

КВАЗИСВОБОДНОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ
НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ И НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА
ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Э. Л. Купленников, А. Ю. Корчин, С. С. Кандыбей

ННЦ «Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина

ВВЕДЕНИЕ	996
ТЕОРИЯ q -ЗАВИСИМОСТИ СДВИГА	999
ОТБОР МОДЕЛЕЙ ЯДРА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЭКСПЕРИМЕНТА	1005
ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОГО ПОТЕНЦИАЛА	1007
ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ НУКЛОНА	1008
ВЛИЯНИЕ АНТИСИММЕТРИЗАЦИИ КОНЕЧНЫХ ЯДЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ НА ПОЛОЖЕНИЕ КСП ДЛЯ ЯДРА ${}^9\text{Be}$	1010
ОТБОР ЯСТРОВСКИХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФАКТОРОВ ДЛЯ ЯДРА ${}^4\text{He}$	1012
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1015
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1017

КВАЗИСВОБОДНОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ И НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Э. Л. Купленников, А. Ю. Корчин, С. С. Кандыбей

ННЦ «Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина

Обсуждается состояние экспериментальных и теоретических исследований положения максимума квазисвободного сечения в $A(e, e')$ -реакции. Изучается зависимость сдвига этого максимума относительно пика упругого eN -рассеяния от кинематических условий измерений. Анализируются возможности использования экспериментальных данных для отбора реалистических моделей нуклон-нуклонного взаимодействия, динамических короткодействующих корреляций в ядрах, определения параметров нуклон-ядерного потенциала и эффективной массы нуклона.

Status of experimental and theoretical studies of the maximum of quasi-free cross section in $A(e, e')$ reaction is reviewed. The dependence of the shift of this maximum relative to the elastic eN -scattering peak on the kinematical conditions is discussed. Possibilities of using experimental data for selection of realistic models of nucleon–nucleon interaction, dynamical short-range correlations in nuclei, parameters of the nucleon–nucleus potential and effective nucleon mass are analyzed.

PACS: 25.30.Fj

ВВЕДЕНИЕ

В инклюзивных спектрах неупруго рассеянных электронов атомными ядрами в области $\omega \sim \mathbf{q}^2/2M$ (ω, \mathbf{q} — энергия, 3-импульс, переданные ядру электроном; $q \equiv |\mathbf{q}|$; M — масса нуклона) наблюдается широкий пик. Считается, что он обусловлен одночастичным механизмом взаимодействия электрона с отдельными, связанными в ядре, движущимися нуклонами ядра-мишени и обычно называется квазисвободным пиком (КСП) [1].

Первые систематические исследования зависимости параметров КСП от массового числа (A) выполнены в Стэнфорде [2]. Инклюзивное сечение $d^2\sigma/d\Omega d\omega$ в области КСП измерено на девяти ядрах от ${}^6\text{Li}$ до ${}^{208}\text{Pb}$ на линейном ускорителе электронов (ЛУЭ) для начальной энергии электронов $E_i = 500$ МэВ и при угле рассеяния $\theta = 60^\circ$. Полученное сечение сравнивалось с расчетами в рамках релятивистской модели ферми-газа. В вычислениях ядерный импульс Ферми (P_F) и величина смещения $\varepsilon = \omega_{\text{max}} - \omega_{eN}$ между КСП и eN -пиком служили подгоночными параметрами. Сдвиг ε отождествлялся со средней энергией отделения, которую необходимо затратить, чтобы выбить нуклон из ядра. Результаты анализа показали, что положение

КСП для легких, среднего веса и тяжелых ядер отличается от положения пика на свободном протоне и сдвинуто в сторону больших переданных энергий на некоторую величину $\varepsilon(A)$. Смещение между пиками изменялось с ростом массового числа от 17 МэВ для ядра ${}^6\text{Li}$ до 44 МэВ для ${}^{208}\text{Pb}$.

Анализируя энергетические спектры ${}^{12}\text{C}(e, e')$ -реакции, полученные при $E_i = 846$ МэВ и $\theta = 23, 35, 45^\circ$, и дифференциальные сечения, которые измерялись в тех же кинематических условиях на водородной мишени, Юберал [1] пришел к выводу, что наблюдаемое расстояние между пиками не является константой. В зависимости от кинематических условий измерений сдвиг изменяется от значения ~ 15 МэВ для 23° до ~ 25 МэВ при 45° . Автор объяснил зависимость смещения изучаемой величины от переданного 3-импульса (q) тем, что с увеличением q электроны взаимодействуют с нуклонами, находящимися в более глубоких областях ядра. Обнаруженные $\varepsilon(A)$ - и $\varepsilon(q)$ -зависимости стимулировали дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования с использованием широкого круга ядер и кинематики.

Так в работах [3, 4] $\varepsilon(q)$ -зависимость исследована для ядра ${}^{12}\text{C}$. Эксперимент [3] выполнен в интервале углов $105\text{--}140^\circ$, что соответствует $q = 0,9\text{--}3$ фм $^{-1}$. Выводы работы следующие: величина сдвига $\varepsilon_>(q)$, определенная для задних углов рассеяния ($\theta > 90^\circ$), больше, чем $\varepsilon_<(q)$ для передних углов ($\theta < 90^\circ$) в диапазоне $q = 0,9\text{--}1,4$ фм $^{-1}$ [$\varepsilon_>(q) - \varepsilon_<(q)$] = $(3,5 \pm 1,3)$ МэВ. В [4] анализировались энергетические спектры, измеренные в диапазоне $E_i = 500\text{--}1400$ МэВ и $\theta = 14\text{--}60^\circ$. $\varepsilon(q)$ -зависимость для ядра ${}^{12}\text{C}$ выделена в области $0,8 \leq q \leq 3,3$ фм $^{-1}$. При изменении переданного импульса от значения $\sim 0,8$ до $\sim 1,3$ фм $^{-1}$ величина $\varepsilon(q)$ уменьшается от ~ 19 МэВ до минимального значения ~ 11 МэВ. В диапазоне $1,3 \leq q \leq 3$ фм $^{-1}$ сдвиг монотонно увеличивается до ~ 30 МэВ. Таким образом, впервые в $\varepsilon(q)$ -зависимости был обнаружен и описан минимум.

Анализ данных проведен в рамках одночастичной оболочечной модели с потенциалом гармонического осциллятора (ОМГО) [5] и приближении времени взаимодействия (ПВВ) [6, 7]. В версии ПВВ положение КСП чувствительно не только к выбору модели NN -сил, но и к волновой функции основного состояния ядра (главным образом к ее поведению на малых расстояниях). Расчет выполнен с потенциалом Рейда с мягким кором (РМК) [8] и разными корреляционными факторами [9, 10]. Показано, что в квазисвободной области важный вклад в формирование КСП вносят эффекты нелокальности NN -взаимодействия, короткодействующие динамические NN -корреляции в волновой функции ядра, релятивистские поправки к оператору кинетической энергии ядерных нуклонов.

Результаты систематических исследований $\varepsilon(q)$ -зависимости в реакции ${}^4\text{He}(e, e')$ опубликованы в [11, 12]. Измерения охватывают широкую область переданных импульсов $0,79 \leq q \leq 5$ фм $^{-1}$. В работе [11] в исследуемой зависимости обнаружен минимум. Для анализа данных использовалась ОМГО,

а также версия ПВВ для потенциала РМК и двумя ястровскими корреляционными факторами. Аналогичное поведение искомой зависимости, включая четкий минимум, наблюдалось и в работе [12], измерения в которой выполнены в диапазоне импульсов $0,79\text{--}1,66 \text{ фм}^{-1}$. Правда, $\varepsilon(q)$ -зависимость несколько отличается от измерений [11] при малых импульсах $\sim 1 \text{ фм}^{-1}$. Различие, по видимому, связано с методикой выделения максимума КСП. В [12] положение КСП отождествлялось с положением максимума спектра электродезинтеграции, а в [11] ω_{max} получена из подгонки плавной кривой к точкам спектра в окрестности максимума КСП, которая сглаживала возможные аномалии сечения. В работе [13] приведены экспериментальные q -зависимости сдвига для ядра ${}^4\text{He}$ в интервале $q \sim 0,2\text{--}1,2 \text{ фм}^{-1}$ и ${}^6\text{Li}$ при $q \sim 0,9\text{--}2,3 \text{ фм}^{-1}$. В обеих зависимостях виден четкий минимум при значении импульса $1,5$ и $1,4 \text{ фм}^{-1}$ соответственно.

