

УДК 539.17

**КВАЗИСВОБОДНОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЯДРЕ УГЛЕРОДА
И НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ****А.Ю. Корчин, Э.Л. Купленников, Ю.Н. Ранюк**

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,

Украина, 61108, Харьков, ул. Академическая, 1

e-mail: korchin@kipt.kharkov.ua; kupl@kipt.kharkov.ua; ranyuk@kipt.kharkov.ua

Поступила в редакцию 1 марта 2006 г.

Обсуждается состояние экспериментальных и теоретических исследований квазисвободного рассеяния на ядре ^{12}C . Основное внимание уделяется зависимости положения максимума квазисвободного пика от переданного импульса. Анализируется возможность использования экспериментальной зависимости для отбора реалистических моделей нуклон-нуклонного взаимодействия, динамических короткодействующих корреляций в ядрах, определения параметров нуклон-ядерного потенциала и эффективной массы нуклона.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: электрон, нуклон, квазисвободное рассеяние электронов, сечение, модели ядра, нуклон-нуклонное взаимодействие

В неупругом, инклюзивном рассеянии электронов на атомных ядрах, т.е. когда в конечном состоянии регистрируется только вторичный электрон, $d^2\sigma/d\omega d\Omega$ сечение выражается как функция начальной энергии E_i , угла рассеяния θ и энергии рассеянного электрона E_f или эквивалентно как функция переданного 3- импульса $q = |\vec{q}|$, угла θ и переданной энергии $\omega = E_i - E_f$. Энергетический спектр $A(e, e')$ реакции условно делится на несколько областей [1]. Первая - возбуждение дискретных ядерных состояний (для малых ω). При более высоких ω начинается область гигантских резонансов. Для переданной энергии выше гигантского резонанса нуклоны могут быть выбиты из ядра в результате прямого процесса упругого рассеяния электрона на связанном в ядре, движущемся нуклоне. Данный механизм приводит к появлению в энергетическом спектре широкого пика, известного как квазисвободный пик (*КСП*). Наконец, когда ω превышает порог электророждения пионов, в спектре появляется второй континуум, который интерпретируется как $\Delta(1232)$ -резонанс.

Ранние измерения квазисвободного сечения на различных ядрах в широкой области кинематических переменных вызвали заметный интерес теоретиков. Внимание объяснялось трудностями, возникающими при попытке описать форму, абсолютное сечение и положение *КСП* пика в рамках традиционных приближений, включающих метод функций Грина [2], одночастичную оболочечную модель [1,3], модель Ферми газа [1,3,4] и их модификации [5-7]. Модели давали разумное описание *КСП* для $q \geq 500$ МэВ/с, но экспериментальное сечение оказывалось существенно подавленным относительно предсказаний теории при $q < 400$ МэВ/с. Практически ни одно из вычислений детально не описывало положение *КСП* в широком интервале импульсов. Все вышесказанное указывало на необходимость проведения дополнительных исследований как основных характеристик *КСП*, так и вклада конкурирующих физических процессов, приводящих к искажению формы пика и его смещению по энергии.

Первые систематические экспериментальные исследования зависимости параметров *КСП* от массового числа (A) выполнены в Стенфорде (США) [8]. Инклюзивное сечение в области *КСП* измерено на девяти ядрах от ^6Li до ^{208}Pb на линейном ускорителе электронов (*ЛУЭ*) для $E_i = 500$ МэВ и $\theta = 60^\circ$. Полученное сечение сравнивалось с расчетами в рамках релятивистской модели Ферми газа. В вычислениях ядерный импульс Ферми (P_F) и величина смещения между *КСП* и eN - пиком (ε) служили подгоночными параметрами. Сдвиг ε отождествлялся со средней энергией отделения, которую необходимо затратить, чтобы выбить нуклон из ядра. Результаты анализа подтвердили, что положение *КСП* для легких, среднего веса и тяжелых ядер отличаются 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 ^6Li до 44 МэВ для ^{208}Pb .

Анализируя энергетические спектры $^{12}\text{C}(e, e')$ реакции, полученные в Харькове на *ЛУЭ-2* ГэВ 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], с. 709) 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 $\varepsilon(q)$ - зависимость 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.

Настоящий обзор посвящен анализу и обобщению результатов основных экспериментальных и теоретических работ, связанных с изучением q - зависимости сдвига максимума квазисвободного сечения $^{12}\text{C}(e, e')$ реакции относительно пика упругого eN - рассеяния и их возможным использованием для решения ряда физических задач.

ТЕОРИЯ q - ЗАВИСИМОСТИ СДВИГА

Первоначально теоретические расчеты квазисвободного сечения в рамках традиционных ядерных моделей (см. например, [1-7]) как правило сравнивались с имеющимися одиночными спектрами. Со временем, появление систематических экспериментальных данных, полученных в различных научных центрах, дало толчок к изучению характеристик KCP в широком диапазоне кинематических переменных. Одна из первых интересных работ, основанная на методе функций Грина, была опубликована В.В. Горчаковым и др. [2]. Расчеты дифференциального сечения проведены с учетом ширины дырочных состояний, с помощью которых оценивается влияние многочастичных эффектов на характер энергетических $A(e, e')$ спектров. В данной теоретической версии 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. Параметры потенциала находились из требования совпадения энергии уровней с центром двух резонансных пиков, определяющих структуру спектров возбуждения ядра ^{12}C . 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 KCP в область меньших ω на довольно значительную величину от 5 до 10 МэВ в зависимости от переданного импульса.

