

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



15/3-76

A-941

P2 - 9415

954/2-76

Г.Н.Афанасьев, В.М.Шилов, С.М.Елисеев

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ
СТРУКТУРЫ НУКЛОНОВ
НА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ
РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА АТОМНЫХ ЯДРАХ

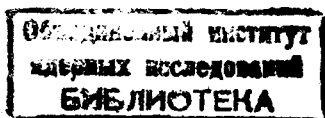
1975

P2 - 9415

Г.Н.Афанасьев, В.М.Шилов, С.М.Елисеев

**ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ
СТРУКТУРЫ НУКЛОНОВ
НА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ
РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА АТОМНЫХ ЯДРАХ**

Направлено в ЯФ



До недавнего времени считалось, что вклад нейтронов в сечение упругого рассеяния электронов атомными ядрами незначителен по сравнению с вкладом протонов. Впервые это утверждение было подвергнуто сомнению в работе /1/. В этой работе был оценен вклад нейтронов в сечение упругого рассеяния электронов. В отдельных случаях он составлял около 30%.

Цель данной работы состоит в выяснении вклада отдельных составляющих формфакторов нуклонов для широкого круга ядер.

Прежде всего заметим, что полная зарядовая плотность, учитывающая как электрическую, так и магнитную структуру нуклонов, может быть записана в виде следующей суммы четырех однократных интегралов:

$$\rho_{ch}(r) = \frac{2}{\pi r} \int r' dr' \rho_p^E(r') K_p^E(r, r') + \frac{2}{\pi r} \int r' dr' \rho_N^E(r') K_N^E(r, r') - \\ - \frac{\Lambda_p^2}{2\pi r} \int \frac{dr'}{r'} \rho_p^M(r') K_p^M(r, r') - \frac{\Lambda_N^2}{2\pi r} \int \frac{dr'}{r'} \rho_N^M(r') K_N^M(r, r'). \quad /1/$$

Здесь $\rho_p^E(r)$, $\rho_N^E(r)$, $\rho_p^M(r)$ и $\rho_N^M(r)$ - плотности распределений центров электрических зарядов протонов и нейтронов, а также их магнитных моментов.

$$\rho_p^E(r) = \sum_{n\ell j} N_p(n, \ell, j) [R_{n\ell j}^{(p)}(r)]^2 \\ \rho_N^E(r) = \sum_{n\ell j} N_N(n, \ell, j) [R_{n\ell j}^{(N)}(r)]^2$$

$$\rho_p^M(r) = \sum_{n\ell} \{ N_p(n, \ell, \ell + \frac{1}{2}) \ell [R_{n\ell\ell + \frac{1}{2}}^{(p)}(r)]^2 - N_p(n, \ell, \ell - \frac{1}{2}) (\ell + 1) [R_{n\ell\ell - \frac{1}{2}}^{(p)}(r)]^2 \}$$

$$\rho_N^M(r) = \sum_{n\ell} \{ N_N(n, \ell, \ell + \frac{1}{2}) \ell [R_{n\ell\ell + \frac{1}{2}}^{(N)}(r)]^2 - N_N(n, \ell, \ell - \frac{1}{2}) (\ell + 1) [R_{n\ell\ell - \frac{1}{2}}^{(N)}(r)]^2 \},$$

где $N_{(p,N)}(n\ell j)$ - число протонов /нейтронов/ на уровне с квантовыми числами n, ℓ, j ; $R_{n\ell j}^{(p,N)}(r)$ - одночастичные волновые функции.

Функции $K(r, r')$ зависят от структуры нуклонов. В качестве примера приведем функцию $K_p^E(r, r')$

$$K_p^E(r, r') = \frac{\pi}{4a} e^{-\frac{|r-r'|}{a}} \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{|r-r'|}{a} \right) \left(1 + \frac{\Lambda_p^2}{8a^2} \right) - \frac{\Lambda_p^2}{8a^2} \right] + \frac{\pi}{4a} e^{-\frac{r+r'}{a}} \left[\frac{\Lambda_p^2}{8a^2} - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{r+r'}{a} \right) \left(1 + \frac{\Lambda_p^2}{8a^2} \right) \right]$$

