

ИНДЕКС 3649

Препринт ЕФИ-1151(28)-89

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

Г.А.ВАРТАПЕТЯН, Г.Г.МКРТЧЯН, И.А.ТРОШЕНКОВА,
В.О.ТАТЕВОСЯН, Г.Б.КАЗАРЯН

ПРОДОЛЬНАЯ И ПОПЕРЕЧНАЯ ФУНКЦИИ ОТКЛИКА
ЯДРА ^{12}C ПРИ $\bar{q} = 600$ и 660 МэВ/С



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЦНИИатоминформ
ЕРЕВАН - 1989

Նախնաորիա ԵՖԻ-1151(28)-89

Վ. Հ. ԹԱԹԵՎՈՍՅԱՆ, Գ. Բ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Հ. Գ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ

Հ. Հ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ, Ի. Ա. ՏՐՈՇԵՆԿՈՎԱ

¹²C ՄԻՋՈՒԿԻ ԵՐԿԱՅՆԱԿԻ ԵՎ ԼԱՅՆԱԿԻ ՊԱՏԱՍԽԱՆ
ՓՈՒՆԿՑԻԱՆԵՐԸ $\bar{q} = 600$ ԵՎ 660 ՄԷՎ/Ց ԴԵՊԵՐՏ

Ներկայացված են ԵՖԻ-ի տվյալների Սալլեի տվյալների հետ համա-
տեղ վերլուծման արդյունքները՝ զրեթե-առաձգական բարձրակետի, և մա-
սամբ էլ, Δ_{33} -ռեզոնանսի ոլորտում (e, e') ռեակցիայում անխանի
վրա: Ստացվել են տեղեկություններ (R_L) երկայնակի և (R_T) լայնակի
միջուկի պատասխան ֆունկցիաների վերաբերյալ $\bar{q} = 600$ և 660 ՄԷՎ/Ց
հաղորդված իմպուլսների ոլորտում:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1989

Растущий интерес к изучению реакции (e, e') на ядрах объяс-
няется уникальной информацией о ядерной материи, которую дают
данные о продольной (R_L) и поперечной (R_T) компонентах
функции отклика ядра. Результаты первых экспериментов с разде-
лением R_L , R_T [1-5] указывают на серьезное отклонение по-
ведения этих компонент от предсказаний теории ядра в рамках
только нуклонных степеней свободы. Особый интерес представляют
данные о продольной функции отклика R_L . Помимо оценок на вклад
парных корреляций [6-7], эти данные могут являться свидетель-
ством модификации внутренних свойств нуклона в ядерной сре-
де [8]. В этой связи актуальной проблемой является разделение
компонент функции отклика при высоких переданных импульсах по-
рядка 1 ГэВ/с, где, как указывается в работе [8], ожидается
сильное различие в расчетах с использованием модифицированного
и свободного формфакторов нуклона, соответственно.

В настоящей работе представлены предварительные результаты
анализа данных ЕРФИ совместно с данными Сакле [9] в области
квазиупругого пика и, частично, Δ_{33} -резонанса в реакции
 (e, e') на углероде. В итоге получена экспериментальная инфор-

мация о продольной и поперечной функциях отклика ядра в области переданных импульсов $\vec{q} > 550$ МэВ/с. Данные Сакле в отдельности позволяют определить эти функции в интервале $300 < \vec{q} < 550$ МэВ/с.

