

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



К-418

17/10-75
Р4 - 8526

В.С.Кинчаков

977/2-75

ЭНЕРГИИ И ФОРМФАКТОРЫ ЯДРА УГЛЕРОДА
С УЧЕТОМ РАДИАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ
АЛЬФА-КЛАСТЕРОВ

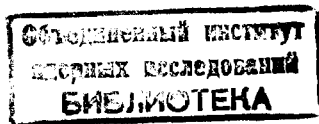
1975

P4 - 8526

В.С.Кинчаков*

ЭНЕРГИИ И ФОРМФАКТОРЫ ЯДРА УГЛЕРОДА
С УЧЕТОМ РАДИАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ
АЛЬФА-КЛАСТЕРОВ

Направлено в Изв. АН СССР



* Дальневосточный государственный университет.

Кинчаков В.С.

P4 - 8526

Энергии и формфакторы ядра углерода с учетом радиальных колебаний альфа-кластеров

Методом генераторной координаты с эффективными нуклон-нуклонными силами Волкова и Бринка-Боекера рассчитаны энергии вращательных состояний ядра ^{12}C с учётом радиальных колебаний альфа-кластеров. Учёт таких колебаний понижает энергию связи ядра углерода и улучшает согласие рассчитанного спектра с экспериментом. Выявлено влияние колебаний радиального типа альфа-кластеров на зарядовый формфактор упругого рассеяния электронов.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Kinchakov V.S.

P4 - 8526

Energies and Charge Form Factors of the Nucleus Carbon with Radial Oscillations of Alpha-Clusters Applied

By the method of generator coordinate with effective nucleon-nucleon forces of Volkov and Brink - Boeker, with radial oscillations alpha-clusters applied, energies of rotational states of the nucleus ^{12}C are calculated. This method, with radial oscillations applied, reduces the binding energy of the nucleus carbon, improves concord calculated spectrum with experiment. The influence of radial oscillations of alpha-clusters on the charge form factor of the elastic electron scattering was found.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

1. Попытка экспериментально объяснить наблюдаемый формфактор рассеяния электронов с возбуждением O^+ уровня ядра ^{12}C /7,68 МэВ/ на основе представления этого состояния как гармонических колебаний альфа-частиц радиального типа, сохраняющих симметрию основного состояния /равносторонний треугольник/, не принесла успеха /1/. Недавно было показано /2/, что хорошее согласие с экспериментальным формфактором O^+ -состояния можно получить в той же альфа-частичной модели, если в качестве потенциала взаимодействия между альфа-частицами выбрать не бесконечную осцилляторную яму, а реалистический потенциал, учитывающий отталкивание альфа-частиц на малых расстояниях.

Вообще говоря, необходимость введения потенциала с кором вызвана и тем, что при включении колебаний такого типа в данную модель становятся существенными эффекты антисимметризации между нуклонами из различных альфа-частиц. В этой связи определенный интерес представляет рассмотрение этих колебаний в альфа-кластерной модели /3/, которая естественным образом учитывает такую антисимметризацию.

2. Формализм, обеспечивающий ортогональность волновых функций состояния альфа-кластерного ядра, взят из работы Бринка /3/. Функции с заданным угловым моментом и четностью проектируются из внутреннего состояния $|U(\vec{R}_1, \vec{R}_2, \vec{R}_3)\rangle$

$$|U_{\text{JMK } \pi}\rangle = \frac{2\text{J} + 1}{8\pi^2} \int d\theta \hat{D}_{\text{MK}}^{\text{J}}(\theta) \hat{R}(\theta) |U_{\pi}(\vec{R}_1, \vec{R}_2, \vec{R}_3)\rangle, \quad /1/$$

Таблица I

Параметры эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия

	B_1	V_2
V_2 (МэВ)	389.5	60.0
μ_α (ϕ)	0.7	1.01
m_α	-0.529	0.65
V_α (МэВ)	140.6	-60.0
μ_α (ϕ)	1.4	1.8
m_α	0.4864	0.65

где векторы \vec{R}_i определяют положения альфа-кластеров, относительно которых четыре нуклона находятся в $1s$ -состояниях, $R(\theta)$ - оператор поворота на углы Эйлера, D_{MK}^J - обобщенные сферические функции.

