Письма в ЖЭТФ, том 88, вып. 2, с. 83 – 87 © 2008 г. 25 июля

Роль ядерного и электромагнитного взаимодействий в когерентной диссоциации релятивистского ядра ^{7}Li по каналу ^{3}H + ^{4}He

Н. Г. Пересадько, В. Н. Фетисов[1], *Ю. А. Александров, С. Г. Герасимов, В. А. Дронов, В. Г. Ларионова, Е. И. Тамм, С. П. Харламов*

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 мая 2008 г.

Представлены результаты измерений дифференциального сечения по переданному поперечному импульсу Q и полного сечения (31±4 мб) когерентной диссоциации ядра ^{7}Li с импульсом 3A ГэВ/c по каналу ^{3}H + ^{4}He на ядрах фотоэмульсии. Наблюдаемая Q-зависимость сечения объясняется преимущественным наложением ядерных дифракционных картин на легких (C,N,O) и тяжелых (Br, Ag) ядрах эмульсии. Вычисленные вклады в сечение ядерной дифракционной ($Q \leq 400$ МэВ/c) и кулоновской ($Q \leq 50$ МэВ/c) диссоциации равны, соответственно, 40.7 мб и 4 мб.

PACS: 21.60.Gx, 24.10.Ht, 25.70.Mn, 25.75.−q, 29.40.Rg

Проблема изучения свойств атомных ядер и механизмов реакций под действием кулоновского и ядерного взаимодействий в ядер-ядерных столкновениях имеет более чем полувековую историю [1 – 4]. В последние годы эти исследования быстро распространяются на область релятивистских энергий [5 – 8].

Известно, что при энергиях порядка сотен МэВ и выше наряду с кулоновским взаимодействием становится существенным ядерный дифракционный механизм реакций при малых переданных импульсах Q (аналогичный оптической дифракции), предсказанный еще в пятидесятых годах прошлого столетия [9 – 12]. Характерным признаком дифракции являются наблюдаемые осцилляции сечений упругого рассеяния частиц и ядер ($d\sigma/dQ$) с главным максимумом в области малых углов $\vartheta \simeq \lambda/R$, где λ – де-бройлевская длина волны налетающей частицы, R – радиус области ядерного взаимодействия. Известно также [12], что дифракционный механизм может вызывать когерентное расщепление налетающего ядра (без возбуждения ядра-мишени), а также рождение частиц. При релятивистских энергиях уже наблюдался процесс расщепления ядра ^{12}C на три α-частицы [13, 14]. Однако прямое наблюдение счетчиковой методикой дифракционной картины (измерение $d\sigma/dQ$) при расщеплении ядер до сих пор остается сложной задачей. В таких опытах обычно анализируются энергетические спектры заряженных частиц под заданными углами [15, 16].

Из многообразия реакций, реализующихся при столкновении релятивистских ядер (мультифрагментация, рождение мезонов), мы выбрали сравнительно простой, соответствующий двухкластерной структуре ядра ^{7}Li, канал когерентного (упругого) расщепления ^{7}Li ($\lambda \simeq 0.01$ фм), который удобен для применения развитых теоретических подходов к описанию такого класса реакций.

В эксперименте измеряется сечение $d\sigma/dQ$ упругого расщепления ядра ^{7}Li с целью исследования дифракционной картины процесса и определения вклада электромагнитного расщепления. Как показали предварительные измерения [8] методом ядерных фотоэмульсий, для выбранной реакции характерны очень малые углы вылета ядер и соответственно малые $Q \leq 0.45$ ГэВ/c, при которых можно ожидать совместного проявления кулоновского и ядерного дифракционного механизмов процесса [5]. В рамках теоретических подходов [5, 17, 10, 18], с использованием двухкластерной модели ядра ^{7}Li с запрещенными принципом Паули состояниями [19, 20], выявляются области по переменной Q вкладов кулоновского и ядерного взаимодействий.

Эмульсионная камера, составленная из слоев фотоэмульсии БР-2, чувствительной к минимальной ионизации однозарядных частиц, была облучена в пучке ядер ^{7}Li с импульсом $p_0 = 3$ ГэВ/c на нуклон на синхрофазотроне ОИЯИ. В используемых фотоэмульсиях следы ядер ^{7}Li, а также однозарядных и двухзарядных релятивистских фрагментов однозначно определяются визуально по плотности ионизации. Массовые числа фрагментов A_f определялись по измерениям средних значений углов многократного кулоновского рассеяния фрагментов. Детальное описание процедуры идентификации протонов, дейтронов, ядер ^{3}H и ^{3,4}He по распределениям частиц по импульсам дано в работе [8].