Функции отклика ядра определяются согласно следующим формулам, полученным в однофотонном приближении:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega d\omega} = \sigma_M \left\{ \frac{q^4}{\vec{q}^4} R_L(q^2, \omega) + \frac{1}{2\varepsilon} \cdot \frac{|q^2|}{\vec{q}^2} R_T(q^2, \omega) \right\}, \quad (I)$$

где σ_M - есть сечение моттовского рассеяния на точечной частице: $\sigma_M = \frac{\alpha^2 \cos^2 \theta/2}{4E^2 \sin^4 \theta/2}$, ε - параметр, связанный с поляризацией виртуального фотона: $\varepsilon = \left[1 + 2 \frac{\vec{q}^2}{|q^2|} \tan^2 \theta/2 \right]^{-1}$. Здесь θ есть угол рассеяния электрона в лабораторной системе, $E(E')$ - энергия начального (рассеянного) электрона, $\omega = E - E'$ - переданная ядру энергия или энергия виртуального фотона, $q^2(\vec{q}^2)$ - квадрат четырехмерного (трехмерного) переданного импульса.

Для нахождения R_L , R_T при каждом значении ω в экспериментальных спектрах, снятых при $E = \text{const}$ и $\theta = \text{const}$ необходимо обеспечить, по крайней мере, две точки с разными ε при постоянстве q^2 (или \vec{q}^2), при этом точность определения компонент сечения, помимо экспериментальных точностей, зависит также и от величины интервала между ε_1 и ε_2 в выбранных экспериментальных точках.

На выведенном пучке электронов Ереванского синхротрона в области энергий 1,0 - 2,13 ГэВ и при углах рассеяния 16° и 18° были измерены сечения реакции (e, e') на ядре ^{12}C [10].

(Технические сведения об экспериментальной установке были опубликованы ранее [II]). По результатам измерений была выполнена программа модельно независимого устранения радиационных искажений в спектрах при энергиях 2,13 ; 1,93 и 1,67 ГэВ.

Данная серия измерений составляет высокоэнергетическую часть из намеченной нами программы по разделению R_L и R_T в области $\vec{q} > 550$ МэВ/с. Дополнение данных Сакле [9] этой серией дает возможность выполнить программу разделения R_L и R_T при $\vec{q} \approx 0,6 - 0,66$ ГэВ/с. Действительно: высокоимпульсная группа данных Сакле при углах 145° , 90° и 60° находится в интервале 0,04 - 0,3 по переменной ε , в то время как данные ЕрФИ располагаются в области $\varepsilon \sim 0,95$. Напомним, что величина ε изменяется в пределах $0 < \varepsilon < 1$. Таким образом, сочетание кинематических областей, перекрытых данными Сакле и ЕрФИ, максимально благоприятно для выделения вкладов продольной и поперечной функций отклика ядра.

Из формулы (I) видно, что R_L и R_T можно определить из двух измерений при подходящих угле θ и энергии E , таких чтобы \vec{q}^2 и ω сохранились. На практике же, как правило, желаемый эффект достигается интерполяцией по данным измерения при относительно небольшом числе углов с вариацией начальной энергии при каждом из них.

В данной работе мы использовали 18 спектров при углах и энергиях, приведенных в таблице, что определяло интервал по ω

$$\Delta\omega = 0,37 \text{ ГэВ.}$$

При каждом значении ω получилось от 2 до 5 точек с различными значениями ε [или $\xi = \frac{1}{2\varepsilon} (q^2/\vec{q}^2)$]. Ордината и наклон прямой, проведенной через эти точки, однозначно

определяют R_L и R_T при данных ω и \vec{q} .

Таблица

θ_e	ЕрФИ		Сакле		
	16°	18°	60°	90°	145°
E (ГэВ)	2,13	2,13	0,68	0,56	0,56
	1,93	1,93	0,62	0,52	0,48
	1,67	1,67	0,56	0,48	0,44
				0,44	0,40
				0,36	

При интерполяции мы использовали сетку сечений (деленных на σ_m), определенную при значениях переменной $W_i^k = (M^2 + 2M\omega_i - 4E(E - \omega_i) \sin^2 \theta/2)^{1/2}$. Экстраполяция (линейная) допускалась только в случае, если переменная W [$W = (M^2 + 2M\omega - \vec{q}^2 + \omega^2)^{1/2}$] не выходила за пределы сетки больше, чем на 10 МэВ.