В соответствии с вышесказанным в качестве генераторной координаты выбираем расстояние R от центра треугольника до центра альфа-кластера. Гамильтониан диагоналізується на неортогональном базисе и результирующее собственное состояние

$$|U_{JM\pi}^i\rangle = \int C_J^i(\vec{R}) |U_{JM\pi}(\vec{R})\rangle d\vec{R}, \quad /2/$$

$$|U_{JM\pi}(\vec{R})\rangle = \sum_K b_K^J |U_{JMK\pi}(\vec{R})\rangle, \quad /3/$$

где коэффициенты b_K^J для нижайших состояний определяются из условий точечной симметрии (D_{3h}) внутренней волновой функции, а C_J^i - решения интегрального уравнения Хилла-Уиллера

$$\int d\vec{R}' \langle U_{JM\pi}(\vec{R}') | \hat{H} - E_i | U_{JM\pi}(\vec{R}') \rangle C_J^i(\vec{R}') = 0, \quad /4/$$

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2M} \sum_{i=1}^A \nabla_i^2 + \sum_{i<j} V_{ij} - T_g, \quad /5/$$

$$V_{NN} = \sum_{\ell=r,a} V_\ell (1 - m_\ell + m_\ell P_m) \exp\left[-\frac{r_{12}^2}{\mu_\ell}\right], \quad /6/$$

где T_g - кинетическая энергия движения центра масс, а в качестве нуклон-нуклонного эффективного взаимодействия выбирались силы Волкова №2 V_2 /4/ и Бринка, Боекера B_1 /5/. Параметры сил указаны в табл. 1.

Следуя Бринку и Борисовичу /3/,

$$\int d\vec{R} C_J^i(\vec{R}) \rightarrow \sum_j C_J^i(\vec{R}_j). \quad /7/$$

Область интегрирования в /7/ разбивалась на четыре участка с интервалом в 0,6 - 0,8 Фм. Трехмерное интегрирование по углам Эйлера производилось по стандартной программе /6/. Результаты диагонализации гамильтониана показаны на рис. 1 и 2.

На рис. 1 представлены решения уравнения /4/ с силами V_2 для нижайших вращательных состояний. Видно,