В [14] представлены результаты измерений дифференциальных сечений квазисвободного рассеяния электронов с энергией 818 МэВ на ядре ${}^9\text{Be}$ для углов $14 \leq \theta \leq 60^\circ$. Энергетические спектры использовались для получения $\varepsilon(q)$ -зависимости. Оказалось, что q -зависимость сдвига для ядра ${}^9\text{Be}$ ведет себя подобно $\varepsilon(q)$ -зависимости для углерода или гелия. Для $q \sim 1,5 \text{ фм}^{-1}$ наблюдается минимальное значение сдвига $\sim 10 \text{ МэВ}$. При увеличении или уменьшении переданного импульса относительно этого значения q величина сдвига растет. Для $q \sim 1 \text{ фм}^{-1}$ $\varepsilon(q)$ составляет $\sim 19 \text{ МэВ}$, при $q \sim 3 \text{ фм}^{-1}$ сдвиг равен $\sim 25 \text{ МэВ}$. Полученные данные сравнивались с теоретическими кривыми, рассчитанными в рамках ОМГО и релятивистской σ - ω -модели [15], которая позволяет учесть не только взаимодействие между нуклонами, но и корреляционные эффекты Паули в $A(e, e')$ -сечении.

Логичным шагом для понимания экспериментально наблюдаемой картины на легких ядрах явилось проведение аналогичных исследований на ядре дейтерия. Из-за малой энергии связи протона и нейтрона в ядре ${}^2\text{H}$ нуклоны не взаимодействуют друг с другом большую часть времени и могут рассматриваться как квазисвободные частицы. Влияние эффектов остаточного взаимодействия и динамических короткодействующих NN -корреляций, которые растут с увеличением плотности ядра, должно быть минимальным, а искажением за счет кулоновского взаимодействия можно пренебречь. Авторы настоящей работы проанализировали экспериментальные спектры ${}^2\text{H}(e, e')$ -реакции, полученные в [16] для угла $134,5^\circ$ в диапазоне начальных энергий электронов $233,1\text{--}444,2 \text{ МэВ}$. В данной кинематике дважды дифференциальное квазисвободное сечение практически полностью определяется поперечной составляющей. Положение пика определялось по результатам подгонки функцией Гаусса с использованием экспериментальных точек в окрестности максимума пика. Оказалось, что точки $\varepsilon(q)$ в пределах экспериментальных ошибок находятся на плато и не предсказывают минимум, который наблюдается для легких ядер. Среднее значение сдвига — $2,08 \text{ МэВ}$, что в пределах

ошибок удовлетворительно согласуется с энергией связи нуклонов в ядре дейтерия 2,22 МэВ. Иной количественный результат для ядра ${}^2\text{H}$ получен в [13]. Экспериментальные точки сдвига поперечной функции отклика демонстрируют тенденцию к насыщению во всем измеренном диапазоне импульсов, однако среднее значение сдвига равно нулю.

Как известно, в эксперименте при малых переданных импульсах измеряется сумма сечений гигантского дипольного резонанса (ГДР) и квазисвободного рассеяния электронов. В связи с этим энергетическая и угловая зависимости квазиупругого сечения в области энергий ГДР точно не известны из-за невозможности отделить квазиупругую часть спектра от резонансной. В [17] предложен метод выделения КСП в спектрах рассеянных электронов. Суть метода заключается в одновременном мультипольном анализе смеси квазиупругого и резонансного сечений. В работе исследовано электровозбуждение ядра ${}^{65}\text{Cu}$ при энергии электронов 150 МэВ для углов рассеяния 39 и 46° и 225 МэВ в диапазоне углов 34 – 74° . Полученные спектры, в частности, использовались для определения зависимости сдвига максимума КСП относительно кинематики на свободном нуклоне в области переданных импульсов $q = 0,5$ – $1,2$ фм $^{-1}$. В пределах точности определения этого параметра в изученном диапазоне импульсов величина сдвига постоянна и равна $(25,4 \pm 1,6)$ МэВ. Согласно результатам [2], величина сдвига для ядер с атомным номером ~ 65 находится в диапазоне 36 – 39 МэВ при импульсе $2,3$ фм $^{-1}$. Полученное в [17] значение сдвига существенно меньше.

Оценки полной энергии связи сферических ядер ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$ и ${}^{58}\text{Ni}$ проведены в [18] в рамках подхода, который основан на полевых методах теории многих тел. Его преимущество заключается в том, что с самого начала не используются какие-либо модельные представления о структуре ядра. Применение полевых методов позволяет установить общие связи между различными наблюдаемыми характеристиками ядерной системы. В расчетах [18] использованы найденные авторами энергетически-зависимые средние потенциалы, а также данные реакций с выбиванием нуклонов из глубоких «дырочных» уровней. Полученные величины удовлетворительно согласуются с результатами экспериментальных исследований.

Настоящий обзор посвящен анализу и обобщению результатов основных экспериментальных и теоретических работ, связанных с изучением q -зависимости сдвига максимума квазисвободного сечения (e, e') -реакции на легких ядрах относительно пика упругого eN -рассеяния.

1. ТЕОРИЯ q -ЗАВИСИМОСТИ СДВИГА

Теоретические расчеты квазисвободного сечения в рамках традиционных ядерных моделей ОМГО [5], модели ферми-газа [1] и их модификаций (см., например, [19–21]) показали, что без привлечения подгоночных пара-

метров практически ни одно из вычислений не описывало положение КСП в широком интервале импульсов. Это указывало на необходимость не только учета вклада конкурирующих физических процессов, приводящих к искажению формы пика и его смещению по энергии, но и разработки новых подходов к описанию квазисвободного сечения. Одним из них явилась теория, основанная на методе функций Грина [22]. Расчеты дифференциального сечения проведены с учетом ширины дырочных состояний, с помощью которых оценивается влияние многочастичных эффектов на характер энергетических $A(e, e')$ -спектров. В данном подходе среднее поле, в котором движутся нуклоны в ядре, становится комплексным и зависящим от энергии. Предполагается, что ширина дырочных состояний определенным образом связана с мнимой частью оптического потенциала, а учет многочастичных эффектов приводит к зависимости среднего поля от энергии. Радиальные волновые функции вычислялись в динамическом потенциале Вудса–Саксона. В расчетах квазисвободного сечения принималось во внимание взаимодействие нуклона отдачи с ядром-остатком, а также кулоновское и спин-орбитальное взаимодействие. Предложенная модель предсказывала небольшое понижение максимума сечения и смещение КСП в область меньших ω на довольно значительную величину от 5 до 10 МэВ в зависимости от переданного импульса. Очевидно, что это предсказание качественно отличается от сдвига $\varepsilon > 0$, наблюдаемого в экспериментах.

В работах [6, 7] подчеркивалось, что в рамках ОМГО и подхода, в котором $d^2\sigma/d\Omega d\omega$ -сечение получается интегрированием сечения $(e, e'N)$ -реакции по направлениям вылета нуклона, не удастся получить удовлетворительное описание экспериментального квазисвободного сечения. Этот вывод сделан на основе расчетов взаимодействия в конечном состоянии выбиваемого нуклона как в рамках оптической модели Ватсона с нелокальным комплексным потенциалом, так и с действительным потенциалом Вудса–Саксона. Для устранения наблюдаемого расхождения теории и эксперимента в [6, 7] и независимо в [23] был развит метод расчета квазисвободного сечения, так называемое приближение времени взаимодействия.

В версии [23] смещение КСП по энергии обусловлено обменными частями ядерного двухчастичного взаимодействия. Используя набор NN -потенциалов и корреляционных функций с jj -связью [24] и функции Кохена–Курата (kk) [25], автор получил численные оценки смещения КСП относительно предсказания модели ферми-газа $\varepsilon_L(q)$ для продольного (L) компонента $A(e, e')$ -сечения как функцию q . Величины $\varepsilon_L(q)$ при $q \rightarrow \infty$ приведены в таблице. Выводы работы следующие: 1) смещение между пиками при $q \rightarrow \infty$ — величина постоянная, зависящая от радиальной формы NN -потенциала и корреляционной функции; 2) потенциалы с твердым кором более соответствуют экспериментальному значению (25 ± 3) МэВ [2], тогда как эффективное взаимодействие приводит к заниженным результатам. Важным

Сдвиг ε_L для разных типов взаимодействия и корреляционных функций при $q \rightarrow \infty$

Радиальная форма потенциала	Корреляционная функция	ε_L , МэВ
Гауссиан	jj	11,4
Гауссиан	kk	12,3
Юкава	kk	13,5
Прямоугольная яма	kk	15,5
Прямоугольная яма с твердым кором	kk	23,4
Экспоненциальная	kk	14,5
Экспоненциальная с твердым кором	kk	29,2

выводом работы явилось предсказание в $\varepsilon_L(q)$ -зависимости минимума, положение которого оказалось чувствительным к виду радиальной формы потенциала и корреляционной функции. Отмечено также, что величина смещения при импульсах $q < 1 \text{ фм}^{-1}$ стремится к значению, соответствующему энергии возбуждения ГДР. Следует, однако, отметить, что в [23] основное внимание сосредоточено на исследовании вклада обменной части NN -взаимодействия в указанный сдвиг. Автор не рассматривает влияние нелокальности ядерных сил и релятивистских эффектов, т.е. затрагивает лишь одну сторону более сложной проблемы.