[1]e-mail: fetisov@sci.lebedev.ru

Из полного числа 3730 неупругих взаимодействий выделено 85 событий упругого расщепления ^{7}Li по каналу ^{3}H+^{4}He, которые не сопровождаются разрушением ядер-мишеней и вылетом других частиц. В ядерной фотоэмульсии содержится по $1.03 \cdot 10^{22}\,\text{см}^{-3}$ ядер Ag и Br и $2.85 \cdot 10^{22}\,\text{см}^{-3}$ близких по массе ядер C,N,O. Пробеги ядер отдачи Ag, Br с импульсами менее 1 ГэВ/с настолько малы, что не регистрируются. Ядра C,N,O с импульсами, превышающими 200–300 МэВ/с, имеют пробеги более 2 мкм и могут быть идентифицированы. В найденных событиях $Q \leq 400$ МэВ/с и ядра отдачи не были замечены. Случаи взаимодействий ^{7}Li с протонами эмульсии были идентифицированы, но в данной работе они не рассматриваются.

Эти 85 событий были зарегистрированы при просмотре пучковых следов общей длины 548.37 м, что соответствует среднему свободному пробегу для этой реакции 6.5±0.7 м. Сечение реакции, усредненное по всем ядрам фотоэмульсии, определяется как отношение числа событий к полному числу ядер на длине прослеженных треков $\sigma = 85/5.4837 \cdot 10^4\,\text{см} \cdot 4.91 \cdot 10^{22}\,\text{см}^{-3} = 31 \pm 4$ мб.

Переданный поперечный импульс Q равен сумме векторов поперечных импульсов ^{3}H и ^{4}He. Их величины определяются соотношением $p_t = p_0 A_f \sin(\theta)$, где θ – угол вылета фрагмента относительно первичного направления ядра ^{7}Li. Точность измерений значений Q оценивается равной ~ 10 МэВ/с. Экспериментальное сечение $d\sigma/dQ$ приведено на рис.1 вместе с теоретическими кривыми, описание которых приводится ниже. Характерная немонотонная зависимость сечения от Q с максимумом в области 100–170 МэВ/с и минимумом в районе ~ 200 МэВ/с сохраняется при варьировании интервала гистограммирования ΔQ от 15 до 40 МэВ/с.

Ядра ^{6,7}Li и ^{7}Be являются легчайшими ядрами $1p$-оболочки. Для них, как известно, велика вероятность двухкластерной структуры ($\sim 0.8-1.0$) [21]. В данной работе ядро ^{7}Li и состояния кластеров ^{3}H, ^{4}He в непрерывном спектре описываются в потенциальной модели с запрещенными принципом Паули состояниями, сформулированной в работах [19, 20]. Она хорошо зарекомендовала себя в описании статических свойств легких кластерных ядер, ядерных формфакторов, процессов фоторасщепления и фаз рассеяния [22, 23].

Потенциал взаимодействия кластеров записывается в виде суммы трех членов, соответствующих центральному, V, спин-орбитальному, V_{so}, и кулоновскому, V_c, взаимодействиям

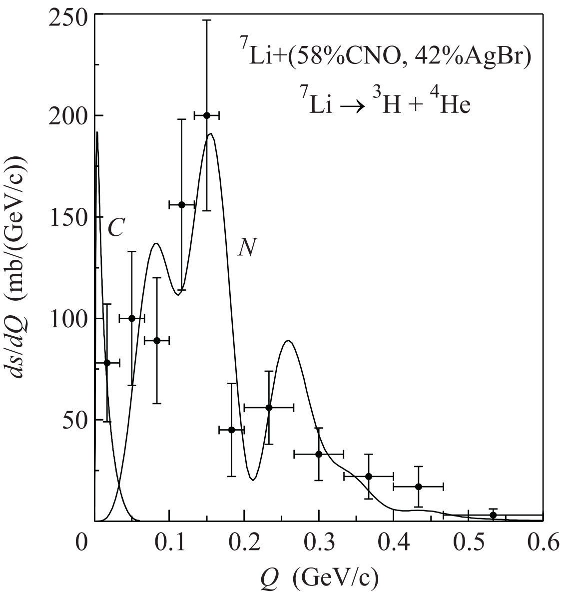

Рис.1. Экспериментальные данные и теоретические кривые сечений кулоновского (C) и ядерного дифракционного (N) расщеплений ^{7}Li