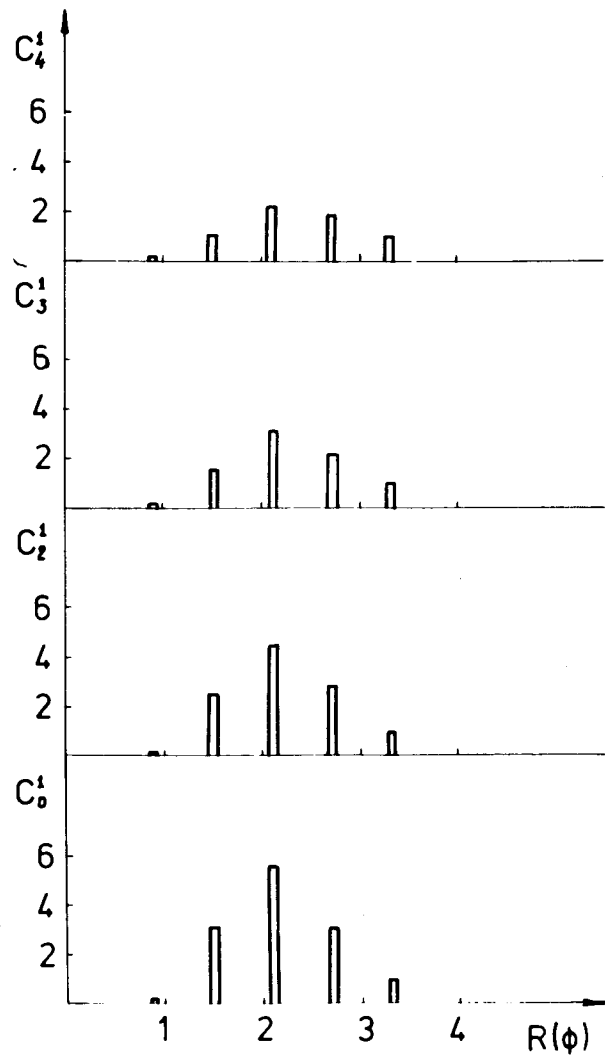


Рис. 1. Решения уравнения /4/ для нижайших вращательных состояний ядра углерода. Вертикальные столбики есть значения амплитуд C_j^1 . В данном расчете использовались силы Волкова № 2. ($m_a = m_r = 0,65$).

что в состояниях 3^- , 4^+ максимум функции $C_j^1(R_j)$ более пологий и несколько сдвигается в сторону больших R по сравнению с тем, что имеем для основного состояния.

Сравнение полученных в результате диагонализации собственных значений уравнения /4/ с экспериментальным спектром, расчетами без учета колебаний /7/ и с расчетами с учетом "угловых" колебаний альфа-кластеров /8/ дано на рис. 2. Хорошо видно, что учет колебаний альфа-кластеров радиального типа улучшает согласие с экспериментальным расчетного спектра /сравн. первую, вторую и четвертую колонки рис. 2/ и более чем на 1 МэВ понижает энергию связи ядра углерода. При сопоставлении проведенных здесь расчетов с результатами /8/ следует иметь ввиду, что в работе /8/ в гамильтониане учитывалось и кулоновское взаимодействие между нуклонами. Заметим, однако, что включение, наряду с линейной и треугольной конфигурациями альфа-кластеров, состояний, промежуточных между ними /"угловые" колебания/, приводит к сильному понижению энергии уровня 3^- /6/ /см. третью колонку рис. 2/. Из того же рисунка следует, что использование сил Волкова № 2 в данных расчетах энергий вращательных уровней ведет к лучшим результатам по сравнению с результатами, полученными для сил Бринка, Боекера /см. первую, четвертую, шестую колонки рис. 2/.

Результаты диагонализации гамильтониана показывают, что, как для сил V_2 , так и для сил V_1 радиальная мода движения несущественна для описания второго O^+ состояния. Это может быть следствием и нереалистической асимптотики одночастичных волновых функций /9/, и дефектов выбранных нуклон-нуклонных сил. В частности, наряду с правильным предсказанием энергии связи трех изолированных альфа-частиц, используемые нуклон-нуклонные силы дают неудовлетворительное значение ее для ядра ^{12}C . Радиальная мода движения чувствительна к такому недостатку эффективного двухчастичного взаимодействия. В рамках сделанных здесь приближений в выборе как двухчастичных сил, так и одночастичных волновых функций второе O^+ -состояние генерируется "угловыми" колебаниями альфа-кластеров /8/.