В работах А.Ю. Корчина, А.В. Шебеко [9,10] подчеркивалось, что в рамках одночастичной оболочечной модели ядра 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 [9,10] и независимо Розенфельдером [11] был развит более совершенный метод расчета квазисвободного сечения, так называемое приближение времени взаимодействия (ПВВ).

В версии [11] смещение KCP по энергии обусловлено обменными частями ядерного двухчастичного взаимодействия. Используя набор NN- потенциалов и корреляционных функций, автор получил численные оценки смещения KCP относительно предсказания модели Ферми газа ε_L для продольного (L) компонента $A(e, e')$ сечения как функцию q . Величины ε_L при $q \rightarrow \infty$ приведены в таблице. Предел $q \rightarrow \infty$ фактически означает, что $q \ll R^{-1}$, где $R \sim 1$ фм – радиус действия NN- сил. С точки зрения эксперимента этот предел требует увеличения энергии начальных электронов E_i . Выводы работы следующие: 1) смещение между пиками при $q \rightarrow \infty$ - величина постоянная, зависящая от радиальной формы NN- потенциала и корреляционной функции;

Таблица. Сдвиг ε_L для различных типов взаимодействия и корреляционных функций

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

2) потенциалы с твердым кором более соответствуют экспериментальному значению (25 ± 3) МэВ [8], тогда как эффективное взаимодействие приводит к заниженным результатам. Важным 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 $q < 1$ фм⁻¹ стремится к значению, соответствующему энергии возбуждения гигантского дипольного резонанса. Следует однако отметить, что в [11] 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 [11] изучено влияние на положение KCP электростатического поля ядра, мезонных обменных токов (MOT) и эффективной массы нуклона в ядре (M^*) для $A(e, e')$ реакции в широкой области ядер и

кинематических переменных. Влияние кулоновских поправок на величину сдвига изучалось в приближении искаженных волн. Для расчета сечения использовались эффективные значения начальной $E_i^{eff} = E_i + |V_c|$ и конечной $E_f^{eff} = E_f + |V_c|$ энергии электрона и соответствующие эффективные значения переданного 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 однородного эквивалентного 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 МэВ, а та же самая величина для ^{208}Pb достигает значения $V_c = -24,9$ МэВ. Если принять во внимание кулоновские поправки, то, например, из полученного экспериментально значения сдвига для разных ядер и кинематических переменных $E_i = 500$ МэВ, $\theta = 60^\circ$ [8] необходимо вычесть поправку $\Delta\epsilon_c = 0,87ZA^{-1/3}$ в МэВ.

Исследования Доннелли [7] показали, что процесс выбивания из ядра двух нуклонов за счет *MOT* формирует заметную часть глубоко-неупруго сечения рассеяния электронов. Эффекты *MOT* 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 [8] $E_i = 500$ МэВ и $\theta = 60^\circ$ вклад в сечение за счет *MOT* существенно влияет на положение *KСП*. Анализ [11] показал, что рассматриваемый механизм, приводит к смещению *KСП* 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 *MOT* в глубоко-неупругом рассеянии электронов имеют чисто поперечный характер [7]. Поэтому относительный вклад *MOT* в $A(e,e)$ сечение сильно зависит от угла рассеяния. Важность учета кулоновских поправок и эффектов зарядово-обменных мезонных токов можно видеть на рис. 1.

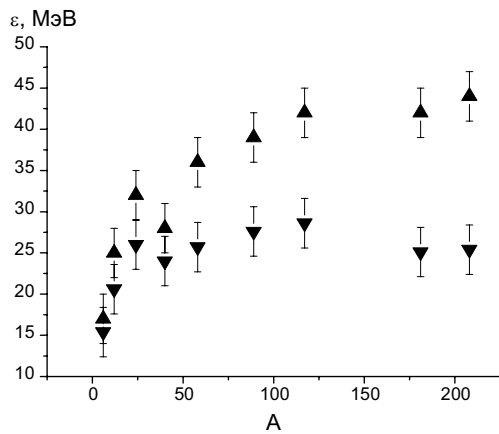


Рис. 1. Зависимость сдвига от массового числа. ▲- эксперимент [8]. ▼- вклад кулоновских поправок и *MOT* вычтен. (Рисунок из [11]).

В подходе [9,10,14] параметры *KСП* также как и в [11] интерпретируются в рамках *ПВВ*. В частности, положение *KСП* определяется первым моментом спектральной функции, а ширина (высота) обратно пропорциональна времени пролета нуклона со скоростью q/M сквозь ядерную среду размером $\langle p^2 \rangle^{-1/2}$ ($\langle p^2 \rangle^{-1/2}$ - среднеквадратичный импульс нуклона в ядре). В то же время убедительно показано, что в квазисвободной области важный вклад в формирование *KСП* вносят эффекты нелокальности *NN*-взаимодействия, короткодействующие динамические *NN*-корреляции в волновой функции ядра, релятивистские поправки к оператору кинетической энергии ядерных нуклонов.