Дополнительно в [23] исследовано влияние на положение КСП электростатического поля ядра. Влияние кулоновских поправок на величину сдвига изучалось в приближении искаженных волн. Для расчета сечения использовались эффективные значения начальной $E_i^{\text{eff}} = E_i + |V_c|$ и конечной $E_f^{\text{eff}} = E_f + |V_c|$ энергии электрона и соответствующие эффективные значения переданных ядру 4- и 3-импульса. V_c — средняя величина электростатического потенциала ядра. Поскольку для легчайших и легких ядер искажение электронной волны кулоновским полем ядра мало, величина V_c вычислялась в приближении $V_c = -(3/2)Z\alpha/R$, где Z — заряд ядра, α — постоянная тонкой структуры, $R = (5/3)^{1/2}\langle r^2 \rangle^{1/2}$ — радиус эквивалентного однородного распределения, $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ — среднеквадратичный зарядовый радиус. Численные оценки указывали на заметное изменение потенциала V_c от ядра к ядру. Так для ядра ^{12}C средний электростатический потенциал равен $-4,1 \text{ МэВ}$, а та же величина для ^{208}Pb достигает значения $V_c = -24,9 \text{ МэВ}$. Если принять во внимание кулоновские поправки, то, например, из полученного экспериментально значения сдвига для разных ядер и кинематических переменных $E_i = 500 \text{ МэВ}$, $\theta = 60^\circ$ [2] необходимо вычесть поправку $\Delta c = 0,87ZA^{-1/3} \text{ МэВ}$.

Исследования мезонных обменных токов (МОТ) [21] показали, что процесс выбивания из ядра двух нуклонов за счет МОТ формирует заметную часть глубоконеупругого сечения рассеяния электронов. Эффекты МОТ становятся заметными уже для легких ядер и сильно растут для тяжелых ядер. Этот вклад может быть существенным даже ниже порога электророжения пионов, и поэтому его следует учитывать при обработке данных. Например, в кинематике [2] $E_i = 500$ МэВ и $\theta = 60^\circ$ вклад в сечение за счет МОТ существенно влияет на положение КСП. Анализ [23] показал, что рассматриваемый механизм приводит к смещению КСП в сторону меньших переданных энергий с ростом A и сдвигает пик от -2 МэВ для ядра ^{12}C до $-6,6$ МэВ для ^{208}Pb . Эффекты МОТ в глубоконеупругом рассеянии электронов имеют чисто поперечный характер [21]. Поэтому относительный вклад МОТ в $A(e, e')$ -сечение

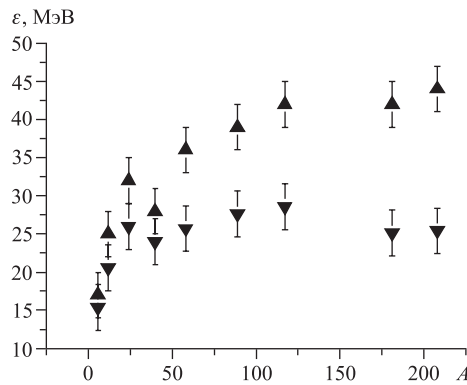


Рис. 1. Зависимость сдвига от массового числа [23]; ▲ — эксперимент [2]; ▼ — вклад кулоновских поправок и МОТ вычтен

сильно зависит от угла рассеяния. Важность учета кулоновских поправок и эффектов зарядово-обменных мезонных токов можно видеть на рис. 1. В подходе [6, 7] параметры КСП интерпретируются в рамках ПВВ. В частности, положение КСП определяется первым моментом функции отклика, а ширина (высота) обратно пропорциональна времени пролета нуклона со скоростью q/M сквозь ядерную среду размером $\langle p^2 \rangle^{-1/2}$ (где $\langle p^2 \rangle^{1/2}$ — среднеквадратичный импульс нуклона в ядре). Показано, что в квазисвободной области важный вклад в формирование КСП

вносят эффекты нелокальности NN -взаимодействия, короткодействующие динамические NN -корреляции в волновой функции ядра, релятивистские поправки к оператору кинетической энергии ядерных нуклонов.

Как известно [6], в рамках борновского приближения в предположении сохранения четности и лоренц-ковариантности дважды дифференциальное сечение в лабораторной системе имеет вид

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \sigma_M \left[\frac{q_\mu^4}{q^4} S_L(q, \omega) + \left\{ \frac{q_\mu^2}{2q^2} + \text{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right\} S_T(q, \omega) \right], \quad (1)$$

где σ_M — сечение Мотта; q_μ — переданный 4-импульс; $S_L(q, \omega)$ — продольная функция отклика, описывающая взаимодействие с электрическим зарядом; $S_T(q, \omega)$ — поперечная функция отклика, описывающая взаимодействие

с магнитным током и компонентом конвекционного тока, перпендикулярным \mathbf{q} . В ПВВ [6, 7], сохраняя члены второго порядка по времени взаимодействия, функции отклика можно представить как

$$S_{L,T}(q, \omega) = \frac{m_{L,T}^{(0)}}{2\pi^{1/2}b_{L,T}} \exp \left[- \left(\frac{\omega - a_{L,T}}{2b_{L,T}} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где $a_{L,T}$ и $b_{L,T}$ — параметры, определяющие соответственно положение и форму КСП:

$$a_{L,T} = \frac{m_{L,T}^{(1)}}{m_{L,T}^{(0)}}, \quad b_{L,T}^2 = \frac{[m_{L,T}^{(2)}/m_{L,T}^{(0)}] - a_{L,T}^2}{2}, \quad (3)$$

$$m_{L,T}^{(k)} = \int_{-\infty}^{\infty} \omega^k S_{L,T}(q, \omega) d\omega. \quad (4)$$

Величины $a_{L,T}$ можно представить в виде суммы кинетической $\Delta_{\text{kin}}(q)$ и потенциальной частей $\Delta_{L,T}(q)$. Как показал анализ, в области переданных импульсов $q > 1 \text{ фм}^{-1}$ большое значение для оценки вклада $\Delta_{\text{kin}}(q)$ приобретает учет релятивистских поправок к оператору кинетической энергии нуклонов. Величина $\Delta_{L,T}(q)$ чувствительна к согласованности выбора модели NN -взаимодействия и двухчастичной матрицы плотности ядра (точнее, вида ястровского корреляционного фактора). Таким образом, ПВВ позволило непосредственно связать характерные особенности рассеяния электронов атомными ядрами в квазисвободной области со свойствами ядерных сил, исследовать влияние короткодействующих динамических NN -корреляций и релятивистских эффектов на формирование энергетических спектров в этой области. Аналогичные представления о происхождении сдвига КСП использовались и в работе [26]. Проблема изучалась в рамках теории ядерной материи. Смещение КСП интерпретировалось как эффективная энергия отделения.

Чувствительность параметров КСП к выбору моделей NN -сил в рамках ПВВ исследована в [6]. Вычисления выполнены для потенциала РМК и сепарабельного потенциала Монгана (вариант IV) [27]. Последний удовлетворительно описывает данные о парциальных амплитудах NN -рассеяния в широком диапазоне энергий (вплоть до порога рождения пионов в NN -столкновениях). В отличие от потенциала РМК потенциал Монгана обладает конечным отталкиванием на малых расстояниях и является более подходящим для описания свойств np -системы. В расчетах с потенциалом РМК короткодействующие динамические NN -корреляции учитывались с помощью ястровского фактора $f(r)$. Функции $f(r)$ взяты из работ [9, 10]. Вычисления с потенциалом Монгана проведены без учета NN -корреляций, хотя такому потенциалу следовало бы сопоставить «собственный» ястровский фактор. Результаты расчетов с $P_F = 1,36 \text{ фм}^{-1}$ представлены на рис. 2. Кривые 1–6

соответствуют: 1 — расчету в ядерной материи в приближении эффективной массы; 2 и 5 — расчету в ПВВ для потенциала РМК (2 — с коррелятором [9], 5 — с коррелятором [10]); 3 — суммарному сдвигу (кривые 5+6) относительно $q^2/2M$ с коррелятором [10]; 4 — расчету для потенциала Монгана; 6 — релятивистскому сдвигу ($\Delta_{\text{kin}}(q) - q^2/2M$).