Так как при энергиях больших 1,5 ГэВ величина \vec{q} (q^2) меняется медленно как функция ω , то точки интерполяции по нашим измерениям проходили при $\vec{q} = 660$ и 600 МэВ/с вблизи спектров (2,13 ГэВ, 18°) и (1,93, 18°), соответственно. Использование квадратичной и кубической формы для интерполяции не приводило к существенной разнице в расчетах. Иная ситуация наблюдается при $E < 1$ ГэВ, где импульс сильно меняется с ω .

Ошибка в значениях R_L и R_T определялась нами как стандартным методом минимизации функции χ - квадрат при аппроксимации данных линейной функцией (программа FUMILI), так и моделированием. В пределах экспериментальных ошибок моделирова-

лось от 100 до 500 вариантов прямой ($R_L + \xi R_T$) при этом ошибка в R_L и R_T отождествлялась со среднеквадратичным отклонением. Оба метода дали хорошее согласие.

На рис. 1,2 представлены результаты для продольной (сплошные точки) и поперечной (полые точки) составляющих функций отклика при двух значениях импульса $\vec{q} = 600$ и 660 МэВ/с. Сплошной и штриховой кривыми приведены наши расчеты R_L и R_T для некогерентного рассеяния электронов на отдельных нуклонах ядра ^{12}C с учетом Фермиевского движения и энергии связи нуклонов [12]. Видно, что с ростом \vec{q} разница между расчетами и экспериментом для продольной компоненты R_L имеет тенденцию уменьшаться что подтверждается нашими расчетами и при более низких \vec{q} [13]. Такое поведение частично можно объяснить за счет принципа Паули, неучтенного в теории.

Отметим, что для поперечной компоненты R_T наши расчеты (штриховая кривая) заведомо ниже эксперимента. К настоящему моменту можно утверждать с достаточной достоверностью, что в данной кинематической области, особенно в промежутке между квазиупругим и резонансным пиками, необходимо учесть еще, по крайней мере, вклад обменных мезонных токов [14] и рассеяние на скоррелированных нуклонных парах [15].

Остановимся кратко на вопросе как соотносятся наши экспериментальные результаты с предсказаниями электродерных правил сумм [6, 16]. Известное кулоновское правило сумм [6]

$$C(\vec{q}) = \int_0^\infty R_L(\omega, \vec{q}) d\omega \quad (2)$$

или его модификация [16]

$$C'(\bar{q}) = \int_0^{\infty} R_L(\omega, \bar{q}) / G_E^P(q^2) d\omega =$$

$$= Z - Z [F^{el}(q^2)]^2 + P_2(\bar{q}) \quad (3)$$

прежде всего привлекательны тем, что они максимально модельно независимы. Действительно интегрирование по всем ω позволяет использовать условие полноты, т.е. убрать зависимость от многообразия конечных состояний ядра и выделить вклад парных корреляций.

Для сравнения с расчетами известных авторов мы отложили полученные нами значения $C(\bar{q})$ на рис.3, приведенном в работе [16]. Видно, что в пределах трех стандартных ошибок наши результаты неплохо согласуются с теоретическими предсказаниями.

Однако, как отмечается Форестом [16], более естественно сравнивать измеренные значения $C'(\bar{q})$ при больших импульсах непосредственно с Z , исключая при этом зависимость от тех или иных деталей теории.

На рис.4 наряду с нашими результатами мы привели также и измерения Сакле [9] при $\bar{q} = 300-550$ МэВ/с (указаны среднеквадратичные ошибки). В качестве формфактора нуклона в формуле (3) использовалось выражение:

$$G_E^P(q^2) = \frac{1}{(1 - q^2/0,71)^2} \left(1 - \frac{q^2}{2M^2}\right)^{1/2} / \left(1 - \frac{q^2}{4M^2}\right)^{1/2}, \quad (4)$$

где последние два множителя, согласно работе [16], введены для учета релятивистских эффектов.