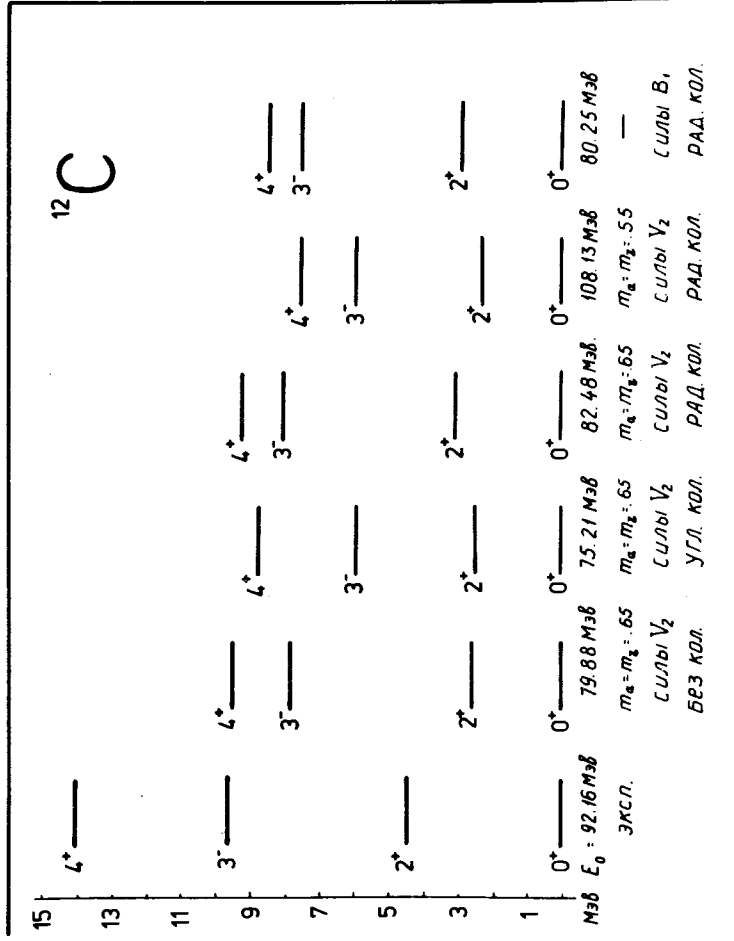


Рис. 2. Сравнение полученных в результате диагонализации собственных значений энергии с экспериментальным спектром, расчетами без учета колебания и расчетами с учетом "угловых" колебаний.

3. Формфакторы рассеяния электронов с возбуждением альфа-кластерного ядра в борновском приближении определяются формулой

$$F_L^{B^2}(q) = G(q) |i^L \sqrt{4\pi(2L+1)} \int r^2 \rho_L(r) j_L(qr) dr|^2, \quad /8/$$

где L - переданный момент количества движения, $\rho_L(r)$ - переходная плотность /рассчитывалась с помощью волновых функций /2//, $j_L(qr)$ - сферическая функция Бесселя, $G(q)$ учитывает конечные размеры протона и движение центра масс атомного ядра /10/.

Формфакторы упругого рассеяния электронов на ядре углерода, рассчитанные по формуле /8/, изображены на рис. 3/, сплошная, пунктирная и штрихпунктирная кривые отвечают учету радиальных колебаний для нуклон-нуклонных двухчастичных взаимодействий $V_2(m_a=m_r=0,65)$; ($m_a=m_r=0,55$) и V_1 соответственно/. Большое отклонение сплошной и штрихпунктирной кривых от экспериментального формфактора есть следствие завышенных значений среднеквадратичных радиусов ядра углерода для сил $V_2(m_a(r)=0,65)$ и V_1 /см. табл. 2/. Лучшее согласие рассчитанного формфактора с экспериментально наблюдаемым имеет место для эффективного взаимодействия с компонентой обменных сил Майорана с $m_a=m_r=0,55$ /пунктирная кривая/. Такое изменение параметра обменного взаимодействия приводит одновременно к "сжатию" спектра и возрастанию абсолютной величины энергии связи /сравни. четвертую и пятую колонки рис. 2/.

Таким образом, проведенный здесь учет радиальных колебаний приводит к нарушению хорошего согласия теоретического формфактора упругого рассеяния электронов с экспериментальным /9/. В этой связи отметим, что "реальные" нуклон-нуклонные силы должны приводить к поведению

$$C_0^1(\vec{R} - \vec{R}_0) \rightarrow \delta(\vec{R} - \vec{R}_0), \quad /9/$$

где \vec{R}_0 определяет равновесное положение альфа-кластера, δ - дельта-функция Дирака.