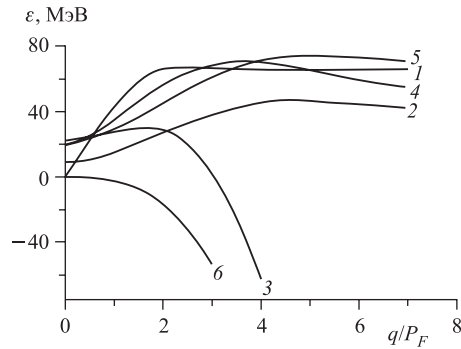


Рис. 2. Сдвиг максимума КСП относительно пика упругого eN -рассеяния в зависимости от q/P_F [6]

Как видно из рисунка, для всех приближений наблюдается качественно одинаковое поведение сдвига и насыщение при больших переданных импульсах. Исключение составляет релятивистский сдвиг. Это связано с тем, что при использовании релятивистской формулы для кинетической энергии нуклонов $\sqrt{\mathbf{p}^2 + M^2} - M$ имеет место соотношение $\Delta_{\text{kin}}(q) < \sqrt{q^2 + M^2} - M < q^2/2M$ и, в отсутствие потенциальной части сдвига $\Delta_{L,T}(q)$, максимум КСП смещался бы в сторону меньших переданных энергий относительно энергии $q^2/2M$, соответствующей нерелятивистской кинематике рассеяния электрона на свободном покоящемся нуклоне.

Чувствительность сдвига к типу NN -взаимодействия и виду корреляционной функции позволяют при сравнении с экспериментальными данными осуществить отбор реалистических моделей NN -взаимодействия и корреляционной функции, которая учитывает поведение волновой функции на малых расстояниях.

Определенный интерес представляют релятивистские вычисления Хартри–Фока в ядерной материи и конечных ядер. Простейшая релятивистская модель, способная предсказать свойства насыщения ядерной материи для ядер с равным числом протонов и нейтронов, включает два изоскалярных мезонных поля: скалярное поле, которое отвечает за длиннодействующее притяжение, и векторное поле, дающее короткодействующее отталкивание. Модель такого типа была, в частности, предложена в [15]. Релятивистская σ - ω -модель [15] позволяет учесть не только взаимодействие между нуклонами, но и корреляционные эффекты Паули при описании $A(e, e')$ -сечения. В этой модели выражения для $\varepsilon(q)$ имеют вид [14]:

$$\varepsilon(q) = \left(\frac{q}{M^*}\right) \left(P_F - \frac{q}{2}\right) - \frac{q^2}{2M} \quad \text{для } q \leq P_F, \quad (5)$$

$$\varepsilon(q) = [(q^2 + M^{*2})^{1/2} - M^*] - [(q^2 + M^2)^{1/2} - M] \quad \text{для } q > P_F. \quad (6)$$

Эффективная масса нуклона в ядре M^* вычисляется путем решения самосогласованного уравнения (3.56) из [15]. Уравнение связывает M^* с импульсом Ферми и параметрами σ - ω -модели, в частности, с массой σ -мезона (m_σ) и константой σ - N -связи (g_σ):

$$M^* = M - \frac{c_\sigma^2 M^*}{M^2 \pi^2} \left(P_F E_F^* - \frac{1}{2} M^{*2} \ln \frac{E_F^* + P_F}{E_F^* - P_F} \right), \quad (7)$$

где $E_F^* = (P_F^2 + M^{*2})^{1/2}$, $c_\sigma^2 = g_\sigma^2 M^2 / m_\sigma^2 = 266,9$.

2. ОТБОР МОДЕЛЕЙ ЯДРА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЭКСПЕРИМЕНТА

Результаты анализа энергетических спектров для ядра ^{12}C , полученных в [4], представлены на рис. 3. Методика выделения КСП при малых переданных импульсах, где КСП и пик ГДР перекрывались, была следующей. Сечение $^{12}\text{C}(e, e')$ в этой области подгонялось двумя гауссианами, один из которых фиксировался при энергии возбуждения 23 МэВ. Этот пик ассоциировался с вкладом ГДР и вычитался из полного сечения, а оставшийся гауссиан рассматривался как КСП. Анализ данных проведен в рамках приближений ОМГО и ПВВ. Кривая 3 — предсказание ОМГО. Расчет выполнен со средней энергией отделения нуклонов 24,5 МэВ, полученной на основе энергий отделения протонов из $1s$ - и $1p$ -оболочек [28] ($38,1 \pm 1,0$) МэВ и ($17,5 \pm 0,4$) МэВ соответственно. Параметр импульсного распределения $P_0 = 120$ МэВ/с пересчитан из среднеквадратичного зарядового радиуса ядра ^{12}C $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 2,41$ фм в предположении равенства параметра для $1s$ - и $1p$ -оболочек [29]:

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = \left[Z^{-1} \sum_l \frac{Z_{1l}(2l+3)}{2P_{1l}^2} \right]^{1/2}, \quad (8)$$

где Z_{1l} — число протонов в l -оболочке; l — орбитальный момент; P_{1l} — осцилляторный параметр. Из рис. 3 можно видеть, что ОМГО ни качественно, ни количественно не описывает экспериментальные данные.

Кривые 1 и 2 — расчет в ПВВ для углов 36 и 145° соответственно. Вычисления выполнены для потенциала РМК и с учетом ястровских корреляций в волновой функции основного состояния ядра (корреляционный

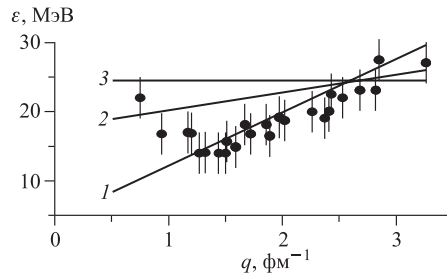


Рис. 3. $\varepsilon(q)$ -зависимость для ядра ^{12}C [4]. Кривые 1–3 описаны в тексте

фактор из [10]). Кривые удовлетворительно описывают наблюдаемую зависимость при импульсах $q \geq 1,3 \text{ фм}^{-1}$, однако для $q < 1,3 \text{ фм}^{-1}$ не согласуются с экспериментальными точками и не предсказывают аномалий. Кроме того, расчет чувствителен к используемому углу рассеяния, что следует учитывать при анализе данных.

Отсутствие характерного минимума в теоретических кривых 1 и 2 не является удивительным, поскольку приближение ПВВ основано на предположении, что q заметно превосходит среднеквадратичный импульс нуклона в ядре. Тем самым область применимости ПВВ ограничена со стороны малых q значением $q \sim P_F$. Согласие теоретического расчета с экспериментом, возможно, улучшилось бы при использовании более реалистической волновой функции ядра углерода. Здесь первые моменты функций отклика рассчитаны в модели ферми-газа с учетом короткодействующих NN -корреляций.

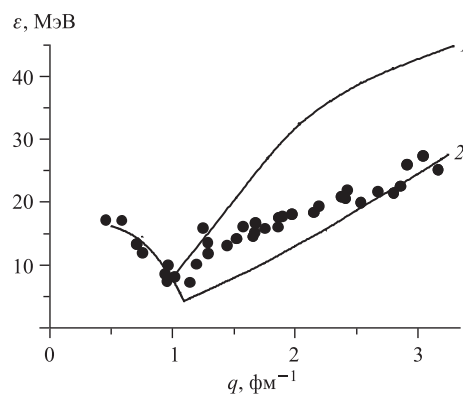


Рис. 4. Обобщенные $\varepsilon(q)$ -зависимости зарубежных центров для ядра ^{12}C [30]. Кривые 1 и 2 описаны в тексте

импульсах положение КСП стремится к энергетическому положению ГДР. С увеличением q механизм реакции меняется от коллективного возбуждения, чей формфактор имеет максимум при $q = 100 \text{ МэВ}/c$, к квазисвободному рассеянию. Подчеркнем, что экспериментальные точки [30] находятся в хорошем согласии с данными [4] при $q = 250 \text{ МэВ}/c$, однако при $q < 250 \text{ МэВ}/c$ наблюдается различие. Минимум в [30] смещен в сторону меньших импульсов относительно результата [4]. По-видимому, расхождение связано с методикой выделения максимума КСП при малых q (см. текст выше). В этой же работе экспериментальные данные сравнивались с расчетами в рамках модели ферми-газа с $q \sim P_F = 217 \text{ МэВ}/c$ и межнуклонным потенциалом Хамады–Джонстона, содержащим бесконечную отталкивающую сердцевину (кривая 1). Видно, что теория не описывает экспериментальные данные при $q > 250 \text{ МэВ}/c$, заметно отклоняясь от них по мере роста импульса.