Штриховая кривая - расчеты по модели Ферми для углерода при импульсе Ферми $K_F = 250$ МэВ/с [17]. Для сравнения на рисунке сплошной кривой приведены расчеты по оболочечной модели, взятые из работы [18] вместе с данными из области $q < 200$ МэВ/с. При $\bar{q} \geq 500$ МэВ/с эти расчеты, так же как и Ферми модель, дают $C'(\bar{q}) = Z$.

Отметим, что относительный "подъем" в измерениях Сакле при $\bar{q} \leq 400$ МэВ/с связан с вкладом упругого пика на углероде, которого нет при высоких \bar{q} . Некоторую неравномерность может, в принципе, вносить величина интервала интегрирования экспериментальных кривых R_L , которая для измерений при различных \bar{q} разнится. С теоретической точки зрения этот интервал должен включать область $0 < \omega < \bar{q}$. По нашим оценкам этот эффект не может превышать ~5%.

С точностью до этих замечаний интересно использовать $(C'(\bar{q})/Z)_{\text{экс.}}$ для оценки эффектов, связанных с некоторыми оригинальными подходами [19-21], которые получили развитие как в связи с проблемой R_L , R_T , так и с объяснением эффекта EMC [19].

Эти нетрадиционные для физики ядра подходы, обсуждение которых можно найти в обзоре [8], эффективно сводятся к модификации структурных функций нуклона внутри ядра.

При предположении, что при $\bar{q} > 500$ МэВ/с парные корреляции вымирают, из рис.4 видно, что эффект изменения структурных

функций можно было бы оценить в 10%. Однако учитывая сложность получения экспериментальной информации об R_L , R_T , возможно рано делать окончательные выводы. Видна лишь необходимость дальнейших экспериментальных усилий. Мы, в частности, планируем уточнить свои результаты и по возможности расширить исследуемую кинематическую область.

В заключение авторы выражают свою признательность доктору G.P. Capitani, любезно предоставившему экспериментальные материалы Сакле для ^{12}C .

