УДК 539.172

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НЕЙТРОНОВ С ЛЁГКИМИ ЯДРАМИ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ НАЛЕТАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ 10 MEV – 10GEV

Гришкан Ю.С., Доронкина С.В.

Южный Федеральный Университет, Ростов-на-Дону, e-mail: ugrish@yandex.ru

Рассмотрены свойства сечений ядерных реакций с лёгкими частицами на примере реакции 12C(n,p)12B в интервале средних энергий падающих частиц E = 10MeV-10GeV. Сделана попытка объяснить аномально высокие значения сечений реакций в этом интервале свойствами вакуума, перестроенного нелокальным ядерным взаимодействием с выпадением конденсата ядерного поля. Рассчитаны внешние обкладки диаграммы реакции с учётом рассеяния конечных частиц – нейтрона и протона в этом конденсате.

Ключевые слова: сечение ядерных реакций, индуцированных нейтронами, нелокальное ядерное взаимодействие, нейтроны средних энергий, сингулярно возмущённое дифференциальное уравнение

NUCLEAR REACTIONS WITH LIGHT NUCLEI FOR ENERGY INTERVAL UP TO 10 MEV-10GEV

Grishkan Y.S., Doronkina S.V.

Southern Federal University, Rostov-on-Don, e-mail: ugrish@yandex.ru

It is described some properties the nuclear reactions with light particles for example 12C(n,p)12B up to E = 10 MeV-10GeV medium energies. Cross sections ofthe reactions for those interval are anomaly high. In our opinion these cross section values are a result of vacuum properties of nonlocal nuclear fields for energy interval taking into account. The initial and final nucleons scattering take place at the background distorted by a nuclear forces condensate. It is performed overall calculation of inner parts of diagrams for scattering nucleons into nuclear condensate.

Keywords: nuclear reactions cross section, neutrons of medium energies, nonlocal nuclear interactions, singular perturbed differential equations

Нейтроны средних энергий используются в медицинской физике для тяжёлых ядер с A~200 , физике космических лучей, где они создают фон, на котором проводятся измерения нейтринных обсерваторий [1]. Для сцинтилляционных детекторов нейтринных обсерваторий основной реакцией, создающей фон является реакция 12C(n,p)12B. В то же время расчёт таких реакций представляет определённую проблему, что отмечено в описании стандартных профессиональных программ ядерной физики, например программы TALYS, новые версии которой (например TALYS 1.6) не могут справиться с расчётами реакций с элементами группы углерода и более лёгких элементов. Поэтому, в программу заложено ограничение на атомный вес элементов A>12.

Последний эксперимент в этой области был выполнен группой n-TOF в ЦЕРН [2]. Полученное в этом эксперименте среднее сечение является аномально большим

$$\langle\sigma\rangle = (36 \pm 5)mb. \qquad (1)$$

Это сечение примерно на порядок превосходит предсказанное моделированием на ранних версиях программы TALYS, с которым в [2] хорошее совпадение в пороговой области реакции. Полученный n-TOFF результат заменяет собой более ранние результаты (в частности [3] $\sigma = 5mb$), которые используются сегодня для расчёта фонов нейтринных обсерваторий.

Так как в эксперименте [2] были исследованы новые диапазоны энергий E = 100 MeV – 10 GeV, результат (1) приобретает смысл результата зондирующего эксперимента, за которым может скрываться новая физика.

Прямой аналитический расчёт сечения реакции

$$n + 12\,C = p + 12\,B \qquad (2)$$

может быть выполнен с помощью стандартных методов ядерной физики (например с помощью метода треугольных диаграмм И.С. Шапиро [4]).В случае несовпадения результатов расчёта с экспериментом [2], он может быть скорректирован в рамках новых теоретических идей. Полное сечение прямой ядерной реакции в предлагаемой картине может быть рассчитано по формуле

$$\langle\sigma\rangle = \langle\langle n\,|\,12C\,|\,12B\,|\,p\rangle\rangle \qquad (3)$$