Объединенные экспериментальные данные зарубежных научных центров для ядра ^{12}C [30] приведены на рис. 4. Наличие минимума при $q \sim P_F$ авторы связывают с сильным влиянием электрического дипольного возбуждения, приводящего к формированию в (e, e') -сечении довольно широкой структуры. Этот процесс хорошо изучен и может быть понят феноменологически как осцилляции в ядре протонов относительно нейтронов. Отмечено также, что при минимальных

Используя соотношения (5) и (6), авторы настоящей работы провели оценки сдвига для ядра ^{12}C в версии релятивистской σ - ω -модели (кривая 2). Величина $M^* = 797,5$ МэВ определена из соотношения $M^*/M = 0,85 \pm 0,5$ [31]. Видно, что σ - ω -модель верно отражает ход $\varepsilon(q)$ -зависимости, включая минимум. Согласие с данными наблюдается при $q \leq 1,3$ и $q \geq 2,5$ фм $^{-1}$. В то же время в интервале $1,3$ – $2,5$ фм $^{-1}$ кривая отходит от экспериментальных точек. По-видимому, согласие теории с экспериментом можно улучшить в релятивистских моделях для конечных ядер, в которых потенциалы и эффективная масса нуклона зависят от пространственных переменных, например $M^*(r)$. Это может изменить зависимость сдвига ε от переданного импульса.

3. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОГО ПОТЕНЦИАЛА

Принципиальная возможность определения параметров нуклон-ядерного потенциала путем сравнения расчета с экспериментальным $A(e, e')$ -сечением в области КСП показана в [19]. Авторы изучили влияние эффектов остаточного взаимодействия нуклона эмиссии и ядра-остатка на сечение, положение максимума и ширину пика для ядра ^{12}C . Оказалось, что параметры КСП и особенно его положение и ширина чувствительны к виду потенциала, выбору глубины потенциальной ямы, радиуса ямы и диффузности (в случае потенциала Вудса–Саксона). Аналогичный результат опубликован в [20]. Ясно, что, используя экспериментальные величины сдвига и подбирая яму соответствующей глубины, радиуса и диффузности, можно оценить эти параметры для конкретного ядра и соответствующих кинематических условий, т. е. получить дополнительную информацию о нуклон-ядерном потенциале и его зависимости от импульса.

Полуэмпирический путь нахождения эффективного нуклон-ядерного потенциала предложен в [30]. Такая возможность связана с тем, что экспериментальная q -зависимость сдвига КСП на исследуемом ядре позволяет независимым образом получить зависящий от импульса нуклона потенциал, в котором движется нуклон. Эта возможность реализована для ядра ^{12}C на основе следующих предположений. Как известно, полная энергия нуклона, находящегося в потенциальной яме, представляет собой сумму кинетической ($\mathbf{p}^2/2M$) и потенциальной $V(\mathbf{p}^2)$ энергии. $V(\mathbf{p}^2)$ — реальная часть зависящего от импульса потенциала, усредненного по ядерному объему, \mathbf{p} — импульс нуклона в среднем ядерном поле. Добавленный нуклону импульс \mathbf{q} меняет как кинетическую, так и потенциальную энергию. В этом случае

$$\omega = \left\{ \frac{(\mathbf{p} + \mathbf{q})^2}{2M} + V[(\mathbf{p} + \mathbf{q})^2] \right\} - \left[\frac{\mathbf{p}^2}{2M} + V(\mathbf{p}^2) \right]. \quad (9)$$

В максимуме КСП только нуклоны с импульсом \mathbf{p} , поперечным вектору \mathbf{q} , дают вклад в процесс рассеяния ($\mathbf{p}\mathbf{q} = 0$). В модели ферми-газа сред-

нее значение $V(\mathbf{p}^2)$ в основном состоянии приближенно равно $V(\langle p^2 \rangle)$, где $\langle p^2 \rangle = P_F^2/2$. Тогда, согласно [30],

$$\omega_{\max} = \frac{q^2}{2M} + V(\langle p^2 \rangle + q^2) - V(\langle p^2 \rangle). \quad (10)$$

Таким образом, положение КСП интерпретируется как положение пика на свободном нуклоне $q^2/2M$ плюс разница между средней потенциальной энергией в конечном и начальном состояниях. Заменяя кинетическую энергию нуклона эмиссии релятивистским выражением, имеем

$$\varepsilon(q) = V(\langle p^2 \rangle + q^2) - V(\langle p^2 \rangle). \quad (11)$$

Если сделать разумное предположение, что $V(\mathbf{p}^2)|_{p \rightarrow \infty} = 0$, тогда асимптотическая величина сдвига представляет собой среднюю потенциальную энергию в начальном состоянии $\varepsilon(\infty) = -V(\langle p^2 \rangle)$. Таким образом, $\varepsilon(q)$ определяет форму импульсной зависимости ядерного потенциала. Тогда для $q > P_F$

$$V(\mathbf{p}^2) = \varepsilon(q)|_{q^2=p^2-\langle p^2 \rangle} - \varepsilon(\infty). \quad (12)$$

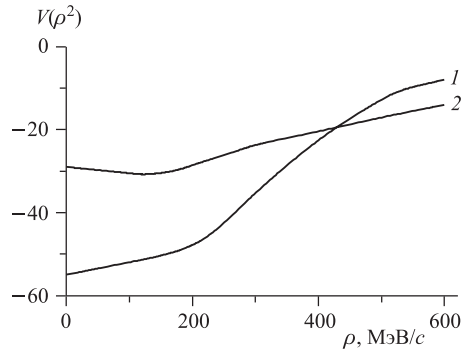


Рис. 5. Зависящий от импульса потенциал [26]. Кривая 1(2) — расчет для NN -сил Хамады–Джонстона (эффективный потенциал)

круче, чем эффективный потенциал. Вероятно, это обусловлено не совсем оправданным применением расчета в рамках теории ядерной материи для оценки свойств конечных ядер.

4. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ НУКЛОНА

Известно [1, 23, 32], что использование эффективной массы внутриядерного нуклона M^* (подход, в котором масса нуклона меняется на M^*) имеет смысл только при малых переданных импульсах. Однако если согласиться

Определенный в [30] согласно (12) эффективный потенциал $V(\mathbf{p}^2)$ для ^{12}C приведен на рис. 5. Видно, что потенциал, извлеченный из экспериментальной $\varepsilon(q)$ -зависимости в модели ферми-газа с $P_F = 217$ МэВ/с и $\varepsilon(\infty) = 30$ МэВ, при импульсе нуклона ~ 135 МэВ/с имеет слабо выраженный минимум. При $\mathbf{p}^2 < P_F^2/2$ потенциал можно рассматривать как практически постоянный. Расчет для межнуклонных сил Хамады–Джонстона отличается по форме и глубине, не предсказывает минимума и существенно

с точкой зрения, что эффективная масса является приближением для учета эффектов взаимодействия в ядерной волновой функции и что оператор электромагнитного тока нуклона в ядре совпадает с током свободного нуклона, то можно, меняя M^* в определенных пределах, добиться достаточно хорошего описания квазисвободного сечения [23, 32]. Таким образом, квазисвободное $A(e, e')$ -дифференциальное сечение, измеренное для конкретной начальной энергии электронов и угла рассеяния, позволяет оценить величину M^* как функцию кинематических условий измерений. Это, в частности, показано в [20] и [32], где найдено соотношение между квазисвободным сечением и M^* :

$$\frac{M^*}{M} = \frac{(d^2\sigma/d\omega d\Omega)^{\text{exp(max)}}}{(d^2\sigma/d\omega d\Omega)^{\text{PW(max)}}}, \quad (13)$$

где как экспериментальное $(d^2\sigma/d\omega d\Omega)^{\text{exp(max)}}$, так и рассчитанное в плосковолновом приближении $(d^2\sigma/d\omega d\Omega)^{\text{PW(max)}}$ сечение следует брать в максимумах соответствующих спектров. Одна из первых попыток получить экспериментальную зависимость M^*/M от кинематических условий измерений была предпринята в [33]. На основе выражения (13) извлечено отношение M^*/M для ядер ^9Be , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{27}Al в интервале $30 \leq \omega \leq 230$ МэВ. Оказалось, что в пределах ошибок измерений величина M^*/M для исследованных ядер одинакова для близких переданных энергий, а сама зависимость имеет два плато. Одно из них расположено при $\omega < 80$ МэВ, где $M^*/M = \text{const} = 0,6$ и второе — $\omega > 120$ МэВ, где $M^*/M = \text{const} = 0,9$.

Эффективная масса может быть определена более точно при подгонке соответствующих расчетов ко всему КСП, а точнее, к большей части спектра в окрестности максимума. Такие оценки M^* в зависимости от кинематических условий измерений получены в целом ряде исследований для ядер: ^{12}C , ^{40}Ca и ^{208}Pb [23], ^{56}Fe [34], ^{208}Pb [35], ^{238}U [36] и т. д.

Результаты вычислений [23] для ядра углерода приведены на рис. 6. Сдвиг, представленный как функция M^* и q , получен для свободного электромагнитного тока, распределения нуклонов в ядре по импульсам Хартри–Фока и формфактора свободного нуклона. Экспериментальная точка — из [2].

