Б-70

P-S

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Д.БЛОХИНЦЕВ

О ФЛЮКТУАЦИЯХ ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА

ЖЭТФ, 1957, т 33, в 5, с. 1295.

1957 г.

В этой работе показано, что возникновение энергичных осколков при столкновении быстрых нуклонов с ядрами может рассматриваться как результат столкновения нуклона с флюктуацией ядерного вещества.

I. Введение

В процессе движения нуклонов в ядре могут возникать кратко - временные тесные скопления нуклонов, иными словами - флюктуации плотности ядерного вещества. Такие скопления, будучи относительно удалены от других нуклонов ядра, являются атомными ядрами меньшей массы, находящимися в состоянии флюктуационного сжатия.

В недавнее время М.Г.Мещеряковым и его сотрудниками (I,2) при изучении рассеяния протонов с энергией в 675 Мэв на легких ядрах, были обнаружены явления, которые подтверждают существование таких флюктуаций, по крайней мере, для простейших парных флюктуаций, приводящих к образованию сжатого дейтона.

В этой связи уместно напомнить, что в ряде более ранних работ (3,4) обращалось внимание на образование "надбарьерных" осколков при расщеплении ядер энергичными нуклонами, т.е.осколков, энергия движения которых значительно превышает их энергию связи и высоту кулоновского барьера. Однако, отсутствие количественных данных затрудняло теоретический анализ этих явлений.

Некоторые авторы неосновательно относили это любопытное явление за счет гипотетических дальнодействующих ядерных сил; другие связывали это явление с существованием непарных ядерных сил.

Экспериментальные данные по вылету энергичного дейтона из легких ядер подтверждают представление о том, что и другие "надбарьерные" осколки образуются также в результате прямого столкновения нуклона с тесной группой нуклонов ядра, возникшей из-за флюктуаций плотности ядерного вещества.

В дальнейшем приводятся количественные доводы в пользу флюктуационного происхождения энергичных дейтонов и других "надбарьерных" осколков.

Что же касается роли непарных сил, то следует заметить, что оценка их величины не дает оснований думать, что они существенно больше парных сил (5). В момент тесного сближения нуклонов могут иметь значение как попарное, так и коллективное взаимодействие. Однако, сейчас нет экспериментальных данных, которые позволяли бы пролить свет на детали этого взаимодействия, тем более определить относительный вклад парных и коллективных взаимодействий.

2. Взаимодействие дейтонов с энергичными протонами

Как было показано в опытах (I,2) по рассеянию протонов с энергией в 675 Мэв на дейтонах, кроме рассеянных нуклонов наблюдаются, хотя и в относительно небольшом числе, неразрушенные дейтоны большой энергии (до 660 Мэв).

Это означает, что в этих столкновениях нуклон передает дейтону как целому значительную часть своего импульса.

Согласно флюктуационному представлению такое столкновение происходит в тот момент, когда оба нуклона в дейтоне находятся на малом расстоянии R друг от друга и сильно взаимодействуют.

В таком случае нуклон имеет возможность передать свой импульс этой тесной паре как целому. Ожидаемое сечение для такого специального столкновения будет равно:

$$\sigma = \sigma_d W_d(R) \tag{I}$$

$\sigma_d = ?$ vgl. S.8

где σ_d - полное сечение квазиупругого столкновения, а величина $W_d(R)$ есть вероятность того, что оба нуклона дейтона находятся на расстоянии, меньшем R. Расстояние R, по порядку величины, должно быть равно радиусу сильного взаимодействия нуклонов, что составляет $2-3\ \frac{\hbar}{Mc}$. Если через $\Psi_d(r)$ обозначить волновую функцию дейтона, то:

$$W_d(R) = 4\pi\int_0^R \psi_d^2(r)\, r^2\, dr \cong \frac{4\pi}{3}\psi^2(0)R^3 \tag{2}$$

Для вычисления $W_d(R)$ необходимо знать волновую функцию дейтона вблизи $r = 0$.