Λ_p - комptonовская длина волны протона/. При этом были использованы следующие выражения для формфакторов нуклонов:

$$G_p^E(q^2) = \frac{1}{(1+q^2 a^2)^2} \quad G_N^E(q^2) = \frac{1}{(1+q^2 a_1^2)^2} - \frac{1}{(1+q^2 a_2^2)^2}$$

$$G_p^M(q^2) = \frac{2.79}{(1+q^2 a^2)^2} \quad G_N^M(q^2) = -\frac{1.91}{(1+q^2 a^2)^2}$$

a, a_1, a_2 выбирались из условия получения правильных среднеквадратичных радиусов нуклонов:

$$\langle r_p^2 \rangle = 0.64 \text{ фм}^2, \langle r_N^2 \rangle = -0.12 \text{ фм}^2.$$

В качестве одночастичных волновых функций использовались волновые функции потенциала Вудса-Саксона с параметрами, определенными в [2]. Дальнейшая процедура заключается в вычислении потенциала, соответствующего плотности /1/, и в численном интегрировании уравнения Дирака.

Отдельные слагаемые, входящие в /1/, можно рассматривать как вклады, вносимые в зарядовую плотность электрической структурой протона, электрической структурой нейтрона, магнитной структурой протона и магнитной структурой нейтрона. Поскольку обычно учитывается "размазка" только электрического заряда протона, то интересно проследить, какой вклад вносит одновременный учет электрической структуры протона в сочетании с одной из упомянутых компонент электромагнитной структуры нуклона. Полученные дифференциальные сечения удобно относить к дифференциальному сечению, вычисленному с учетом размазки только электрического заряда протона. На рис. 1 на примере упругого рассеяния электронов на ^{54}Fe /верхняя часть рисунка/ и ^{58}Fe /нижняя часть/ показаны вклады, вносимые каждым из слагаемых выражения /1/. Сплошной кривой показано отношение упругого рассеяния электронов, получаемого при учете всех компонент структуры нуклона, к сечению, учитывающему только размазку электрического заряда протона. Штрихованная линия соответствует учету размазки электрических зарядов протона и нейтрона, пунктирная учитывает размазку электрического заряда протона и магнитного момента нейтрона, штрих-пунктирная линия учитывает размазку электрического заряда и магнитного момента протона. Обращает на себя внимание то, что для ^{54}Fe происходит почти полная компенсация вклада размазок магнитных моментов протонов и нейтронов, так что кривая, учитывающая неточность электрических зарядов, практически совпадает с полной кривой. Такая компенсация уже не имеет места для ^{58}Fe .