$$V(r) = -V_0(1 + \exp[(r - R_c)/a])^{-1},$$
$$V_{so}(r) = -V_1 \mathbf{ls} \frac{d}{r\,dr} V(r), \tag{1}$$

$$V_c(r) = \begin{cases} \dfrac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_c}\left(3 - \dfrac{r^2}{R_c^2}\right), & r \leq R_c \\ \dfrac{Z_1 Z_2 e^2}{r}, & r > R_c. \end{cases} \tag{2}$$

с ранее установленными параметрами [19, 24]

$$V_{00} = 98.5\,\text{МэВ},\ \Delta V = 11.5\,\text{МэВ},$$
$$R_c = 1.8\,\text{фм},\ a = 0.7\,\text{фм},$$
$$V_0 = V_{00} + \Delta V(-1)^{l+1},$$
$$V_1 = 0.015(3 + (-1)^{l+1})\,\text{фм}^2. \tag{3}$$

При вычислении сечений мы используем приведенные в работе [24] волновые функции двух разрешенных $P_{3/2}(-2.36$ МэВ, основное состояние ^{7}Li), $P_{1/2}(-1.59)$ и шести запрещенных $S_{1/2}(-57.4)$, $S_{1/2}(-15.9)$, $P_{3/2}(-34.4)$, $P_{1/2}(-32.3)$, $D_{5/2}(-13.7)$, $D_{3/2}(-11.1)$ связанных состояний в данном потенциале.

Важным предположением развитых теорий кулоновской диссоциации релятивистских ядер [17] и [25] (квантовый и полуклассический подходы) является малость кулоновской амплитуды по сравнению с ядерной для прицельных параметров $b \leq R$, где величина R порядка суммы радиусов сталкивающихся ядер. Принимается, что для таких b доминирует ядерный механизм расщепления.

Расчет сечения расщепления ^{7}Li кулоновским полем выполнен в формализме Бертулани и Баура [5, 17] с использованием разложения электромагнитного взаимодействия по мультиполям. Главный вклад в сечение дают $E1$-переходы $P_{3/2} \to S_{1/2}, D_{3/2}, D_{5/2}$. Выполнив в исходном выражении для сечения [5, 17] интегрирование по угловым переменным импульсов вылетающих кластеров, получаем

$$\frac{d\sigma_C}{dQ} = \frac{32}{9}\Big(\frac{Ze^2}{\hbar v}\Big)^2 c_d Q R^2 \int\limits_0^\infty \frac{\xi^2}{(\xi^2+(QR)^2)^2}(I_2^2(k) + \\ + \frac{1}{2}I_{0,1/2}^2(k))(f_1^2 + \frac{1}{\gamma^2}f_0^2)k^2 dk. \quad (4)$$

Функции f_n и радиальные интегралы $I_{l,j}(k)$ для дипольных переходов имеют вид

$$f_n = \xi J_n(QR)K_{n+1}(\xi) - QRJ_{n+1}(QR)K_n(\xi), \\ I_{l,j}(k) = \int\limits_0^\infty R_{l,j}(k,r)R_i(r)r^3 dr, \quad (5)$$