Обычная ассимтотическая функция дейтона $\Psi_d = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}}\, e^{-\alpha r}/r$ ($\alpha^{-1} = 4{,}3\ 10^{-13}$ см) для этой цели совершенно не годится, так как обращается в бесконечность при $r = 0$. Волновая функция дейтона не имеет узлов. Поэтому мы можем аппроксимировать $U = r\psi_d$ для больших r в виде $\sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}}\, e^{-\alpha r}$, а для малых r в виде $U = \Psi(0)\left[r - \beta r^2 + \ldots\right]$ и сомкнуть функции и производные в области $r = b = \frac{1}{2\beta}$. Величина 2β имеет смысл логарифмической производной $(\Psi'/\psi)_{r=0}$. Это дает нам $\psi(0) \sim \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}}\,\beta$.

Вычисление с функцией Хюльтепа $r\psi_d=\sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}}(e^{-\alpha r}-e^{-\beta r})$ приводит к тому же результату, причем по совокупности известных данных β в несколько раз больше α. Не рассчитывая на большее, нежели порядок величины, мы положим

$$\psi_d(0)=\sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}}\,\beta \qquad (3)$$

где величина β рассматривается как определяющая логарифмическую производную волновой функции дейтона при $r=0$.

Из (2) и (3) находим:

$$W_d(R)=\frac{2}{3}\alpha\beta^2R^3 \qquad (4)$$

Если выразить R в единицах $\frac{\hbar}{Mc}=2.10^{-14}$ см, то

$$W_d(R)=7\,10^{-5}R^3(\beta/\alpha)^2. \qquad (4')$$

Экспериментальное же значение этой величины составляет 7.10^{-3}. Поэтому $R^3(\beta/\alpha)^2\cong10^2$, что вполне разумно.

Заметим, что ни теория "pick up", ни "импульсное" приближение не являются применимыми в нашем случае.

Действительно, в обоих названных методах расчета предполагается, что падающий нуклон взаимодейстует либо только с одним нуклоном, либо с двумя, но независимо. В рассматриваемом случае передаваемые импульсы столь велики, что весь процесс идет за счет очень высоких гармоник волновой функции дейтона, т.е. за счет таких состояний, когда оба нуклона близки друг к другу и их столкновение с третьим нуклоном нельзя рассматривать, как происходящее независимо.

Оценка величины $W(R)$ для других легких ядер еще более затруднительна. Совсем ориентировочно можно определить, что, например, для трития величина $W_T(R)$ будет порядка $W_d^2(R)$, с поправкой на то обстоятельство, что величина α_N для трития α_T будет в $\sqrt{\frac{m_T \varepsilon_T}{m_d \varepsilon_d}}$ раза больше α_d. (Здесь ε_T -энергия связи в тритии, ε_d - то же, в дейтоне, m_T и m_d приведенные массы трития и дейтона по отношению к одному, удаляемому из ядра нуклону).

Это уменьшение α_N выражает тот факт, что тритий является более тесно связанной группой нуклонов, нежели дейтон.

Подобным же образом α_{He} для He - будет в $\sqrt{\frac{m_{He} \varepsilon_{He}}{m_d \varepsilon_d}}$ больше α.

С приведенным ранее значением для $W_d(R)$ найдем

$$W_T(R) \cong 2\ 10^{-4}, \quad W_{He}(R) \cong 2\ 10^{-5}.$$

Эти числа могут быть впоследствии проверены экспериментально.

3. Оценка флюктуаций в ядрах

Пусть волновая функция ядра $A = Z + N$ будет

$$\Psi_A = \Psi_A(x_1, x_2 \dots x_Z; y_1, y_2 \dots y_N) \quad (5)$$

где $x_1, x_2 \dots x_Z$ - координаты протонов, а $y_1, y_2 \dots y_N$ - координаты нейтронов. Как известно, оператор плотности, например, протонов будет равен:

$$\rho(x) = \sum_{k=1}^{Z} \delta(x - x_k) \quad (6)$$

Подобным же образом можно ввести оператор плотности второго порядка:

$$\rho(x,x') = \sum_{K \neq S}^{Z} \delta(x - x_K)\,\delta(x' - x_S). \qquad (6')$$

