H. Massey и др. **73**, 1403 (1948).
8. F. Rohrlach and J. Eisenstein, Phys. Rev. **75**, 705 (1949).
9. Barker, Nature **161**, 726 (1948).
10. K. Hsu and T. Wu, Phys. Rev. **75**, 987 (1949).

М. Рабинович.

НОВЫЕ ДАННЫЕ О He³

Настоящая заметка является дополнением к обзору¹, напечатанному в апрельском номере этого журнала.

В¹ были рассмотрены работы ряда исследователей, посвящённые вопросу о распределении изотопа He³ между жидким гелием и парами при температурах ниже λ -точки. Согласно этим работам, отношение концен-