где J_n и K_n – функции Бесселя, l, j – орбитальный и полный моменты, R_i и $R_{l,j}$ – волновые функции кластеров в основном состоянии (энергия связи $E_b^{\exp} = 2.47$ Мэв) и в континууме. В интегралах $I_{2,j} = I_2$ пренебрегается малым различием $D_{3/2}$- и $D_{5/2}$-состояний. Функции $R_{l,j}(k,r)$ переходят в сферические функции Бесселя $j_l(kr)$ при выключении взаимодействия. В формуле (4) Z – число протонов в ядре-мишени, v – скорость ^{7}Li, коэффициент $c_d = (Z_1\beta_1 - Z_2\beta_2)^2$ $(\beta_{1(2)} = m_{2(1)}/(m_1+m_2)$, m_i – массы кластеров) определяет дипольный момент кластерной системы, $\gamma = (1-(v/c)^2)^{-1/2}$, $\xi = (\omega R)/(\gamma v)$, $\omega = E_b + (\hbar k)^2/2\mu_{\alpha t}$. В расчетах приняты средние значения $\bar{R} = 5.0$ фм, $\bar{Z} = 7$ (CNO) и $\bar{R} = 8.1$ фм, $\bar{Z} = 41$ (AgBr). Q-зависимость сечения, охватывающая очень узкий интервал $Q \leq 50$ МэВ/с с максимумом при $Q \simeq 3.5$ Мэв/с, показана кривой C на рис.1. Для эмульсии (58%CNO и 42%AgBr) вычисленное полное сечение σ_C равно 4 мб. В интервал Q$\leq$ 30 МэВ/с попадают всего 6 событий, что позволяет дать оценку сечения на ядрах (Ag,Br) $\sigma_C = 6/(5.4837\cdot 10^4$ см$\cdot 2.06\cdot 10^{22}$ см$^{-3} = 5 \pm 2$ мб, которая несколько меньше вычисленного сечения 9.1 мб для этих ядер. Малые величины σ_C и интервала Q указывают на необходимость рассмотрения вклада ядерной фрагментации.

Следуя формализму Ахиезера-Ситенко [10], развитому недавно в работе [18] применительно к дифракционному рассеянию двухкластерных ядер, сечение процесса определяется матричными элементами комбинации профильных функций $\omega(b)$:

$$\omega_\alpha(b_\alpha) + \omega_t(b_t) - \omega_\alpha(b_\alpha)\omega_t(b_t), \\ \omega_i(b) = 1 - \exp(i\chi_i(b)). \quad (6)$$

Фазовые функции χ_i, описывающие столкновения ядер с массовыми числами A_1 и A_2, вычислялись в оптическом пределе модели Глаубера-Ситенко с использованием формулы свертки ядерных формфакторов $S_{A_i}(q)$ и NN-амплитуды [26]:

$$i\chi(b) = -\frac{A_1A_2\sigma_N}{8\pi^2}(1-i\rho)\times \\ \times \int \exp(-i\mathbf{qb} - a_N q^2/2)K(q)S_{A_1}S_{A_2}d^2q. \quad (7)$$

Для (α, t)-кластеров и ядер C, N, O формфакторы вычислялись в осцилляторной модели оболочек с поправкой $K(q)$ на движение центра масс. Для ядер Ag, Br принималось фермиевское распределение плотности. Параметры осцилляторной модели и фермиевского распределения согласованы стандартным способом [27, 28] с экспериментальными среднеквадратичными радиусами ядер [29] – $\bar{r}_t = 1.7$ фм, $\bar{r}_\alpha = 1.67$ фм, $\bar{r}_{CNO} = 2.54$ фм, $\bar{r}_{Br} = 5.1$ фм, $\bar{r}_{Ag} = 5.62$ фм. Принятые значения параметров NN-взаимодействия следующие: $\sigma_N = 43.0$ мб, $\rho = -0.35$, $a_N = 0.242$ фм^2 [28]. Вследствие малого различия ω_α и ω_t для выбранного ядра-мишени в качестве $\omega(b)$ мы используем полусумму этих функций. Действительные и мнимые части $\omega(b)$ для легких и тяжелых ядер эмульсии показаны на рис.2. Два первых слагаемых в (6), отвечающих импульсному приближению, дают основной вклад в сечение:

$$\frac{d\sigma_N}{dQ} = A\Big(1 + I_0(Q) - \frac{3}{2}\sum_{lj,L}(I_L^{lj}(\beta_1 Q) + \\ +(-1)^L I_L^{lj}(\beta_2 Q))^2 \hat{l}\hat{j}(10l0|L0)^2 \begin{Bmatrix} j & l & 1/2 \\ 1 & 3/2 & L \end{Bmatrix}^2\Big), \quad (8)$$

$$\frac{A}{4\pi Q} = \left|\int\limits_0^\infty \omega(b)J_0(Qb)bdb\right|^2, \\ I_0(q) = \int\limits_0^\infty j_0(qr)R_i^2 r^2 dr, \quad (9) \\ I_L^{lj}(q) = \int\limits_0^\infty j_L(qr)R_{lj}R_i r^2 dr.$$