В общем случае оператор плотности, порядка a, в котором участвует z -протонов и n -нейтронов ($a = z + n$), будет:

$$\rho(x,x',\ldots x^{(z)}; y,y',\ldots y^{(n)}) = \sum_{K,S \ldots n} \delta(x-x_K)\delta(x'-x_S)\ldots\delta(y-y_n)\ldots\delta(y^n-y_n) \qquad (7)$$

Среднее значение этой плотности равно:

$$\overline{\rho(x,x',\ldots y^{(n)})} = \int \Psi_A^* \,\rho(x,x',\ldots y^{(n)})\,\Psi_A \, dx_1\, dx_2 \ldots dy_N \qquad (8)$$

Точное вычисление этого интеррала требует знания функции Ψ_A. Однако, возможно сделать оценки на основании того соображения, что этот интеграл должен быть равен:

$$\overline{\rho(x,x',\ldots y^{(n)})} = M \cdot D(x,x',\ldots x^{(z)}; y,y',\ldots y^{(n)}) \qquad (9)$$

где D есть плотность вероятности того, что протоны (z) и нейтроны (n) находятся в указанных точках $(x,x',\ldots x^{z}, y,y',\ldots y^{n})$, , а число M равно числу способов, которым эта конфигурация могла бы осуществиться при различных перестановках протонов и нейтронов.

Нас интересует тот случай, когда относительные координаты этих нуклонов $\xi_1, \xi_2, \dots \xi_{a-1}$ находятся внутри малого объема $\Omega < R^3$. Вводя еще координату центра тяжести этой группы x и интегрируя по $\xi_1, \xi_2 \dots \xi_{a-1}$ в объеме Ω и по x в объеме ядра, найдем:

$$\overline{\rho_A(\Omega)} = M\, W_a(R) \tag{10}$$

где

$$W_a(R) = \int_\Omega D(\xi_1, \xi_2, \dots \xi_{a-1}, x)\, d\xi_1 \dots d\xi_{a-1}\, dx \tag{11}$$

есть вероятность возникновения интересующей нас группы, задатой в малый объем Ω.

Так как важны лишь малые расстояния R, то эта вероятность близка к соответствующей вероятности флюктуации в свободном ядре, с атомным весом $a = z + n$. Это дает возможность определить эту вероятность из опытов по столкновению нуклона со свободным ядром (A)[x].

Что же касается множителя M, то для легких ядер он равен числу сочетаний, посредством которых можно образовать интересующий нас осколок, т.е. пропорционален, грубо говоря, Z^2 ?.

---

x) Л.С.Лексин и Ю.П.Кумекин (6) сделали попытку определить эту вероятность для углерода из столкновения (P, C). В пределах точности своего эксперимента, они не обнаружили энергичных протонов, рассеянных назад на углероде, как на целом. Из оценок, сделанных выше для T и He можно считать, что вероятность подобной флюктуации для C совсем ничтожна.

Для тех же ядер, где плотность ядерного вещества распределена, как в жидкой капле, число M будет равно числу осколков $a = z + n$, которые содержатся в ядре, т.е. пропорционально z. В тяжелых ядрах следует еще учесть вероятность выхода энергичного осколка из толщи ядра P.

Полагая, что энергичные осколки возникают равномерно по объему ядра и движутся по направлению импульса первичного нуклона, с пробегом:

$$\ell = \frac{1}{n_0 \sigma_a} \qquad (12)$$

где n_0 - плотность нуклонов в ядре, а $\sigma_a \simeq \pi r_0^2 a^{2/3}$ - сечение осколка, имеющего атомный вес a, нетрудно найти, что вероятность выхода осколка из ядра будет равна:

$$P = \frac{3}{\eta}\left[\frac{1}{2} - \frac{1}{\eta^2} + \left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\eta^2}\right) e^{-\eta}\right] \qquad (13)$$

где $\eta = \frac{D}{\ell}$, $D = 2 r_0 A^{1/3}$ есть диаметр ядра. В частности, если $P_A \ll 1$, то $P = \frac{\pi r_0^2}{\sigma_a} A^{-1/3} = \frac{1}{A}\frac{\sigma_A}{\sigma_a}$,