В работе [30] приведены аналитические выражения, связывающие M^* с величиной смещения. Эти же авторы провели численные расчеты и полу-

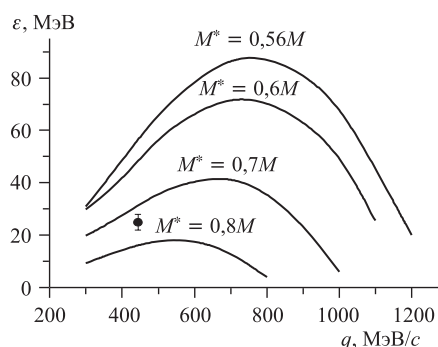


Рис. 6. Сдвиг квазисвободного пика как функция q и M^* [23]

чили из экспериментальной $\varepsilon(q)$ -зависимости для ядра ^{12}C величину M^*/M как функцию от импульса нуклона, находящегося в среднем потенциальном поле:

$$\frac{M^*}{M} = 1 - \frac{dV}{dE} = \left(1 + \frac{2MdV}{dp^2}\right)^{-1}. \quad (14)$$

Подставив в (14) производную потенциала (12), имеем

$$\frac{M^*}{M} = \left[1 + \frac{2Md\varepsilon(q)}{dq^2}\Big|_{q^2=p^2-(p^2)}\right]^{-1}. \quad (15)$$

Таким образом, выражение (15) определяет отношение M^*/M на основе измеряемой зависимости $\varepsilon(q)$. Для изучения взаимосвязи поведения M^*/M

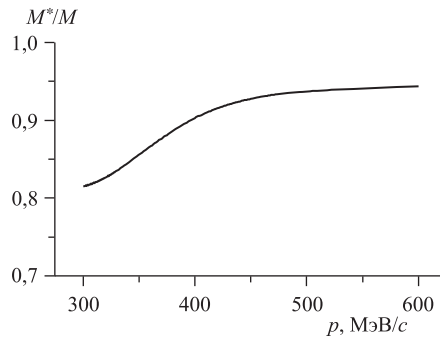


Рис. 7. Зависимость M^*/M от импульса нуклона, определенная из экспериментальной $\varepsilon(q)$ -зависимости [30]

и импульса экспериментальная q -зависимость сдвига КСП аппроксимировалась плавной кривой. Конечный результат для ядра ^{12}C дан на рис. 7.

Сравнивая результаты исследований величины M^* в зависимости от кинематических условий измерений, отметим, что разные варианты извлечения отношения M^*/M для ядер с $A = 9-238$ предсказывают следующие закономерности: 1) величина M^*/M при $p \rightarrow \infty$ меньше единицы; 2) в существующих экспериментальных данных при переданных импульсах $p \geq 500$ МэВ/с и $p < 350$ МэВ/с наблюдается тенденция к насыщению; 3) в промежуточном диапазоне импульсов отношение M^*/M плавно меняется, связывая обе вышеупомянутые области. В то же время конкретные значения M^*/M в асимптотических областях для разных ядер меняются в широких пределах. Для $p \geq 500$ МэВ/с отношение M^*/M принимает значения 0,75–0,95, а для $p < 350$ МэВ/с та же величина находится в пределах 0,5–0,8.

5. ВЛИЯНИЕ АНТИСИММЕТРИЗАЦИИ КОНЕЧНЫХ ЯДЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ НА ПОЛОЖЕНИЕ КСП ДЛЯ ЯДРА ^9Be

Результаты анализа энергетических спектров на ядре ^9Be [14] изображены на рис. 8. Видно, что q -зависимость сдвига для ядра ^9Be ведет себя аналогично $\varepsilon(q)$ -зависимости для углерода. Для $q \sim 1,5$ фм $^{-1}$ наблюдается минимальное значение сдвига ~ 10 МэВ. При увеличении или уменьшении

переданного импульса относительно этого значения q величина сдвига растет. Для $q \sim 1 \text{ фм}^{-1}$ $\varepsilon(q)$ составляет $\sim 19 \text{ МэВ}$, при $q \sim 3 \text{ фм}^{-1}$ сдвиг равен $\sim 25 \text{ МэВ}$. Здесь же на рис. 8 приведены теоретические кривые, рассчитанные в рамках ОМГО: с параметром ($P_0 = 108 \text{ МэВ}/c$) (кривая 2) и релятивистской σ - ω -модели (кривая 1).

Вычисления в σ - ω -модели, которая позволяет учесть не только взаимодействие между нуклонами, но и эффекты паулиевских корреляций в сечениях (e, e') -реакции, выполнены с эффективной массой нуклона в ядре ${}^9\text{Be}$ $M^* = 780 \text{ МэВ}$, которая определена путем решения самосогласованного уравнения (7). Значения параметров такие же, как и в [15]. Расчеты выполнены с электромагнитным током свободного нуклона и $P_F = 199,3 \text{ МэВ}$. Величина импульса пересчитана из среднеквадратичного зарядового радиуса ядра ${}^9\text{Be}$ $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 2,43 \text{ фм}$, который был измерен в упругом рассеянии электронов. При этом использовался тот факт, что в системе независимых частиц, если рассматривать ферми-газ как точечные невзаимодействующие частицы, граничный импульс Ферми определяется

средней одночастичной плотностью [1, 2]. Плотность нуклонов в ядре оценивалась из соотношения $\rho = 3A/4\pi R^3$, где $R = (5/3)^{1/2} \langle r^2 \rangle^{1/2}$ — радиус эквивалентного однородного распределения заряда. В этом случае протонный импульс Ферми вычисляется из простого соотношения [14]: $P_F^p = (9\pi A/8)^{1/3} R^{-1}$. В свою очередь, протонный импульс Ферми легко пересчитывается в ядерный импульс Ферми [26]: $P_F^p = (2Z/A)^{1/3} P_F$. Подобная процедура определения P_F удобна тем, что позволяет оценить импульс Ферми практически для любого ядра, в то время как значения, полученные из подгонки теоретических кривых к экспериментальным точкам спектра в области КСП, зависят от модели ядра и определены не для всех ядер.

Как видно из рис. 8, ОМГО (кривая 2) не воспроизводит зависимость даже качественно. В то же время σ - ω -модель (кривая 1) при $q \geq 1,5 \text{ фм}^{-1}$ верно отражает ход и величину экспериментальной зависимости, хотя и не-

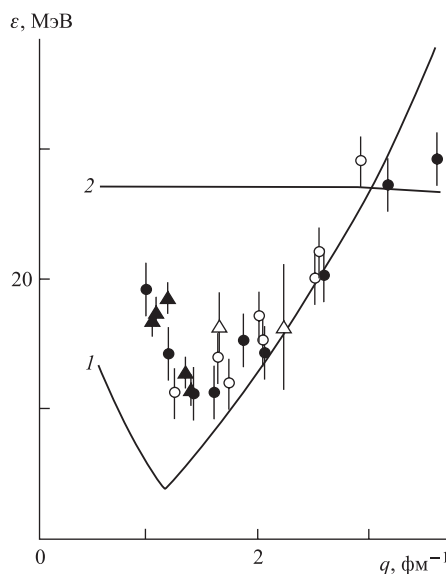


Рис. 8. $\varepsilon(q)$ -зависимость для ядра ${}^9\text{Be}$ [14]. Кривая 1 (2) — расчет в σ - ω -модели с электромагнитным током свободного нуклона (ОМГО)

дооценивает данные при $q < 1,5 \text{ фм}^{-1}$. Наблюдаемое расхождение, по крайней мере, частично объясняется методикой выделения максимума КСП. В теории он определялся по максимальному значению расчетной кривой (спектры, рассчитанные в σ - ω -модели при малых импульсах, асимметричны и по мере уменьшения импульса все более напоминают форму разностороннего треугольника). Это объясняется влиянием принципа Паули на нуклон, выбиваемый с небольшим импульсом $|\mathbf{p} + \mathbf{q}| \leq P_F$, где \mathbf{p} — импульс нуклона в ядре. В эксперименте ω_{max} — это максимум плавной трехпараметрической кривой, которая подгонялась по методу наименьших квадратов к экспериментальным точкам. Оценки показывают, что процедура определения максимума экспериментального спектра, примененная к расчетной кривой, приводит к увеличению сдвига примерно на 2 МэВ, улучшая согласие с экспериментом. Сравнение расчета с экспериментальными данными показывает, что наиболее вероятная причина появления минимума в исследуемой зависимости — паулиевские корреляции в ядре ${}^9\text{Be}$.