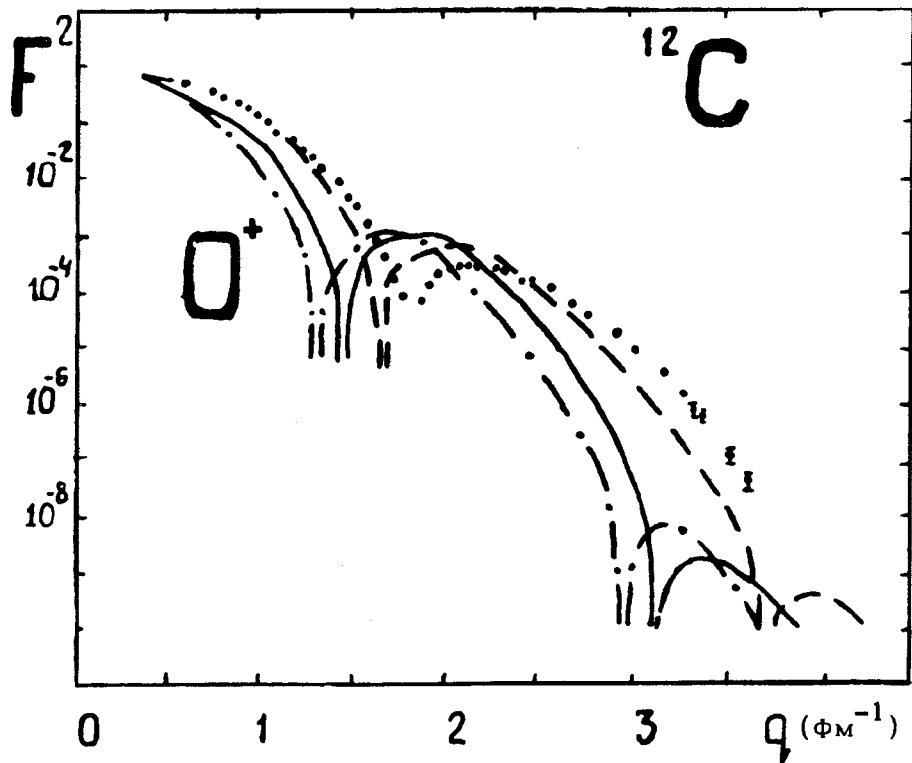


Рис. 3. Формфактор упругого рассеяния электронов на ядре углерода, рассчитанный с учетом радиальных колебаний альфа-кластеров. Сплошная, пунктирная и штрихпунктирная кривые отвечают учету колебаний для сил Волкова №2 ($m_\alpha = m_\tau = 0,65$), и ($m_\alpha = m_\tau = 0,55$) и сил Бринка, Бокера соответственно.

Таблица 2

Значения среднеквадратичных радиусов ядра углерода, рассчитанные с учетом радиальных колебаний альфа-кластеров, для различных нуклон-нуклонных сил. Экспериментальный среднеквадратичный радиус ядра углерода - 2,37 Фм

NN - силы	$V_2(m_\alpha = m_\tau = 0.65)$	V_1	$V_2(m_\alpha = m_\tau = 0.55)$
$\bar{R} (^{12}\text{C})$	2.78	3.00	2.49

В заключение автор выражает благодарность Е.В.Инопину за стимулирующие беседы, В.К.Лукьянову и Ю.С.Полью - за полезные обсуждения.

Литература

1. Schiff. Phys.Rev., 98, 1281 (1955).
2. А.Н.Антонов, Е.В.Инопин. ЯФ, 16, 326 /1972/.
3. D.M.Brink. Intern. School of physics "Enrico Fermi", course XXXVI (1965).
4. A.V.Volkov. Nucl.Phys., 74, 33 (1965).
5. D.M.Brink, E.Boeker. Nucl.Phys., A91, 1.(1967).
6. А.И.Салтыков. В сб. Труды совещания по программированию и математическим методам решения физических задач. ОИЯИ, Д10-7707, Дубна, 1974.
7. N.Takigawa, A.Arima. Nucl.Phys., A168, 593 (1971).
8. N. de Takacsy. Nucl.Phys., A178, 469 (1972).
9. Е.В.Инопин, В.К.Лукьянов, Ю.С.Поль. ЯФ, 19, 987 /1974/.
10. Е.В.Инопин, В.С.Кинчаков, В.К.Лукьянов, Ю.С.Поль. Препринт ОИЯИ, Р4-7741, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел 15 января 1975 года.