Как известно [9], в рамках борновского приближения, предполагая сохранение четности и лоренц инвариантность, дважды дифференциальное сечение в лабораторной системе имеет вид:

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

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 \vec{q} . В *ПВВ* [9,10], сохраняя члены второго порядка по времени взаимодействия, $S_L(q, \omega)$ и $S_T(q, \omega)$ функции отклика можно представить как:

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

где $a_{L,T}$ - и $b_{L,T}$ - параметры, определяющие соответственно положение и форму *KСП*

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

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

Величины $a_{L,T}$ можно представить в виде суммы кинетической $\Delta_{kin}(q)$ и потенциальной части $\Delta_{L,T}(q)$. Как показал анализ, в области переданных импульсов $q > 1$ фм⁻¹ большое значение для оценки вклада $\Delta_{kin}(q)$

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, PBV 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 KCP использовались и в работе [15]. Проблема изучалась в рамках теории ядерной материи. Смещение KCP интерпретировалось как эффективная энергия отделения.

Чувствительность параметров KCP к выбору моделей NN - сил в рамках PBV исследована в [9]. Вычисления выполнены для потенциала Рейда с мягким кором (PMK) и сепарабельного потенциала Монгана (вариант IV). 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 PMK потенциал Монгана обладает конечным отталкиванием на малых расстояниях и является более подходящим для описания свойств np - системы. В расчетах с потенциалом PMK короткодействующие динамические NN - корреляции учитывались с помощью ястровского фактора $f(r)$. Функции $f(r)$ взяты из работ [16, 17]. 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- расчет в ядерной материи в приближении эффективной массы; 2- и 5- расчет в PBV для потенциала PMK (2- с коррелятором [16], 5- с коррелятором [17]); 3- суммарный сдвиг (кривые 5+6) относительно $q^2/2M$ с коррелятором [17]; 4- расчет для потенциала Монгана; 6- релятивистский сдвиг.

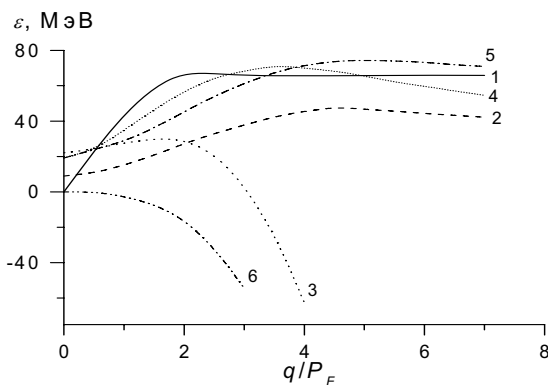


Рис. 2. Сдвиг максимума KCP относительно пика упругого eN - рассеяния в зависимости от q/P_F . Кривые описаны в тексте. (Рисунок из [9])

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, KCP сдвигается в сторону меньших переданных энергий относительно энергии, соответствующей 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 наиболее реалистичской модели ядра, NN - потенциала и корреляционной функции, которая описывает поведение NN - сил на малых расстояниях.

Отметим, что несколько позже те же авторы [18] провели детальные расчеты q - зависимости сдвига продольной и поперечной компоненты сечения для ядра ^{12}C относительно пика упругого eN - рассеяния. Интерпретация экспериментальных данных проведена в рамках релятивистской модели Ферми газа, PBV и релятивистской σ - ω - модели.

ОТБОР МОДЕЛЕЙ ЯДРА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе [19] С.В. Дементий и В.И. Огурцов впервые представили результаты систематических экспериментальных исследований энергетического положения KCP на ядрах ^9Be , ^{12}C и ^{16}O . Измерения проведены в Харькове на ЛУЭ-2 ГэВ в интервале импульсов $200 \leq q \leq 600 \text{ МэВ/с}$. Извлеченные $\varepsilon(q)$ - зависимости не предсказывали никаких аномалий, а величина сдвига монотонно росла с увеличением q от значения ~ 11 -13 МэВ до ~ 28 -32 МэВ соответственно. Сравнивая полученный результат с расчетом [11], авторы связывают наблюдаемое поведение $\varepsilon(q)$ с чувствительностью сечения в области KCP к обменной части межнуклонного потенциала. Несколько позже А.Ю. Буки и др. [20] получили и исследовали $\varepsilon(q)$ - зависимость для ядра ^{12}C . Эксперимент выполнен в Харькове на ЛУЭ-300 МэВ в интервале углов 105 - 140° . Дополнительно проведен анализ энергетических спектров других авторов (см. ссылки в [20]). Диапазон импульсов, который удалось перекрыть в исследованиях, $0,9$ - 3 фм^{-1} . Экспериментальная зависимость сравнивалась с результатами расчета [11]. Выводы работы [20]: величина сдвига $\varepsilon_{>}(q)$, определенная для задних углов рассеяния ($\theta > 90^\circ$) больше, чем $\varepsilon_{<}(q)$ для передних углов ($\theta < 90^\circ$); в диапазоне $q = 0,9$ - $1,4 \text{ фм}^{-1}$ $\varepsilon_{>}(q) - \varepsilon_{<}(q) = (3,5 \pm 1,3) \text{ МэВ}$.