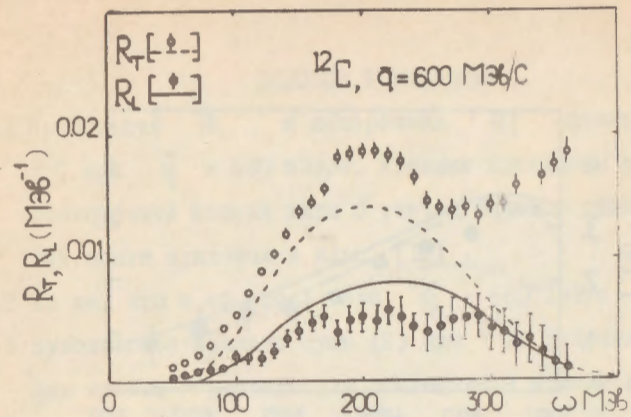


Рис. 1

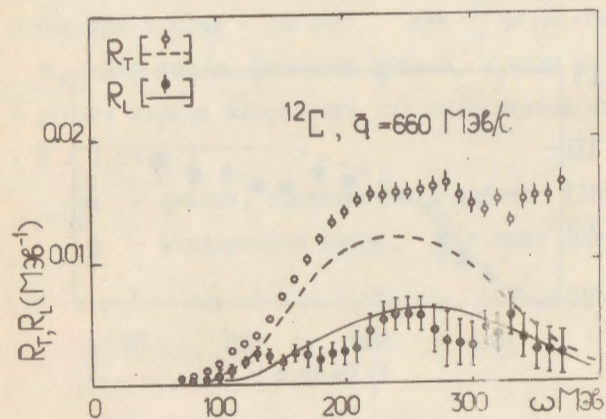


Рис. 2

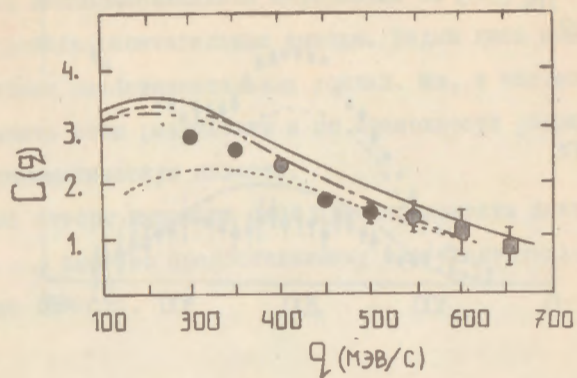


Рис.3

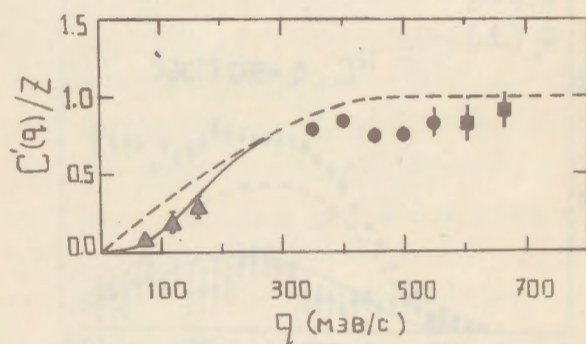


Рис.4

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 Продольная R_L и поперечная R_T функции отклика I^2C при $\bar{q} = 600$ МэВ/с. Кривыми приведены расчеты по оболочечной модели ядра с учетом ферми - движения и энергий связи нуклонов в ядре [12].

Рис.2 То же, что и на рис.1 при $\bar{q} = 660$ МэВ/с

Рис.3 Кулоновское правило сумм (2) для I^2C . Сплошная и штриховая кривые - расчеты для оболочечной модели и модели свободного ферми-газа, соответственно.

Штрихпунктирная кривая - расчеты Ван-Ордена, пунктирная кривая - расчеты Лаже, приведенные в работах [1,15].
 \blacktriangle - данные Сакле [9], \blacksquare - данные, полученные в настоящей работе.

Рис.4 Кулоновское правило сумм (3) для I^2C в зависимости от импульса \bar{q} .

Штриховая кривая - расчет для ферми-газа при $K_F = 250$ МэВ/с. Сплошная кривая, взятая из работы [18] - расчет парных корреляций для оболочечной модели ($\beta = 1,64 \phi$)

\blacktriangle - данные, приведенные в работе [18]
 \bullet - эксперимент Сакле, \blacksquare - наши результаты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Barreau P., Bernheim M., Duclos J. et al. Deep inelastic electron scattering from carbon. Nucl.Phys., A402, 1983, p.515-540
2. Meziai Z., Barreau P., Bernheim M. et al. Colomb Sum Rule for ^{40}Ca , ^{48}Ca and ^{56}Fe for $|\vec{q}| < 550 \text{ MeV}/c$. Phys.Rev.Lett. 1984, vol.52, p.2130.
3. Meziani Z.E., Barreau P., Bernheim M. et al. Transverse response functions in deep inelastic electron scattering for ^{40}Ca , ^{48}Ca and ^{56}Fe . Phys.Rev.Lett. 54(1985), 1233.
4. Hotta A., Ryan F.J., Ogino H. et al. Quasielastic electron scattering from ^{56}Fe at 180° . Phys.Rev., C30(1984) 87.
5. Marchand C., Barreau P., Bernheim M. et al. Transverse and Longitudinal Response Functions in Deep Inelastic Electron Scattering from ^3He . Phys.Lett., 1985, vol.153B, p.29.
6. Mc Voy K.W., Van Hove L. Inelastic electron-nucleus scattering and nucleon-nucleon correlations. Phys.Rev.125, 1952, 1034
7. De Forest T., Jr., Waleska I.D. Electron Scattering and Nuclear Structure Advances in Physics. 15, N57, 1966, p.1-102.
8. Meziani Z., Transverse and Longitudinal Response Functions in Quasielastic Electron Scattering from Nuclei. Nucl.Phys. A446(1985) 113C-122C.
9. Barreau P., Bernheim M., Duclos I. et al. Diffusion profondément inélastique d'électrons par le carbone. Note CEA-N-2334, Saclay 1983.