В случае нелокальности ядерного взаимодействия [5,6] внешнее усреднение означает усреднение по конечным размерам ядра. Внешние обкладки амплитуды (3) $< n\,|$, $|\,p >$ соответствуют рассеиваемым нейтронам и выходящим из области реакции протонам. Амплитуды рассеяния этих частиц на ядре должны вычисляться с учётом нелокальности ядерного взаимодействия для лёгких ядер. Соответствующее этим процессам нелокальное уравнение Шредингера (НУШ) для ядра характерного размера β есть [7]:

$$\left[\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2+E\right]\psi\left(\vec{r}\right)=-\left[\left(U_{s0}+iW_{s0}\right)S\left(r\right)L\cdot\vec{\sigma}\right]\psi\left(\vec{r}\right)+\int V_N\left(\vec{r},\vec{r}'\right)\psi\left(\vec{r}'\right)d\vec{r}'+V_C\left(\vec{r}\right)\psi\left(\vec{r}\right) \quad (4)$$

где

μ – приведённая масса нуклона,

сепарабельный нелокальный ядерный потенциал Перри – Бака [6] имеет вид

$$V_N(\vec{r},\vec{r}')=U(p)\frac{1}{\pi^{3/2}\beta^{3/2}}e^{-|\vec{r}-\vec{r}'|^2/\beta^2} \quad (5)$$

U_{s0}, W_{s0},U(p) выражается через формы типа Пешля – Теллера, принятые для локального оптического потенциала ядра [6, 7].

V_c – несущественный для рассматриваемой задачи кулоновский потенциал ядра.

Для ядра конечных размеров положение точки ядра задаётся вектором

$$\vec{r}'=\vec{r}+\beta\vec{s} \quad (6)$$

$\vec{r}$ – положение центра масс ядра, 0 < s < 1.

Перепишем для удобства НУШ в виде:

$$\left[\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2+E\right]=I,$$

$$I=\int V_N(\vec{r}+\beta\vec{s})\exp(-s^2)\psi_N(\vec{r}+\beta\vec{s})d\vec{s} \quad (7)$$

Функции $U_N(\vec{r}),\psi(\vec{r})$ гладкие [7] и экспоненциально быстро спадают с расстоянием (что естественно для ядерного потенциала). Поэтому, их можно локализовать, приближая разложением в ряд Тейлора по s.

Будем считать ядерное взаимодействие в первом приближении сферически симметричным. Зафиксируем точку $\vec{r}'$ на ядре.

Тогда $\nabla_r=\dfrac{\partial}{\partial r}=-\dfrac{1}{\beta s}$

Дифференцируя [7] по r превращаем его в принятом приближении в дифференциальное уравнение 3-го порядка:

$$\nabla_r\left[\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2+E\right]\psi_N(r)=$$

$$=-\frac{1}{\beta}U_N(r)\frac{\exp(-s^2)}{\pi^{3/2}}\psi_N(r) \quad (8)$$

Перейдём к стандартным обозначениям математической физики, и выполним дифференцирование в левой части [8]. Получается дифференциальное уравнение 3-го порядка для функции $\psi(r)$

$$\dddot{\psi}_N+\frac{2}{r}\ddot{\psi}_N-\frac{2}{r^2}\dot{\psi}_N+$$

$$+k^2\dot{\psi}_N+\frac{2\mu}{\hbar^2\beta}V_N(r)\psi_N=0, \quad (9)$$

где обозначение «.» соответствует производной по радиальной переменной r, $k^2=\dfrac{E2\mu}{\hbar^2}$.

Уравнение (9) является сингулярно – возмущённым по параметру kr>>1, что позволяет найти его решение в этом приближении. Условие kr>>1 соответствует для систем сферической геометрии квантово-механическому приближению VKB. Отбрасывая по приведённому выше условию производные 2-го и 3-го порядка по r, найдём неосциллирующее гладкое решение уравнения (9).