Аналогичная зависимость для ядра ^{12}C получена Э.Л. Купленниковым и др. [14]. Для анализа использовались энергетические спектры, измеренные в диапазоне $E_i = 500$ - 1400 МэВ и $\theta = 14$ - 60° . Дополнительно проанализировано квазисвободное сечение $^{12}\text{C}(e,e)$ - реакции, измеренное в зарубежных научных центрах (см. ссылки в [14]). Во избежание искажения спектра за счет вклада в полное $A(e,e)$ сечение

гигантского дипольного резонанса энергетические спектры в области KCP при малых переданных импульсах подгонялись двумя гауссианами, один из которых фиксировался при энергии возбуждения 23 МэВ. Этот пик ассоциировался с вкладом гигантского резонанса и вычитался из полного сечения, а оставшийся пик рассматривался как KCP . $\varepsilon(q)$ -зависимость для ядра ^{12}C выделена в интервале $0,8 \leq q \leq 3,3 \text{ фм}^{-1}$. Конечный результат можно видеть на рис. 3. Видно, что исследуемая зависимость имеет достаточно сложный характер и является функцией кинематических условий измерений. Величина $\varepsilon(q)$ (для близких значений q) в пределах погрешности измерений не зависит от θ и не стремится к насыщению при больших импульсах. При изменении переданного импульса от значения $\sim 0,8 \text{ фм}^{-1}$ до $\sim 1,3 \text{ фм}^{-1}$ величина $\varepsilon(q)$ уменьшается от $\sim 19 \text{ МэВ}$ до минимального значения $\sim 11 \text{ МэВ}$. В диапазоне $1,3 \leq q \leq 3 \text{ фм}^{-1}$ сдвиг монотонно увеличивается до $\sim 30 \text{ МэВ}$. Таким образом, впервые в $\varepsilon(q)$ -зависимости был обнаружен и описан минимум.

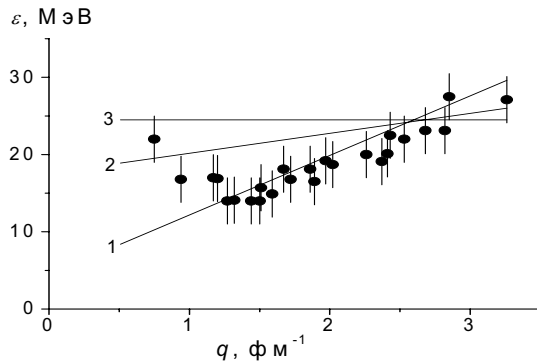


Рис. 3. $\varepsilon(q)$ - зависимость для ядра ^{12}C . Кривые: 1(2)-расчет в PBB для $36(145^\circ)$; 3- осцилляторная модель с учетом $\varepsilon = 24,5 \text{ МэВ}$. (Рисунок из [14]).

что кривая ни качественно, ни количественно не описывает экспериментальные точки. Отсутствие характерного минимума в теоретических кривых 1 и 2 не является удивительным, поскольку приближение PBB основано на предположении, что q заметно превосходит среднеквадратичный импульс нуклона в ядре. Тем самым область применимости PBB [9, 10] 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.

При обсуждении возможных причин отсутствия тенденции к насыщению сдвига (см. рис. 3) при больших импульсах, следует иметь в виду, что используемая процедура получения значений сдвига максимума KCP относительно пика упругого eN - рассеяния из экспериментальных данных не является безупречной. Прежде всего, существуют неопределенности, связанные с оценкой вклада электророждения пионов на ядре. В этой области требуют изучения эффекты взаимодействия в конечном состоянии (пион-ядерного и нуклон-ядерного). Кроме того, необходимо провести исследования роли двухнуклонных механизмов выбивания как за счет прямого корреляционного механизма, так и за счет MOT в процессе $A(e,e')$ -рассеяния, особенно при больших q .

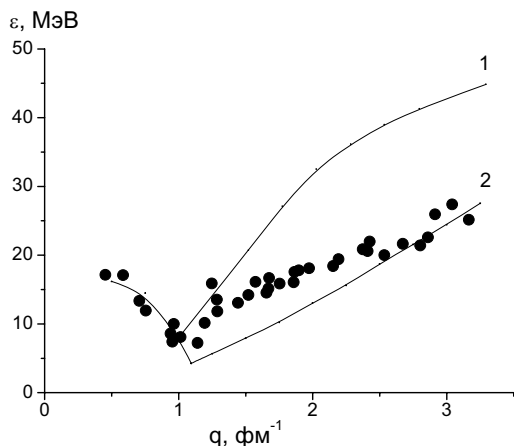


Рис. 4. $\varepsilon(q)$ - зависимость для ядра ^{12}C . Точки и кривая 1 из [23]. Кривая 2 – наш расчет.

понят феноменологически как осцилляции в ядре протонов относительно нейтронов. Отмечено также, что при

Кривая 1 и 2- расчет в PBB для углов 36 и 145° соответственно. Вычисления выполнены для потенциала PMK и учетом ястровских корреляций в волновой функции основного состояния ядра (корреляционный фактор из [17]). Кривые удовлетворительно описывает 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. Кривая 3- расчет в рамках осцилляторной модели с учетом средней энергии отделения нуклонов из ядра ^{12}C $\varepsilon = 24,5 \text{ МэВ}$. Для численной оценки величины ε использовались энергии отделения протонов из $1s$ - и $1p$ - оболочек [21] ($38,1 \pm 1,0$) МэВ и ($17,5 \pm 0,4$) МэВ соответственно. Можно видеть,