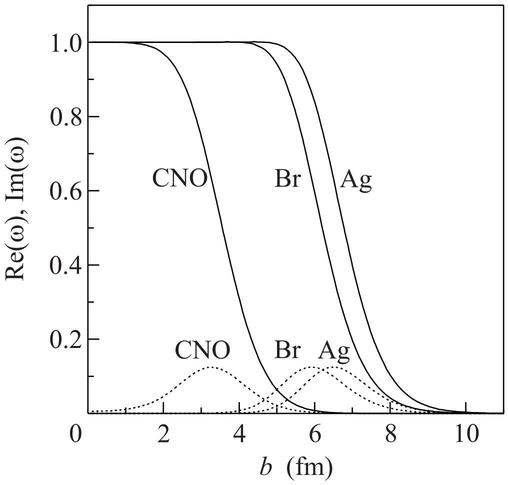

Рис.2. Действительные $\mathrm{Re}(\omega)$ (сплошные линии) и мнимые $\mathrm{Im}(\omega)$ (пунктирные линии) части профильных функций

Выражение (8) получено с использованием полноты состояний кластерного гамильтониана, позволившей исключить интегрирование по состояниям континуума и выразить сечение через матричные элементы по всем связанным (l,j)-состояниям. В формуле (8) следующие за фактором $\hat{l}\,\hat{j}=(2l+1)(2j+1)$ множители есть квадраты коэффициента Клебша-Жордана и $6j$-символа. Знакопеременный вклад в сечение третьего члена в (6), отвечающего столкновению сразу двух кластеров с ядром-мишенью (eclipse term), как показали вычисления для ядер с резким краем, влияет на сечение на уровне не более 1–2%.

Сечения $d\sigma_N/dQ$ для легких (C,N,O; $\sigma_N=31.6$ мб) и тяжелых ядер-мишеней (Br, $\sigma_N = 50.6$ мб; Ag, $\sigma_N = 56.0$ мб) ограничены областью $Q \le 0.4$ ГэВ/с и имеют ярко выраженную осциллирующую форму с периодами осцилляций по Q, близкими к нулям функции $J_1(QR)$, где величина R порядка размера области профильной функции $\mathrm{Re}(\omega)$. Мнимые части $\mathrm{Im}(\omega)$ дают малые вклады в сечения и приводят к небольшому заполнению минимумов. Отметим, что для “черного” ядра с резкой границей сечение пропорционально $J_1^2(QR)$ [10]. Такая модель сильного поглощения противоречит эксперименту – она дает множество осцилляций в очень широком дифракционном конусе ($Q \le 2$ ГэВ/с) и приводит к слишком большим сечениям (более 200 мб). Для ядер с размытой поверхностью принятая в данной работе теория предсказывает два максимума в сечении на ядрах C,N,O при $Q \simeq 120$ и 280 МэВ/с с отношением интенсивностей 1:0.34 и четыре максимума на ядрах Br,Ag при $Q \simeq 70$, 170, 270 и 360 МэВ/с с примерным отношением интенсивностей 0.7:1.0:0.5:0.15. Это связано с большим различием радиусов легких и тяжелых ядер и соответствующих профильных функций. Такая картина неупругой когерентной дифракции отличается от дифракционной картины в упругом рассеянии, где доминирует пик при нулевом угле рассеяния.

Результирующая кривая сечения (N) с учетом ядерного состава эмульсии и экспериментальные данные показаны на рис.1. Ядерные и электромагнитные теоретические сечения умножены на общий коэффициент $k = 0.7$ для нормировки на полное измеренное сечение. Как видно из рисунка, Q-зависимость сечения объясняется наложением двух дифракционных картин (индивидуальных осцилляций сечений) на легких и тяжелых ядрах эмульсии. Области действия механизмов кулоновского и ядерного расщеплений оказываются хорошо разделенными, а их интерференция, которую мы не рассматривали, ожидается в узком интервале $0 \le Q \le 50$ МэВ/с. Следует отметить превышение теоретического полного сечения $\sigma_N+\sigma_C = 44.7$ мб над экспериментальным 31 ± 4 мб. Вполне вероятно, что различие сечений связано с использованием плосковолнового импульсного приближения [4]. Возможно также, что (α,t)-кластеризация в ^{7}Li не является стопроцентной.