Получаем

$$k^2\dot{\psi}_{N3}+\frac{2\mu}{\hbar^2\beta}V_N(r)\psi_{N3}=0 \quad (10)$$

$$\psi_{N3}=c_3\exp\left(-\int\frac{V_N(r)}{\beta E}dr\right) \quad (11)$$

Из (11) видно, что это решение не имеет предельного перехода к локальной теории ядра β → 0. Это решение, очевидно, соответствует общему потенциальному фону нелокальных ядерных сил. На квантовом языке такой фон соответствует поляризации вакуума или выпадению конденсата ядерных сил..

Найдём 2 осциллирующих решений уравнения (9). Выполняя замену

$$\psi(r)_N=\psi_{N3}(r)\int z(r)\,dr, \quad (12)$$

Получаем уравнение 2-го порядка для переменной z.

$$\ddot{z}+\left(\frac{3\dot{\psi}_3}{\psi_3}+\frac{2}{r}\right)\dot{z}+$$

$$+\left(\frac{3\ddot{\psi}_3}{\psi_3}+\frac{4\dot{\psi}_3}{r\psi_3}+k^2-\frac{2}{r^2}\right)z=0 \quad (13)$$

Или

$$\ddot{z}+\left(-\frac{3V_N}{\beta E}+\frac{2}{r}\right)\dot{z}+\left(\frac{\dot{V}_N}{\beta E}-\frac{V_N^2}{(\beta E)^2}-\frac{4}{r}\frac{V_N}{\beta E}+k^2-\frac{2}{r^2}\right)z=0 \qquad (14)$$

Найдём асимптотическое решение (14) в виде:

$$\psi_{N1,2}=\bar{c}_{\pm}\left(\int\left(\exp\left(\int\frac{3V_N(r)}{2\beta E}dr\right)\right)dr\right)\exp\left(-\int\frac{V_N(r)}{\beta E}dr\right)e^{\pm ikr} \qquad (15)$$

где $\bar{c}_{\pm}=c_3c_{\pm}$

Зафиксируем потенциал V_N (r) на краю потенциальной ямы $V_N=V_N(r)_{\max}=\text{const}$. Это физически оправдано, так как рассматривается приближенное решение уравнения для функции $\psi(r)$ при высоких энергиях $k^2=\frac{2\mu}{\hbar^2}E>>1$ (E>>1MeV). То.есть, пороговое значение $k\sim\frac{1}{fm}$.

Тогда для осциллирующих решений получаем

$$\psi_N(r)=\frac{\bar{c}_{\pm}}{r}e^{\pm ikr}\left(\frac{2\beta E}{3V_{N\max}}\right)e^{\frac{1}{2}\frac{V_{N\max}r}{\beta E}} \qquad (16)$$

При E → 0, β → 0 (т.е. в локальной квантовой механике) решение (16) не существует, т.к. выражение βE является математической неопределённостью.

Расходящаяся волна от рассеиваемой частицы имеет вид:

$$\psi_N(r)=\frac{c_+}{r}e^{ikr}, \qquad (17)$$

Изменение эвклидового фона за счёт выпадающего конденсата ядерных сил,

вследствие их нелокальности даётся множителем

$$\frac{2\beta E}{3V_{N\max}}e^{\frac{V_{N\max}}{\beta E}} \qquad (18)$$

Итоговая плотность вероятности нуклонного рассеяния с учётом изменения фона реакции за счёт выпавшего конденсата есть:

$$\psi^*\psi=\frac{1}{r^2}\bar{c}_{\pm}^{\,*}c_{\pm}\,e^{\frac{V_{N\max}r}{\beta E}}\left(\frac{4\beta E}{9V_{N\max}}\right)^2 \qquad (19)$$

Сечение рассеяния нуклонов на нелокальном потенциале выражается черезрешение (17). В этом случае, дифференциальное сечение рассеяния, соответствующее внешним обкладкам реакции (3) имеет вид:

$$d\sigma_N=|f(\theta)|^2\exp\left(\frac{V_{N\max}r}{\beta E}\right)\left(\frac{E\beta}{V_{N\max}}\right)^2 d\Omega \qquad (20)$$

Благодаря тому, что начальный и конечный нуклон рассеиваются на фоне, созданном нелокальным конденсатом ψ_3 (11), величина сечения может вырасти или уменьшиться. Будем считать, что сечение рассеяния нуклонов (внешние обкладки амплитуды) (3) сферически симметричны, а зависящая от угла часть $|f(\theta)|^2 d\Omega$ принадлежит ядерной реакции и вычисляется по формулам прямой ядерной реакции.