О'Коннелл и др. в [22] опубликовали энергетические спектры $A(e,e')$ для протона и ядерных мишеней $A = 4, 9, 12$ и 16 . Измерения проведены на ускорителе МИТ-БЕЙТС (США) для $E_i = 537$ и 730 МэВ и $\theta = 37,1^\circ$. Авторы, в частности, получили эффективную энергию отделения нуклонов ε (рис. 4), которую определяли как переданную энергию в максимуме KCP минус кинетическую энергию нуклона отдачи со средней массой $938,9 \text{ МэВ}$. Для ядра углерода величина ε оказалась равной (16 ± 3) и $(16 \pm 5) \text{ МэВ}$ для $q = 1,65$ и $2,24 \text{ МэВ/с}$ соответственно. Несколько позже О'Коннелл, Шредер [23] обобщили экспериментальные данные для ядра ^{12}C , полученные в зарубежных научных центрах. Наличие минимума авторы связывают с сильным влиянием электрического дипольного возбуждения, приводящего к формированию в полном (e,e') сечении довольно широкой структуры. Этот процесс хорошо изучен и может быть

минимальных импульсах положение *KCP* стремится к энергетическому положению гигантского дипольного резонанса. С увеличением q механизм реакции меняется от коллективного возбуждения, чей форм-фактор имеет максимум при $q = 100$ МэВ/с [23], к квазисвободному рассеянию. Минимум в $\varepsilon(q)$ - зависимости расположен при $q \sim P_F$. Подчеркнем, что экспериментальные точки [23] находятся в хорошем согласии с данными [14] при $q \geq 250$ МэВ, однако, при $q < 250$ МэВ/с наблюдается различие. Минимум в [23] смещен в сторону меньших импульсов относительно результата [14]. По-видимому, расхождение связано с методикой выделения максимума *KCP* при малых q (см. текст выше). Экспериментальные данные [23] сравнивались с расчетами (кривая 1 на рис. 4) в рамках модели Ферми газа с $P_F = 217$ МэВ/с и межнуклонным потенциалом Хамады-Джонстона, содержащего в себе бесконечную отталкивающую сердцевину (твердый кор). Кривая не описывает экспериментальные точки при $q > 250$ МэВ/с, заметно удаляясь от них по мере роста импульса.

В последние два десятилетия заметный интерес был проявлен к релятивистским вычислениям 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 Валечкой [24]. Релятивистская σ - ω - модель [24] учитывает не только взаимодействие между нуклонами, но и корреляционные эффекты Паули в $A(e, e')$ - сечении. В этой модели выражения для $\varepsilon(q)$ имеют вид [25]:

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

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

Эффективная масса нуклона в ядре M^* вычисляется путем решения самосогласованного уравнения из [24]. 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).

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

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

Расчеты для ядра ${}^9\text{Be}$ [25] показали, что впервые в неупругой $A(e, e')$ - реакции удалось не только предсказать минимум в $\varepsilon(q)$ - зависимости, но и получить удовлетворительное качественное и количественное описание экспериментальных данных. Подчеркнем, что наличие минимума в исследуемой зависимости связано с корректным учетом эффектов антисимметризации конечных ядерных состояний.

Используя соотношения (5) и (6) авторы настоящей работы провели оценки сдвига для ядра ${}^{12}\text{C}$. Величина $M^* = 797,5$ МэВ определена из соотношения $M^*/M = (0,85 \pm 0,5)$ [26]. Результаты расчета даны на рис. 4 (кривая 2). Видно, что релятивистская 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, удовлетворительное согласие можно получить подгоняя M^* .

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОГО ПОТЕНЦИАЛА

Принципиальная возможность определения параметров нуклон-ядерного потенциала путем сравнения расчета с экспериментальным $A(e, e')$ - сечением в области *KCP* показана Стречаном и Воттом [5]. Авторы изучили влияние эффектов остаточного взаимодействия нуклона эмиссии и ядра остатка на сечение, положение максимума и ширину пика для ядра ${}^{12}\text{C}$. Оказалось, что параметры *KCP* 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 опубликовал Де Форест [6]. 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.

Сравнительно недавно предложен полуэмпирический путь нахождения эффективного нуклон-ядерного потенциала [23]. Такая возможность связана с тем, что экспериментальная q - зависимость сдвига *KCP* на исследуемом ядре, позволяет независимым образом получить зависящий от импульса нуклона потенциал, в котором движется нуклон. В работе [23] эта возможность реализована для ядра ${}^{12}\text{C}$ на основе следующих предположений. Как известно, полная энергия нуклона (E), находящегося в потенциальной яме, представляет собой сумму кинетической ($p^2/2M$) и потенциальной $V(p^2)$ энергии. $V(p^2)$ - реальная часть зависящего от

импульса потенциала, усредненного по ядерному объему, p - импульс нуклона в ядерном среднем поле. Добавленный нуклону импульс q меняет как кинетическую, так и потенциальную энергию. В этом случае

$$\omega = E_f - E_i = \{(\vec{p} + \vec{q})^2/2M + V[(\vec{p} + \vec{q})^2]\} - [p^2/2M + V(p^2)]. \quad (8)$$