Представленные результаты показывают, что двухкластерное ядро ^{7}Li может быть использовано, подобно дейтрону, в качестве пробного ядра для проверки теорий электромагнитного и дифракционного расщеплений и получения информации о поверхностном слое атомных ядер. Представляет интерес постановка опытов по наблюдению характерных дифракционных картин когерентного расщепления ^{7}Li по (α,t)-каналу на чистых ядрах-мишенях в широком диапазоне массовых чисел с использованием счетчиковой методики.

Авторы выражают глубокую благодарность А.В. Писецкой и Л.Н. Шестеркиной за огромный труд по поиску и измерениям событий на микроскопах, а также проф. В.Г. Неудачину за ценную информацию о теоретических исследованиях в НИИЯФ МГУ по кластерной структуре легких ядер и плодотворное обсуждение результатов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант # 07-02-00871-а.

1. Л. Д. Ландау, Phys. Zs. Sovietun. **1**, 88 (1932); Собр. трудов т. 6.
2. R. Serber, Phys. Rev. **72**, 1008 (1947).
3. K. Alder and A. Winther, *Electromagnetic Excitation*, North-Holland, Amsterdam, 1975.

4. А. Г. Ситенко, *Теория ядерных реакций*, М.: Энергоатомиздат, 1983.
5. C. A. Bertulani and G. Baur, Phys. Rep. **163**, 299 (1988).
6. Л. С. Ажгирей and Н. П. Юдин, ЭЧАЯ **37**, 1012 (2006).
7. The BECQUEREL Project, http://becquerel.jinr.ru/.
8. M. I. Adamovich et al., J. Phys. G **30**, 1479 (2004).
9. A. I. Ахиезер, А. Г. Ситенко, Уч. зап. Харьк. ун-та **64**, 9 (1955).
10. A. I. Akhieser and A. G. Sitenko, Phys. Rev. **106**, 1236 (1957).
11. R. Glauber, Phys. Rev. **99**, 1515 (1955).
12. И. Я. Померанчук, Е. Л. Фейнберг, ДАН СССР **93**, 439 (1953); Е. Л. Фейнберг, ЖЭТФ **29**, 115, (1955); Е. Л. Фейнберг, И. Я. Померанчук, Suppl. Nuovo Cim. **3**, 652 (1956).
13. J. Engelage et al., Phys. Lett. B **173**, 34 (1986); F. A. Cucinotta and R. R. Dubey, Phys. Rev. C **50**, 1090 (1994).
14. В. В. Белага, А. А. Бенджаза, В. В. Русакова и др., ЯФ **58**, 2014 (1993).
15. H. Okamura et al., Phys. Rev. C **58**, 2180 (1998).
16. N. Heide, D. K. Srivastava, and H. Rebel, Phys. Rev. Lett. **63**, 601 (1985).
17. C. A. Bertulani and G. Baur, Nucl. Phys. A **442**, 739 (1985).
18. В. В. Давидовский, М. В. Евланов, В. К. Тартаковский, ЯФ **69**, 252 (2006).
19. В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, *Современные проблемы оптики и ядерной физики*, Киев, 1974, стр. 225.
20. В. И. Кукулин, В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, ЭЧАЯ **10**, 1236 (1979).
21. В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, *Нуклонные ассоциации в легких ядрах*, М.: Наука, 1969.
22. С. Б. Дубовиченко, *Свойства легких атомных ядер в потенциальной кластерной модели*, Денкер, Алматы, 2004.
23. Н. А. Буркова, К. А. Жаксыбекова, М. А. Жусупов, ЭЧАЯ **36**, 821 (2005).
24. С. Б. Дубовиченко, М. А. Жусупов, Изв. АН КазССР, сер.физ.-мат. №4, 44 (1983).
25. A. Winther and K. Alder, Nucl. Phys. A **319**, 518 (1979).
26. V. Franco and A. Tekou, Phys. Rev. C **16**, 658 (1977).
27. L. J. Tassie and F. C. Barker, Phys. Rev. **111**, 940 (1958).
28. V. Franco, Phys. Rev. **6**, 748 (1972).
29. R. C. Barrett and D. F. Jackson, *Nuclear Sizes and Structure*, Clarendon press Oxford 1977.