6. ОТБОР ЯСТРОВСКИХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФАКТОРОВ ДЛЯ ЯДРА ${}^4\text{He}$

Результаты экспериментальных и теоретических исследований $\varepsilon(q)$ -зависимости сдвига положения КСП относительно точки, соответствующей свободной eN -кинематике, для ядра ${}^4\text{He}$ [11] представлены на рис. 9. Видно, что в диапазоне $1,8 < q \leq 5,2 \text{ фм}^{-1}$ в экспериментальной зависимости наблюдается плавный рост величины

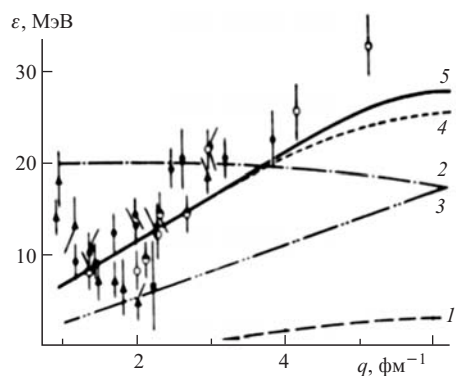


Рис. 9. $\varepsilon(q)$ -зависимость сдвига КСП для ядра ${}^4\text{He}$ [11]. 1 — вклад кулоновского поля ядра; 2 — расчет в ОМГО; 3 и 4 — расчет в ПВВ с потенциалом РМК и корреляторами [9] ([10]); 5 — сумма кривых 1 и 4

ε с увеличением q . В области $q > 3,5 \text{ фм}^{-1}$ значения сдвига несколько превышают среднюю энергию отделения нуклона из s -оболочки ядра ${}^4\text{He}$ 19,8 МэВ. Видно также, что при больших переданных импульсах, достигнутых в эксперименте, исследуемая зависимость не предсказывает насыщения.

Для интерпретации результатов измерений использовался ряд моделей ядра. Расчет в рамках осцилляторной модели показан кривой 2. Вычисления проведены для начальной энергии электронов 1 ГэВ с осцилляторным параметром $P_0 = 130 \text{ МэВ}/c$ и энергией отделения нук-

клона 19,8 МэВ. Видно, что ОМГО не описывает полученную q -зависимость сдвига КСП для ядра ${}^4\text{He}$ ни количественно, ни качественно.

На этом же рисунке представлены расчеты в ПВВ — кривые 3 и 4, которые были вычислены с разными корреляционными факторами. В представленной теоретической версии ПВВ положение максимума квазисвободного сечения определяется первыми моментами $m_{L,T}^{(1)}(q)$ продольной и поперечной структурных функций $S_{L,T}(q, \omega)$ (см. выражения (2)–(4)). Причем соответствующие значения моментов чувствительны не только к выбору модели NN -сил, но и волновой функции основного состояния ядра (главным образом к ее поведению на малых расстояниях). Кривые 3 и 4 представляют разность $\varepsilon = \omega_{\text{th}}^{\text{max}} - \omega_{eN}$, где $\omega_{\text{th}}^{\text{max}}$ определяет положение максимума дифференциального сечения ${}^4\text{He}(e, e')$ -реакции в ПВВ.

Первые моменты $m_{L,T}^{(1)}(q)$ продольной и поперечной функций отклика вычислялись для потенциала РМК и двух ястровских корреляционных факторов $f(r)$. Функцию $f^2(r)$ можно видеть на рис. 10. Она имеет следующие свойства: $f(r) \Rightarrow 0$ при $r \Rightarrow 0$, $f(r) \Rightarrow 1$ при $r \geq h$, где h — так называемая длина залечивания. В [9] соответствующая длина залечивания подобрана для описания данных по упругому рассеянию электронов на ядре ${}^4\text{He}$. Коррелятор [10] представляет собой параметризацию результатов вычислений с потенциалом РМК свойств ядерной структуры. Как видно из рисунка, корреляторы [9, 10] заметно различаются на расстоянии $r \leq 2$ фм, что, естественно, отражается на величине сдвига.

Анализ экспериментальных данных и теоретических расчетов для ядра ${}^4\text{He}$ (рис. 9) показал, что лучшее согласие теории и эксперимента при умеренных значениях импульса $1,5 \leq q \leq 3$ фм $^{-1}$ достигается с коррелятором [10], который в определенной степени согласован с потенциалом NN -взаимодействия. С ростом переданного импульса расхождение расчетных кривых с результатом измерений увеличивается.

При значениях переданного импульса, существенно больших величины r_c^{-1} , где r_c — радиус короткодействующих корреляций в ядре, потенциальная часть $m_{L,T}^{(1)}(q)$ должна стремиться к средней потенциальной энергии, приходящейся на один протон. Принимая во внимание поведение кинетической

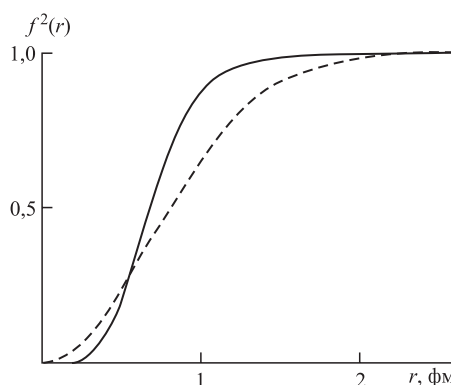


Рис. 10. Корреляционные факторы $f^2(r)$. Сплошная и штриховая кривые — параметризация [10] и [9] соответственно

части этих величин при больших q , можно показать, что предельное значение сдвига $\varepsilon(\infty) = -[\langle K \rangle + 2\langle V \rangle]/A$. Отсюда, например, в приближении Хартри–Фока для основного состояния ядра с равным числом протонов и нейтронов [11]

$$\varepsilon(\infty) = -\sum n_\alpha E_\alpha / A, \quad (16)$$

где n_α — число заполнения одночастичного состояния с энергией E_α . Таким образом, величина $\varepsilon(\infty)$ совпадает со средней энергией отделения нуклона от ядра.

При обсуждении возможных причин отсутствия тенденции к насыщению сдвига при больших переданных импульсах следует иметь в виду, что используемая процедура получения значений $\varepsilon(q)$ из экспериментальных данных не является безупречной. Прежде всего, существуют неопределенности, связанные с оценкой вклада электророжения пионов на ядре. В самом деле, соответствующий вклад в инклюзивную (e, e')-реакцию часто рассматривается как некогерентная сумма вкладов электророжения пионов на отдельных нуклонах, имеющих импульсное распределение $\rho(p)$. Ясно, что такой одночастичный механизм реакции в области, промежуточной между КСП и пиком, соответствующим квазисвободному электророжению пионов на нуклонах ядра, можно принять лишь в качестве упрощения более сложной ситуации. Во-первых, в этой области требуют изучения эффекты взаимодействия в конечном состоянии (пион-ядерного и нуклон-ядерного), во-вторых, необходимо провести исследования роли двухнуклонных механизмов выбивания как за счет прямого корреляционного механизма, так и за счет зарядово-обменных мезонных токов в процессе $A(e, e')$ -рассеяния, особенно при больших передачах импульса.

Для изучения влияния на сечение ${}^4\text{He}(e, e')$ -реакции различных импульсных распределений в работе [11] проведены расчеты вклада электророжения пионов в версии [37] с двумя моделями импульсного распределения нуклонов. Использовались распределение, соответствующее потенциалу гармонического осциллятора, и ATMS-распределение [38], рассчитанное с улучшенными вариационными волновыми функциями, для реалистического потенциала NN -взаимодействия РМК. ATMS-распределение аппроксимируется выражением

$$\rho(p) = a^{-3/2} \pi^{-3/2} (1 + st^{3/2})^{-1} \left[\exp\left(-\frac{p^2}{a}\right) + s \exp\left(-\frac{p^2}{at}\right) \right], \quad (17)$$

где $a = 0,42 \text{ фм}^{-2}$, $s = 0,00286$, $t = 12$.

Распределение (17) хорошо согласуется с распределением, рассчитанным в рамках осцилляторной модели при импульсах меньше $0,3 \text{ МэВ}/c$, и расходится с ним в области, где существенными становятся динамические NN -корреляции. Результаты анализа показали, что переход от одного распределения к другому практически не изменяет величину сдвига вплоть до

импульсов $\sim 5,2 \text{ фм}^{-1}$ (для $q \sim 5,2 \text{ фм}^{-1}$ при использовании ATMS-распределения получаемая величина сдвига увеличивается примерно на 2 МэВ).

Дополнительная коррекция величины сдвига может быть обусловлена искажением электронных волн кулоновским полем ядра. Для оценки данного эффекта использовалось приближение [23], которое применимо для легких ядер и которое сводится к перенормировке переданного 3-импульса. Динамика влияния кулоновской поправки на положение максимума квазисвободного сечения от переданного импульса показана на рис. 9 кривой 1.