В максимуме KCP только нуклоны с импульсом поперечным \vec{q} дают вклад в процесс рассеяния ($\vec{p} \cdot \vec{q} = 0$). В модели Ферми газа средняя величина $V(p^2)$ в основном состоянии равна $V(\langle p^2 \rangle)$, где $\langle p^2 \rangle = P_F^2/2$ [23]. Тогда

$$\omega_{max} = q^2/2M + V(\langle p^2 \rangle + q^2) - V(\langle p^2 \rangle). \quad (9)$$

Таким образом, положение KCP интерпретируется как положение пика на свободном нуклоне плюс разница между средней потенциальной энергией в конечном и начальном состояниях. Заменяя кинетическую энергию нуклона эмиссии релятивистским выражением, имеем:

$$\varepsilon(q) = V(\langle p^2 \rangle + q^2) - V(\langle p^2 \rangle). \quad (10)$$

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

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

Определенный согласно (11) эффективный потенциал $V(p^2)$ для ^{12}C приведен на рис. 5. Видно, что потенциал,

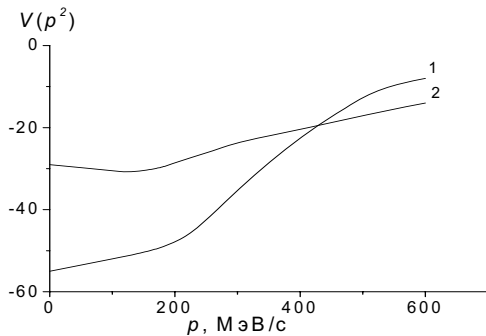


Рис. 5. Зависящий от импульса потенциал: Кривые: 1(2)- расчет для NN - сил Хамады-Джонстона (эффективный потенциал). (Рисунок из [23])

нуклона M меняется на M^*) имеет смысл только при малых переданных импульсах. Однако, если согласиться с точкой зрения, что эффективная масса является приближением для учета эффектов взаимодействия в ядерной волновой функции и что оператор тока тот же самый, что и для свободного нуклона, то можно, меняя M^* в определенных пределах, добиться достаточно хорошего описания квазисвободного сечения [4,11]. 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 показал Де Форест [6] и Мониц [4], которые нашли соотношение между квазисвободным сечением и M^* :

$$M^*/M = (d^2 \sigma/d\omega d\Omega)^{EXP(MAX)} / (d^2 \sigma/d\omega d\Omega)^{PW(MAX)}, \quad (12)$$

где как экспериментальное $(d^2 \sigma/d\omega d\Omega)^{EXP(MAX)}$, так и рассчитанное в плосковолновом приближении $(d^2 \sigma/d\omega d\Omega)^{PW(MAX)}$ сечение следует брать в максимумах соответствующих спектров.

Одна из первых попыток получить экспериментальную зависимость M^*/M от кинематических условий измерений была предпринята С.В. Дементием и др. [27]. Пользуясь выражением (12), они извлекли 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 совпадает между собой 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 KCP , 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 [11], ^{56}Fe [28], ^{208}Pb [29], ^{238}U [30] и т. д. Результаты вычислений [11] для ядра углерода приведены на рис. 6.

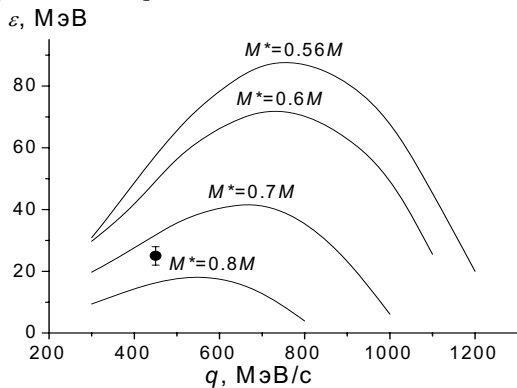


Рис. 6. Сдвиг квазисвободного пика как функция q и M^* . Экспериментальная точка [8]. (Рисунок из [11]).

Сдвиг, представленный как функция M^* и q , получен для свободного электромагнитного тока, распределения нуклонов в ядре по импульсам Хартри-Фока и фактора свободного нуклона.

В работе [23] О'Коннелл и Шредер привели аналитические выражения, связывающие M^* с величиной смещения. Эти же авторы провели численные расчеты и получили из экспериментальной $\varepsilon(q)$ - зависимости для ядра ^{12}C величину M^*/M как функцию от импульса нуклона, находящегося в среднем потенциальном поле.

$$M^*/M = 1 - dV/dE = (1 + 2MdV/dp^2)^{-1}. \quad (13)$$

Подставив в (13) производную потенциала (11), имеем:

$$M^*/M = [1 + 2Md\varepsilon(q)/dq^2|_{q^2=p^2 - \langle p^2 \rangle}]^{-1}. \quad (14)$$

Таким образом, выражение (14) определяет отношение M^*/M на основе количественно измеряемой зависимости $\varepsilon(q)$. Чтобы изучить поведение M^*/M от импульса, экспериментальная q - зависимость сдвига КСП аппроксимировалась плавной кривой. Конечный результат для ядра ^{12}C дан на рис. 7.

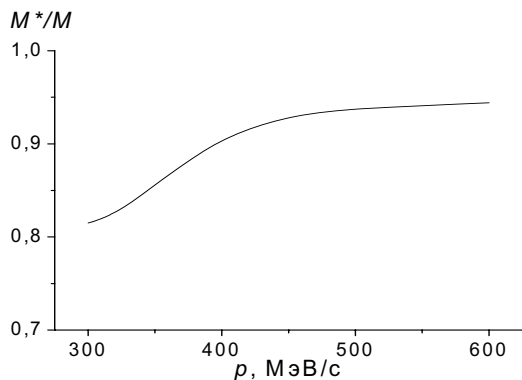


Рис. 7. Зависимость M^*/M от импульса нуклона, определенная из экспериментальной $\varepsilon(q)$ - зависимости. (Рисунок из [23]).