Тогда формула сечения ядерной реакции факторизуется и принимает вид:

$$\sigma=\langle\langle\sigma_N\rangle\rangle|_r\ \sigma_r \qquad (21)$$

Усредним по размерам ядра $0<r<\beta$ нелокальную часть сечения (18) σ_N (r) Обозначим $a=\frac{V_N}{E}$, $x=\frac{r}{\beta}$. Этот результат получен при фиксации положения точки r' на ядре.

Для получения числового значения сечения надо привести сечение $\langle\psi_N|\psi_N\rangle$ к форме, имеющей предельный переход к локальной теории ядерных сил без особенности при точечных размерах ядра в пределе β → 0. Для нахождения этой величины произведём усреднение сечения ядра по его конечным размерам с помощью формулы

$$\langle\sigma_N\rangle=\frac{2\pi}{\beta^4}\int_0^{\beta}\sigma_N r dr=\frac{2\pi}{\beta^2}\int_0^1\sigma_N x dx \qquad (22)$$

Вычисляя интеграл (22), получаем

$$\langle\sigma_N\rangle=\frac{4}{9}2\pi\frac{1}{a^2}\left\{\frac{e^a}{a}-\frac{e^a}{a^2}+\frac{1}{a^2}\right\}=$$

$$=\frac{8\pi}{9}\frac{1}{a^4}\left\{e^a a-e^a+1\right\} \qquad (23)$$

Значение сечения реакции (3) $\sigma=36mb$ приблизительно в A = 10 раз выше, чем предсказывает локальная теория. Посмотрим, допускает ли построенная теория такие значения сечения. То есть, выясним может ли в построенной теории нелокальный множитель $A=\frac{\sigma}{\sigma_{LOC}}$ иметь значение A = 10?

Для этого решим трансцендентное уравнение

$$e^a a - e^a + 1 = \frac{10}{2.8} \qquad (24)$$

Физический смысл множителя а – отношение высоты потенциального барьера к энергии внешних нуклонов.

При а<<1 уравнение (24) имеет аналитический корень $a \approx \frac{1}{8}$. То есть, такое решение существует. Приближённые действительные положительные корни (24) равны $a \approx 0{,}43$, $a \approx 7{,}45$. Отсюда можно сделать вывод, что в рассматриваемом оценочном расчёте и при оговоренных выше приближениях основной вклад в факторизованную часть сечения, связанную с рассеянием нейтронов на фоне конденсата ядерных сил вносят энергии начальных нуклонов Е как выше, так и ниже барьера ядерных сил V_n.

Список литературы

1. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Юдин Н.П. Частицы и атомные ядра: учебник для вузов – издание второе, исправленное и дополненное – М: URSS-2007. – С. 1–571.

2. Zugec P. et. al. Measurement of the 12C(n,p)12B cross section at n-TOF at CERN by in –beam activation analysis. // Phys. Rev. C.vol. 90-2014-P. 021601-1 – 021601-5.

3. Galbiati C., Beacom John. F. Measurement of the cosmic ray muon induced fast neutron spectrum by (n,p) isotope production reactions in underground detectors.

4. Шапиро И.С. Теория прямых ядерных реакций. – М: ГИТТЛ, 1963. – С. 1–90.

5. Perey F., Buck B. A non local potential for the scattering of neutrons on nuclei // Nucl. Phys. v.32-1962-P. 353–366.

6. Yang Tian et. al. Systematic nonlocal optical model potential for nucleons.// Int. Journ. Mod. Phys. E., v.24-2015-N1,P.1550006-1-1550006-14.