10. Багдасарян Д.С., Бояджян Е.М., Казарян Г.Б. и др. Измерение спектров (e, e') - рассеяния на ядрах ^9Be и ^{12}C в неупругой области при $q^2 \leq 0,4 \text{ ГэВ}^2/c^2$. Препринт ЕФИ-1077(40)-88, Ереван, 1988.
11. Багдасарян Д.С., Бояджян Е.М., Казарян Г.Б. и др. Характеристики установки "Электрон", ПТЭ, 1986, № 5, с.36.
12. Азнаурян И.Г., Трошенкова И.А. Рассеяние электронов на легких ядрах в области рождения Δ -изобары и квазиупругого пика. ЯФ, 1986, т.43, в.2, с.342.
13. Мкртчян Г.Г., Трошенкова И.А. Учет радиационных искажений в спектрах (e, e') и возможность разделения составляющих сечения в эксперименте на ускорителе ЕФИ. ВАНТ, серия: Техн. Физ. эксп., 1986, вып.4(30), с.28.
14. Laget J.M. From real to virtual photons. Nucl.Phys.A358, 1981, p.215-220.
15. Nomma S., Kanazawa M., Koike M. et al. (γ, p) reaction on light nuclei in the $\Delta(1232)$ resonance region. Phys.Rev.Lett. 53(1984)2536.
16. De Forest T. Jr. Electromagnetic interactions of nucleons in nuclei. Perspectives in Nuclear Physics at Intermediate Energies, Trieste, Italy, 1983, p.293-305.
17. Whitney R.R., Sick I., Fienes J.R. et al. Quasielastic electron Scattering. Phys.Rev.C9, 1974, p.2230-2235.
18. Lightbody J.W. Jr. Electron scattering sum rule for ^{12}C -experiment and theory. Phys.Lett. 33B, N.2, 1970, p.129-132.
19. Gelenza L.S., Rosenthal A., Shakin C.M. Symmetry Breaking, Quark Deconfinement and Deep-Inelastic Electron Scattering. Phys.Rev.Lett. 1984, vol.53, N.9, p.892-894.

20. Do Dang, Nguen Van Giai, Quasielastic electron scattering:
Effect of relativistic nuclear potentials. Phys.Rev.C30
(1984) 731.
21. Alberico W.M., Czernski P., Ericson M. et al. Inclusive
charge longitudinal response in finite nuclei. Nucl.Phys.
1987, vol.A422, p.269-289.

Рукопись поступила 3 апреля 1989 г.

The address for requests:
International Department
Yerevan Physics Institute
Alikhanian Brothers 2,
Yerevan 375036
Armenia, USSR

Г.А.ВАРТАПЕТЯН, Г.Г.МКРТЧЯН, И.А.ТРОШЕНКОВА, В.О.ТАТЕВОСЯН,
Г.Б.КАЗАРЯН

ПРОДОЛЬНАЯ И ПОПЕРЕЧНАЯ ФУНКЦИИ ОТКЛИКА ЯДРА ^{12}C ПРИ
 $\vec{q} = 600$ И 660 МЭВ/с

Редактор Л.П.Мукаян
Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 22/VI-89
Офсетная печать. Уч.изд.л. 0,8
Зак.тип.№ 978

ВФ-02138 Формат 60x84/16
Тираж 299 экз. Ц. 8 к.
Индекс 3649

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, ул.Братьев Алиханян, 2