Сравнивая результаты исследований величины M^* в зависимости от кинематических условий измерений, отметим, что разные варианты извлечения отношения M^*/M для ядер $A = 9-238$ предсказывают следующие закономерности: 1) искомая величина при $q \rightarrow \infty$ меньше единицы; 2) в существующих экспериментальных данных при переданных импульсах $q \geq 500$ МэВ/с и $q < 350$ 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 $q \geq 500$ МэВ/с M^*/M принимает значения 0,75-0,95, а для $q < 350$ МэВ/с та же величина находится в пределах 0,5-0,8.

ВЫВОДЫ

В настоящее время накоплен достаточно большой объем экспериментальной информации о q -зависимости сдвига максимума КСП для ядра ^{12}C относительно пика упругого eN - рассеяния. Данные получены на основе анализа квазисвободного (e, e') сечения, измеренного в диапазоне $E_i \sim 100-1400$ МэВ и $\theta = 14-145^\circ$, что соответствует интервалу импульсов $0,5 \leq q \leq 3,8$ фм $^{-1}$. Исследуемая зависимость имеет сложный характер и является функцией кинематических условий измерений. Величина смещения не стремится к постоянному значению при больших импульсах. Наблюдаемую зависимость не удастся объяснить введением энергии отделения нуклонов из s - и p - оболочек ядра ^{12}C . При $q \sim P_F$ в зависимости наблюдается минимум.

На ранней стадии исследований для описания квазисвободного сечения предложено большое разнообразие теоретических подходов. Вычисления проведены с различными NN - потенциалами, короткодействующими динамическими корреляциями, включались эффекты принципа Паули, взаимодействие в конечном состоянии нуклона эмиссии и ядра остатка, использовалась эффективная масса нуклона внутри ядра, энергетическизависимые потенциалы и т.д. Дополнительно были рассмотрены возможные конкурирующие процессы, дающие вклад в формирование КСП. На более фундаментальном уровне для изучения параметров КСП использовалось приближение времени взаимодействия. Данная версия позволила 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 КСП. В ПВВ положение КСП в энергетическом спектре определяется обменным и нелокальным характером нуклон-нуклонных сил и поведением волновой функции ядра на малых расстояниях.

Вычисления для потенциала Рейда с мягким кором и учетом ястровских корреляций в волновой функции основного состояния ядра дали удовлетворительное описание данных при $q > 1,3 \text{ фм}^{-1}$, однако, не предсказали минимум в q -зависимости сдвига ввиду ограничения применимости теории со стороны малых импульсов $q \sim P_F$. Наиболее реалистической моделью ядра способной в неупругой (e, e') реакции описать минимум, и получить удовлетворительное качественное и количественное согласие во всей исследованной кинематической области, по-видимому, является точно решаемая σ - ω модель. Минимум в данной модели обусловлен действием принципа Паули, а характер поведения сдвига зависит от соотношения между q и P_F .