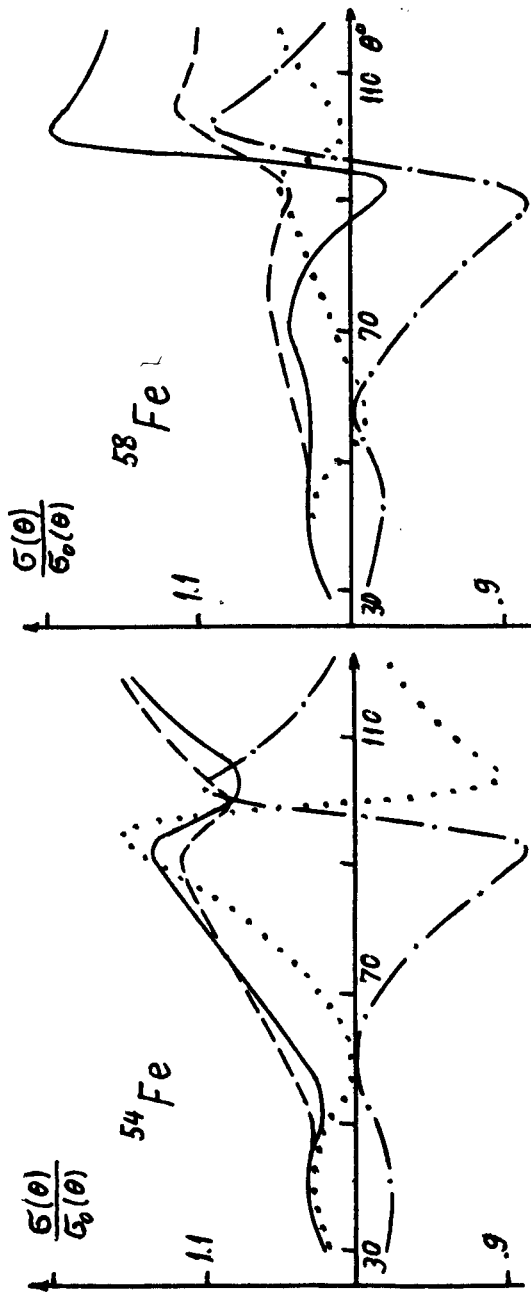


Рис. 1. Отношение дифференциальных сечений упругого рассеяния с учетом различных компонент формфакторов нуклонов к сечению, учитывающему только электрическую структуру протона. Штриховая линия соответствует учету размазки электрического заряда протона и нейтрона, пунктирная - учету размазки электрического заряда протона и магнитного момента нейтрона, штрих-пунктирная - учету размазки электрического заряда протона и магнитного момента протона. Сплошная линия соответствует учету всех компонент структуры нуклона.

Итак, мы видим, что учет магнитной структуры протона и электрической и магнитной структур нейтрона может вносить вклад в дифференциальное сечение рассеяния электронов порядка 20-30%. В связи с этим возникает вопрос, не является ли учет структуры нуклона эффектом меньшего порядка, чем, скажем, учет остаточных взаимодействий нуклонов в ядрах? В качестве примера рассмотрим влияние сил спаривания на дифференциальное сечение. На рис. 2 на примере ^{54}Fe , ^{58}Fe и ^{60}Ni показан вклад сил спаривания в дифференциальное сечение рассеяния электронов. Сплошные кривые соответствуют отношению сечений с учетом полной структуры нуклона к сечению, учитывающему только электрическую структуру протона. Пунктирная линия соответствует отношению сечения с учетом полной структуры нуклона и сил спаривания к сечению, учитывающему только электрическую структуру протона /без спаривания!/. Резюмируя, можно сказать, что учет спаривания приводит к изменениям в сечениях рассеяния электронов значительно меньшим, чем изменения, которые возникают за счет учета структуры нуклонов.

Интересно выяснить, как сказываются эффекты структуры нуклона для различных изотопов. С этой целью мы вычислили отношения сечения с учетом всех компонент структуры нуклона к сечению, учитывающему только электрическую структуру протона для изотопов Ni и Zn. Результаты представлены на рис. 3. Таким образом, как и ожидалось, имеет место увеличение упомянутых отношений по мере увеличения числа нейтронов.

Перейдем к обсуждению среднеквадратичных зарядовых радиусов ядер (СКР). Мы ограничимся четно-четными изотопами кальция, железа, никеля, цинка. Начнем с изотопов кальция. Экспериментальные зарядовые радиусы, извлекаемые из опытов по рассеянию электронов /кружки на рис. 4/, имеют характерную аномалию, состоящую в том, что СКР сначала растут, а затем убывают, причем для ^{48}Ca СКР оказывается даже меньше, чем для ^{40}Ca . В работе [3] показано, что учет сил спаривания практически не меняет зарядовых радиусов. Поэтому примем, что нуклоны движутся в среднем поле. Использование в качестве среднего поля потенциала Вудса-