где $\sigma_A = \pi r_0^2 A^{2/3}$

Учитывая теперь все множители, получим для сечения образования осколка с атомным весом a из ядра, с атомным весом A:

$$\Sigma_a = P M_a \sigma_a W_a(R) \cong \frac{\sigma_A}{A} M_a W_a(R) \qquad (14)$$

а выход осколка a, на одно столкновение с ядром будет:

$$q_a = P \cdot M_a \frac{\sigma_a}{\sigma_A} W_a(R) = \frac{M_a}{A} W_a(R) \qquad (15)$$

где σ_A - полное сечение ядра мишени.

Специально для дейтона ($a = 2$). Число M_a для легких ядер будет равно числу способов, которыми из нуклонов ядра можно образовать дейтон. Протоны и нейтроны имеют в дейтоне параллельный спин, следовательно $M_d = 2\frac{Z \cdot N}{4} = \frac{1}{2} Z N$

В результате для дейтонов, из легких ядер:

$$\Sigma_d' = \frac{1}{2}\frac{Z \cdot N}{A}\sigma_A \cdot W_d(R) \qquad (16)$$

В случае тяжелых ядер с учетом насыщения ядерных сил, $M_d = Z \cdot n$, где n - число нейтронов, соседних с протонами и имеющих противоположный спин. Это число ~ 6.

Поэтому для тяжелых ядер

$$\Sigma_d'' = \frac{Z \cdot n}{A}\sigma_A W_d(R) \qquad (16')$$

Выход в этом случае почти постоянен

$$q_d'' = \frac{Z \cdot n}{A} W_d(R) \qquad (15')$$

Из формулы (16), учитывая, что $\sigma_d = 70 \cdot 10^{-27}\,см^2$ wofür? а $W_d(R) \sim 7 \cdot 10^{-3}$, получим следующие значения Σ_d в мм.барнах.
?

Элемент	Li	Be	C	O
Σ_d	1,4	2,1	3,6	5,8

Что касается тяжелых ядер, то согласно (15'), ожидаемый выход дейтонов $q_d'' \sim 2\%$.

Полученные числа находятся в удовлетворительном согласии с результатами[(I)x].

Более убедительная проверка могла бы быть получена из изучения выхода дейтонов из более тяжелых ядер.

Заметим еще, что приведенная выше оценка вероятности флюктуации в тритии $W_T(R) \sim 2 \cdot 10^{-4}$ приводит к заключению, что выход трития должен составлять 2-3% от выхода дейтерия. Этот вывод не противоречит результатам работы[(I)].

Количественные вычисления с осколком более тяжелыми, нежели дейтон не имеют надежных теоретических оснований. Поэтому было бы очень интересно измерить вероятности передачи большого импульса ядрам более сложным, нежели дейтон.

Тогда появилась бы возможность оценить выход этих осколков из сложных ядер.

В заключение автор приносит благодарность за многие ценные обсуждения, М.Г.Мещерякову и Л.Г. Лексину.

---

x) При сравнении этих данных с данными таблицы III работы (I) следует иметь в виду, что там приводится сечение для всех дейтонов, а у нас-только для быстрых дейтонов. По оценкам, сделанным в (I) и (2), различие должно сводиться к множителю 3. Поэтому наша таблица вполне удовлетворительно согласуется с данными, приведенными в (I).

Литература

1. Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, В.П.Зрелов, М.Г.Мещеряков, Б.С.Неганов и А.Ф.Шабудин. ЖЭТФ (1957).
2. Л.С.Лексин. ЖЭТФ, 32, 445 (1957).
3. D.H Perkins, Proc. Roy. Soc (A) 203, 399 (1950)
4. S.O.C. Sörensen, Phil. Mag 42, 188 (1952)
5. Б.Б.Кадомцев. Дипломная работа, МГУ, физфак (1952).
6. Л.С.Лексин и Ю.П.Кумекин, ЖЭТФ (в печати).