Сравнение результатов экспериментальных исследований с теоретическими расчетами в рамках современных моделей ядра могут служить основой для отбора наиболее реалистических моделей ядра, NN -потенциалов и волновой функции ядра, независимого определения зависящего от импульса нуклон-ядерного потенциала, нахождения эффективной массы нуклона в потенциале среднего поля и т.д.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Uberall H. Electron Scattering from Complex Nuclei. Part B. Academic Press. New York, 1971. -871p.
2. Горчаков В.В., Гой А.А., Резник Б.Л. Квазиупругое рассеяние электронов на ядрах // ЯФ. -1975. -Т.22. -Вып.5. -С.987-996.
3. Czyz W. Inelastic Electron Scattering from Nuclei and Single-Particle Excitation // Phys. Rev. -1963. -V. 131. -P. 2141-2148.
4. Moniz E.J. Pion Electroproduction from Nuclei // Phys. Rev. -1969. -V. 184. -No 4. -P. 1154-1161.
5. Strachan C., Watt A. Nuclear Electrodisintegration with Nucleon Emission // J. Phys. A. (Gen. Phys.) -1969. -V. 2. -P. 547-558.
6. De Forest T. Inelastic Nuclear Electron Scattering in the Independent Particle Model // Nucl. Phys. A. -1969. -V. 132. -P. 305.
7. Donnelly T.W. Quasielastic Electron Scattering in a Square-Well Shell Model // Nucl. Phys. A. -1970. -V. 150. -P. 393-416.
8. Moniz E.J., Sick I., Whitney R.R. et al. Nuclear Fermi Momenta from Quasielastic Electron Scattering // Phys. Rev. Lett. -1971. -V. 26. -No 8. -P. 445-448.
9. Корчин А.Ю., Шебеко А.В. Расчет сечений (e, e')- реакции на атомных ядрах // ЯФ. -1980. -Т. 32. -Вып. 1(7). -С. 87-101.
10. Korchin A. Yu., Shebeko A. V. Quasifree Peak Parameters and Sum Rules for ${}^4\text{He}$ // Z. Phys. A. -1981. -V. 299. -P. 131-137.
11. Rosenfelder R. Quasielastic Electron Scattering from Nuclei // Ann. Phys. -1980. -V. 128. -P. 188-240.
12. Bell J.S., Lewellyn-Smith C.H. Quasielastic Neutrino-Nucleus Interaction // Nucl. Phys. B. -1971. -V. 28. -No 2. -P. 317-340.
13. Bernabeu J., Cannata F. Many-Body Technics for Infinite Nuclear Matter // Nucl. Phys. A. -1973. -V. 215. -No 1. -P. 411-415.
14. Купленников Э.Л., Корчин А.Ю., Шебеко А.В. К вопросу о положении максимума квазисвободного пика в (e, e')-реакции на атомных ядрах // ЯФ. -1984. -Т. 39. -Вып. 4. -С. 1047-1049.
15. Brieve F.A., Dellafiore A. Quasielastic Electron Scattering from Nuclei // Nucl. Phys. A. -1977. -V. 292. -P. 445-458.
16. Ciofi Degli Atti. C. Electron Scattering by Nuclei // Progr. Part. Nucl. Phys. -1980. -V. 3. -P. 163-328.
17. Oset E. Nuclear Correlations in the ${}^{13}\text{C}(\pi^+, \pi^0)$ Reaction // Phys. Lett. B. -1976. -V. 65. -No 1. -P. 46-50.
18. Корчин А.Ю., Купленников Э.Л., Шебеко А.В. Исследование q - зависимости сдвига максимума квазисвободного пика в продольной и поперечной частях сечений (e, e')- реакции на ядрах ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{40}\text{Ca}$ // ЯФ. -1986. -Т. 44. -Вып. 4(10). -С. 932-941.
19. Дементий С.В., Огурцов В.И. Проявление обменных межнуклонных взаимодействий в глубоко неупругом рассеянии электронов на ядрах // ВАНТ. Серия: Общ. и яд. физ. -1979. -Вып. 4(10). -С. 87-88.
20. Буки А.Ю., Шевченко Н.Г., Полищук В.Н. и др. Исследование квазиупругого рассеяния электронов на ядре ${}^{12}\text{C}$ // УФЖ. -1983. -Т. 28. -№ 11. -С. 1654-1657.
21. Mougey J. Investigation of Core Structure of Nuclei by Electrons // J. Phys. Soc. Japan. -1978. V. 44. -P. 420-431.
22. O'Connell J.S., Dodge W.R., Lightbody J.W. et al. Electromagnetic Excitation of the Delta Resonance in Nuclei // Phys. Rev. C. -1987. -V. 35. -No 3. -P. 1063-1071.
23. O'Connell J.S., Schroder V. Electron Scattering in a Momentum-Dependent Potential // Phys. Rev. C. -1988. -V. 38. -P. 2447.
24. Walecka J.D. A Theory of Highly Condensed Matter // Ann. Phys. -1974. -V. 83. -P. 491-529.
25. Купленников Э.Л., Ганн А.В., Корчин А.Ю. и др. Исследование характеристик квазисвободного пика в (e, e') реакции на ядре ${}^9\text{Be}$ // ЯФ. -1992. -Т. 55. -Вып. 7. -С. 1861-1867.
26. Boguta J., Bodmer A.R. Relativistic Calculation of Nuclear Matter and Nuclear Surface // Nucl. Phys. A. -1977. -V. 292. -P. 413.
27. Дементий С.В., Огурцов В.И., Афанасьев Н.Г. Оценка эффективной массы внутриядерного нуклона из экспериментов по неупругому рассеянию электронов // ЯФ. -1978. -Т. 28. -Вып. 4(10). -С. 865-869.
28. Hotta A., Ryan P.J., Ogino H. et al. Quasielastic Electron Scattering from ${}^{56}\text{Fe}$ at 180° // Phys. Rev. C. -1984. -V. 30. -P. 87-96.
29. Zghiche A., Danel J.F., Bernheim M. et al. Longitudinal and Transverse Reactions in Quasi-Elastic Electron Scattering from ${}^{208}\text{Pb}$ and ${}^4\text{He}$ // Nucl. Phys. A. -1994. -V. 572. -P. 513-559.
30. Batchley C.C., Lerosé J.J., Pruet O.E. et al. Quasielastic Electron Scattering from ${}^{238}\text{U}$ // Phys. Rev. C. -1986. -V. 34. -P. 1243.

QUASI-FREE ELECTRON SCATTERING ON CARBON AND SOME PROPERTIES OF THE NUCLEAR INTERACTION

A.Yu. Korchin, E.L. Kuplennikov, Yu.N. Ranyuk

National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology",
Ukraine, 61108, Kharkov, Akademicheskaja str. 1.

Status of the experimental and theoretical study of quasi-free electron scattering on nucleus ${}^{12}\text{C}$ is discussed. Main attention is paid to dependence of the quasi-free peak position on the momentum transfer. Possibilities of using experimental dependences for selection of realistic models of nucleon-nucleon interaction, dynamical short-range correlations in nuclei, parameters of nucleon-nucleus potential and effective nucleon mass are analyzed in detail.

KEY WORDS: electron, nucleon, quasi-free electron scattering, cross section, nuclear model, nucleon-nucleon interaction.