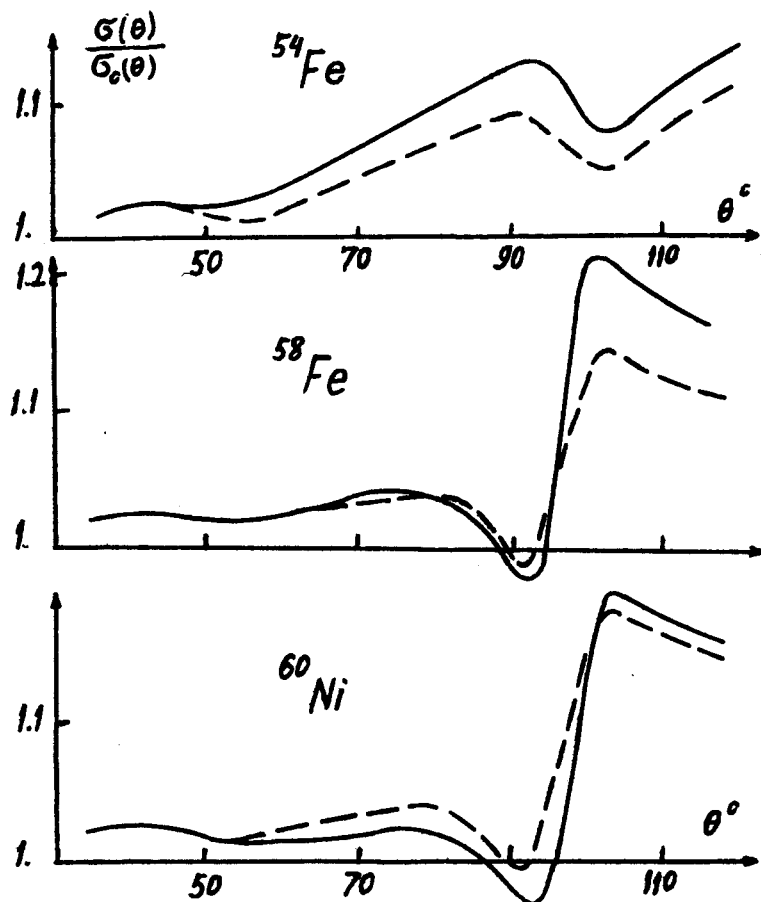


Рис. 2. Отношение сечений с учетом полной структуры нуклонов /сплошная линия/ и отношение с учетом сил спаривания и полной структуры нуклонов /штриховая линия/ к сечению, учитывающему только электрическую структуру протона без сил спаривания.

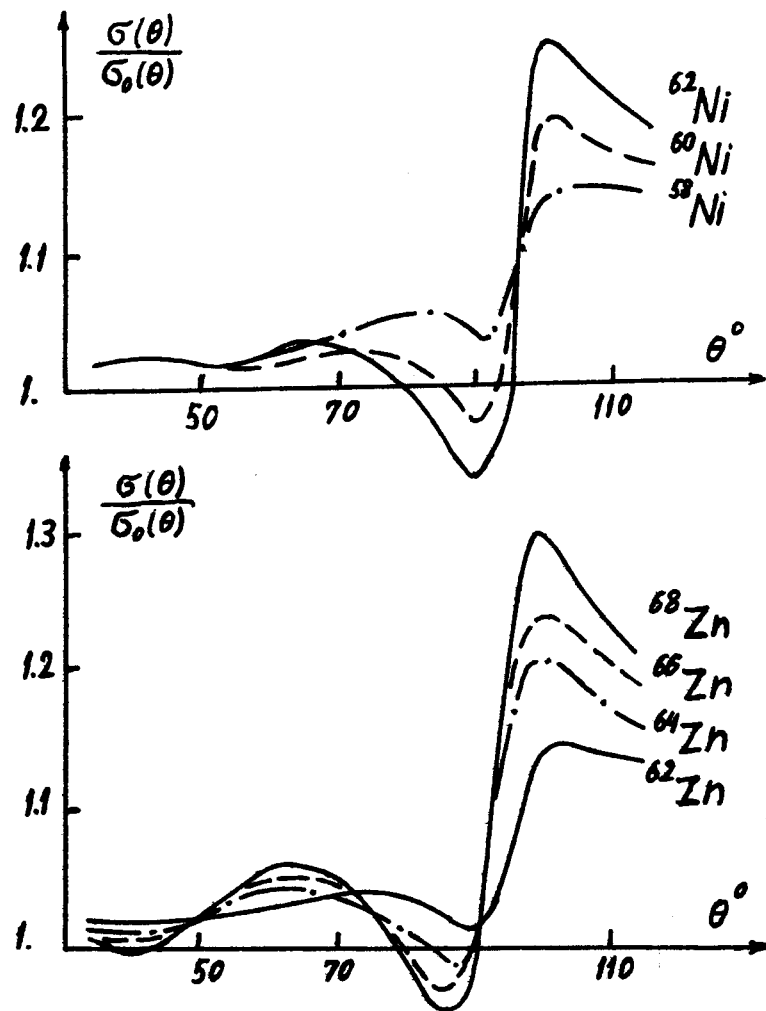


Рис. 3. Отношение сечений с учетом всех компонент структуры нуклона к сечению, учитывающему только электрическую структуру протона, для различных изотопов Ni и Zn.