Наряду с отмеченным несовершенством анализа экспериментальных данных причиной расхождения теоретических кривых и экспериментальных точек при больших импульсах может быть приближенный характер модели поведения волновой функции исследуемого ядра на малых расстояниях. Вероятно, использование более точной волновой функции могло бы улучшить согласие теории с экспериментом.

Что касается возможной теоретической интерпретации минимума для ядра ${}^4\text{He}$, то расчеты в ПВВ, включающие обменные и нелокальные свойства NN -взаимодействия, с реалистическим потенциалом РМК не предсказывают его появления. Следует помнить, что применимость результатов расчета в рамках ПВВ в области малых переданных импульсов $q \leq 1,5 \text{ фм}^{-1}$ не является надежной, так как здесь следует учитывать конкретные особенности энергетического спектра ядра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время накоплен достаточно большой объем экспериментальной информации о q -зависимости сдвига максимума КСП для легких ядер относительно пика упругого eN -рассеяния. Данные получены на основе анализа квазисвободного (e, e') -сечения, измеренного в диапазоне $E_i \sim 100\text{--}1400 \text{ МэВ}$ и $\theta = 14\text{--}145^\circ$, что соответствует интервалу импульсов $0,2 \leq q \leq 5,2 \text{ фм}^{-1}$. Исследуемая зависимость имеет сложный характер и является функцией кинематических условий измерений. В частности, величина смещения не имеет тенденции к насыщению при больших импульсах порядка 600 МэВ/с, а при небольших импульсах $q \sim P_F$ в $\varepsilon(q)$ -зависимости наблюдается минимум для всех исследованных ядер, за исключением ядра дейтерия. Наблюдаемую зависимость не удастся объяснить введением энергии отделения нуклонов из ядерных оболочек.

Сравнение результатов экспериментальных исследований с теоретическими расчетами в рамках различных моделей ядра может служить основой для получения важной физической информации о свойствах ядра и ядерного взаимодействия.

Как было показано выше, параметры КСП и особенно его положение чувствительны к виду ядерного среднего потенциала, глубине потенциальной ямы, ширине ямы и ее диффузности (в случае потенциала Вудса–Саксона). Поэтому, подбирая яму соответствующей глубины, ширины и диффузности и добываясь согласия с экспериментальными точками, получают численные значения параметров потенциала, и, таким образом, удается получить дополнительную информацию о нуклон-ядерном потенциале и его зависимости от кинематических условий.

В рамках более микроскопических подходов к квазисвободному рассеянию электронов сравнение экспериментальных $\varepsilon(q)$ -зависимостей с кривыми, рассчитанными на основе нуклон-нуклонных взаимодействий (например, Монгана, Хамады–Джонстона, Рейда с мягким кором) и короткодействующих динамических NN -корреляций, позволяет отбирать реалистичские NN -потенциалы и ястровские корреляционные функции. В то же время полностью согласованный учет NN -взаимодействия и короткодействующих корреляций в ядерной волновой функции остается сложной и нерешенной проблемой.

Изучение положения КСП может быть полезным для нахождения такой важной характеристики связанного в ядре нуклона, как его эффективная масса M^* . Так, подгонка экспериментальной $\varepsilon(q)$ -зависимости сдвига теоретической кривой, рассчитанной в релятивистской σ - ω -модели ядра с импульсом Ферми, найденным из хорошо известного среднеквадратичного зарядового радиуса ядра, дает возможность определить M^* . В свою очередь, зная M^* и импульс Ферми, можно определить константу взаимодействия скалярного (изоскалярного) σ -мезона с нуклоном.

В полуэмпирических подходах предлагается возможность нахождения на основе $\varepsilon(q)$ -зависимости сдвига максимума КСП эффективного потенциала, в котором движется нуклон в ядре, и зависимости этого потенциала от импульса нуклона. Такой подход также позволяет независимым образом находить зависимость эффективной массы нуклона в ядре от импульса и, в частности, эффект насыщения в этой зависимости при импульсах порядка 500 МэВ/с.

Наконец, экспериментальные результаты о положении максимума КСП могут быть использованы для оценки вклада конкурирующих процессов, которые приводят к отклонению положения максимума инклюзивного сечения от максимума КСП. Среди таких процессов отметим гигантский дипольный резонанс, проявляющийся в энергетическом спектре при малых значениях переданного импульса q и энергии ω , электророжение пионов, эмиссию из ядра дейтронов и NN -пар за счет прямого корреляционного механизма, а также выбивание двух нуклонов за счет мезонных обменных токов, искажающих спектр со стороны больших q и ω .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Uberall H.* Electron Scattering from Complex Nuclei. Part B. N. Y., 1971. P. 871.
2. *Moniz E. J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 26, No. 8. P. 445–448.
3. *Буки А. Ю. и др.* // Укр. физ. журн. 1983. Т. 28, № 11. С. 1654–1657.
4. *Купленников Э. Л., Корчин А. Ю., Шебеко А. В.* // ЯФ. 1984. Т. 39, вып. 4. С. 1047–1049.
5. *Айзенберг И., Грайнер В.* Модели ядер. Коллективные и одночастичные явления: Пер. с англ. М., 1975. С. 456.
6. *Корчин А. Ю., Шебеко А. В.* // ЯФ. 1980. Т. 32, вып. 1(7). С. 87–101.
7. *Korchin A. Yu., Shebeko A. V.* // Z. Phys. A. 1981. V. 299. P. 131–137.
8. *Reid R. V.* // Ann. Phys. 1968. V. 50. P. 411.
9. *Ciofi Degli Atti C.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 1980. V. 3. P. 163–328.
10. *Oset E.* // Phys. Lett. B. 1976. V. 65, No. 1. P. 46–50.
11. *Купленников Э. Л. и др.* // ЯФ. 1990. Т. 51, вып. 5. С. 1210–1214.
12. *Буки А. Ю. и др.* // Укр. физ. журн. 1995. Т. 40, № 9. С. 913–915.
13. *Viki A. Y. et al.* // PAST. Ser. «Nuclear Physics Investigation». 2000. No. 2(36). P. 16.
14. *Купленников Э. Л. и др.* // ЯФ. 1992. Т. 55, вып. 7. С. 1861–1867.
15. *Walecka J. D.* // Ann. Phys. 1974. V. 83. P. 491–529.
16. *Quinn B. P. et al.* // Phys. Rev. C. 1988. V. 37, No. 4. P. 1609–1623.
17. *Деняк В. В. и др.* // ЯФ. 2007. Т. 70, № 12. С. 2035–2041.
18. *Vagrado G. M., Garrev F. A., Bang J.* // Nucl. Phys. A. 1977. V. 278. P. 319–332.
19. *Strachan C., Watt A.* // J. Phys. A: Gen. Phys. 1969. V. 2. P. 547–558.
20. *De Forest T.* // Nucl. Phys. A. 1969. V. 132. P. 305.
21. *Donnelly T. W.* // Nucl. Phys. A. 1970. V. 150. P. 393–416.
22. *Горчаков В. В., Гоу А. А., Резник Б. Л.* // ЯФ. 1975. Т. 22, вып. 5. С. 987–996.
23. *Rosenfelder R.* // Ann. Phys. 1980. V. 128. P. 188–240.
24. *Bell J. S., Lewellyn-Smith C. H.* // Nucl. Phys. B. 1971. V. 28, No. 2. P. 317–340.
25. *Bernabeu J., Cannata F.* // Nucl. Phys. A. 1973. V. 215, No. 1. P. 411–415.
26. *Brieva F. A., Dellafiore A.* // Nucl. Phys. A. 1977. V. 292. P. 445–458.
27. *Mongan T. P.* // Phys. Rev. 1969. V. 178. P. 1597.
28. *Frullani S., Mougey J.* // Adv. Nucl. Phys. 1984. V. 14. P. 289.
29. *Дементий С. В. и др.* // ЯФ. 1970. Т. 11, вып. 1. С. 26.
30. *O'Connel J. S., Schroder B.* // Phys. Rev. C. 1988. V. 38. P. 2447.
31. *Boguta J., Bodmer A. R.* // Nucl. Phys. A. 1977. V. 292. P. 413.

32. *Moniz E. J.* // Phys. Rev. 1969. V. 184, No. 4. P. 1154–1161.
33. *Дементий С.В., Огурцов В.И., Афанасьев Н.Г.* // ЯФ. 1978. Т. 28, вып. 4(10). С. 865–869.
34. *Hotta A. et al.* // Phys. Rev. C. 1984. V. 30. P. 87–96.
35. *Zghiche A. et al.* // Nucl. Phys. A. 1994. V. 572. P. 513–559.
36. *Batchley C. C. et al.* // Phys. Rev. C. 1986. V. 34. P. 1243.
37. *Омелаенко А.С.* // ЯФ. 1979. Т. 30, вып. 6(12). С. 1504–1514.
38. *Akaishi Y.* // Nucl. Phys. A. 1984. V. 416. P. 409–420.