Саксона с типичными параметрами ^{12/} приводит к зависимости зарядовых СКР, изображенной штрих-пунктиром на рис. 4. Минимум в ходе СКР объясняется тем, что потенциал Вудса-Саксона содержит два конкурирующих фактора. С одной стороны, с ростом числа нейтронов возрастает глубина протонной потенциальной ямы /кото-

рая пропорциональна $1 + 0,63 \frac{N-Z}{A}$, что приводит к тому,

что ядро становится более компактным. С другой стороны, возрастает радиус ямы ($R = r_0 A^{1/3}$), что приводит

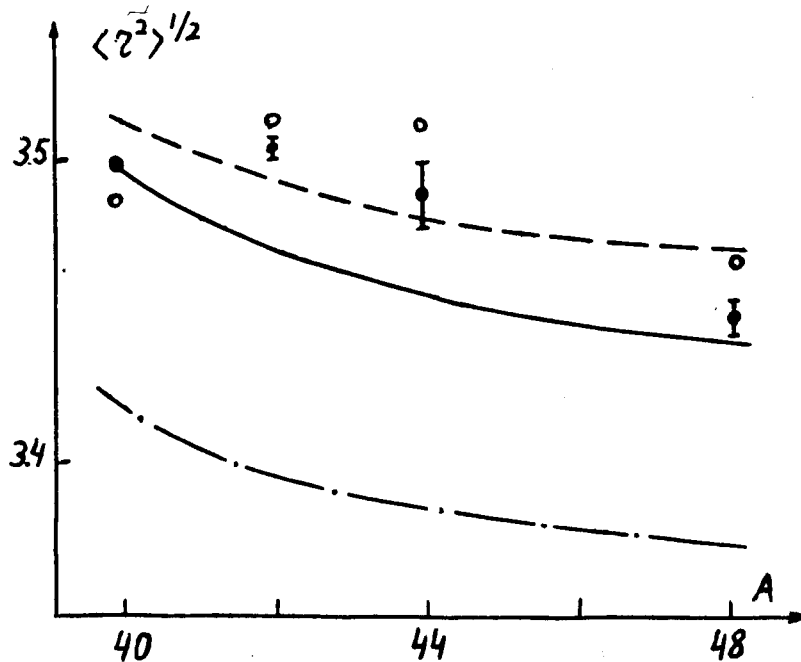


Рис. 4. Среднеквадратичные зарядовые радиусы изотопов Са. Светлые кружки - эксперимент ^{17/}. Штрих-пунктирная линия соответствует СКР -распределению центров протонов в потенциале Вудса-Саксона. В дополнении к этому штриховая линия учитывает электрическую структуру протона, а сплошная - все компоненты структуры нуклонов. Сплошные кружки дополнительно учитывают динамическую деформацию изотопов. Ошибки в вычисленных значениях СКР обязаны разбросу экспериментальных значений вероятностей E2-переходов ^{15/}.

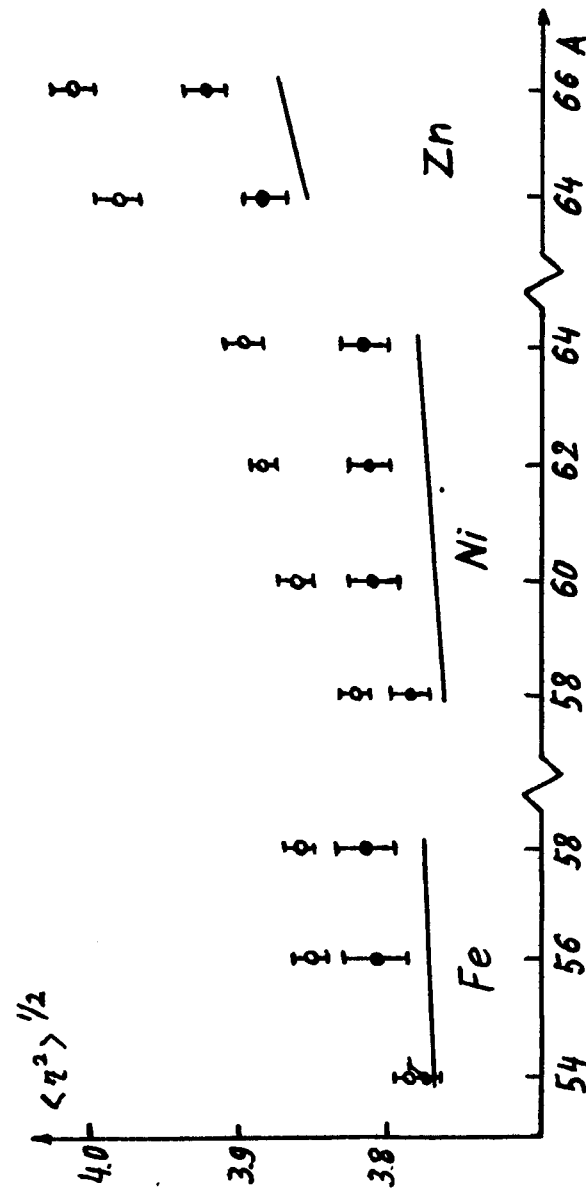


Рис. 5. Среднеквадратичные зарядовые радиусы изотопов Fe, Ni и Zn. Светлые кружки - эксперимент ^{16/}. Сплошная линия - расчет с учетом всех компонент структуры нуклонов. Сплошные кружки соответствуют расчету с учетом электромагнитной структуры ну-клонов и динамической деформации изотопов.

к разбуханию ядра. Учет электрической структуры протона приводит к штрихованной кривой, показанной на рис. 4. Учет всех компонент структуры нуклона сдвигает эту кривую вниз /сплошная линия/. Мы видим, что остается существенное расхождение хода кривой с экспериментальными данными. Это противоречие можно частично устранить, если учесть наличие динамической деформации у изотопов кальция. Перенормированные зарядовые радиусы равны ^{4/}:

$$\langle r^2 \rangle = (1 + \frac{5}{4\pi} \beta^2) \langle r^2 \rangle_0.$$

Параметры динамической деформации взяты из работы ^{5/}. Окончательные данные приведены на рис. 4 /сплошные кружки/. Погрешности в радиусах обязаны наличию неточностей в динамических деформациях ^{5/}. Мы видим, что качественно ход СКР напоминает экспериментальную ситуацию. О количественном согласии можно будет говорить только после уточнения параметров среднего поля и влияния остаточных неспаривательных взаимодействий.

Аналогичные расчеты были проделаны нами для изотопов Fe, Ni, Zn /рис. 5/. Экспериментальные данные взяты из работ ^{6/}. Опять-таки ход экспериментальных данных качественно воспроизводится. Заметим, что приведенные на рис. 5 экспериментальные данные /полые кружки/ не являются абсолютными, в том смысле, что изотоп ⁵⁸Ni использовался в качестве реперной точки и измерялись разности СКР данного элемента и ⁵⁸Ni. Если мы поступим аналогично, т.е. совместим вычисленный зарядовый радиус для ⁵⁸Ni с экспериментальным, то согласие для остальных элементов значительно улучшится.

Литература

1. W. Bertozzi, J. Friar, J. Heisenberg, J. W. Negele. Phys. Lett., 41B, 408, 1972.
2. Л.М.Круговая, В.Ю.Гончар, Е.В.Инопин. Вопросы атомной науки и техники. Серия "Физика высоких энергий и атомного ядра". Вып. 7/9/, 3, Харьков, 1973.

3. Г.Н.Афанасьев, Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. Препринт ОИЯИ, Р4-7534, Дубна, 1973.
4. О.Бор, Б.Моттelson. Структура атомного ядра, "Мир", М., 1971.
5. Э.В.Ланько, Г.С.Домбровская, Ю.К.Шубный. Вероятности электромагнитных переходов атомных ядер, "Наука", Ленинград, 1972.
6. А.С.Литвиненко, Н.Г.Шевченко, А.Ю.Буки и др. ЯФ, 14, 40, 1971.
7. R. Frosch, R. Hofstadter, J.S. McCarty et al. Phys. Rev., 174, 1380 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
25 декабря 1975 года.