

аф, 1972, №16, №3, с. 506-514. 24/4-72

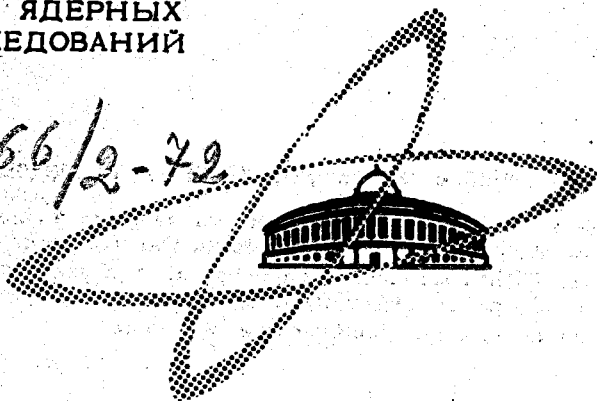
Е-499

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

1366/2-72

P4 - 6310



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Ю.Н.Елдышев, В.К.Лукьянов, Ю.С.Поль

АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ
НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ
НА БАЗЕ СИММЕТРИЗОВАННОЙ
ФЕРМИ-ПЛОТНОСТИ

1972

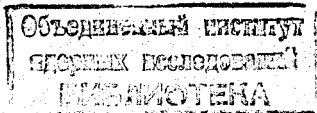
Ю.Н.Елдышев,¹ В.К.Лукьянов, Ю.С.Поль²

АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ
НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ
НА БАЗЕ СИММЕТРИЗОВАННОЙ
ФЕРМИ-ПЛОТНОСТИ

Направлено в ЯФ

¹ Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

² Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва



§ 1. Постановка задачи

Электрические формфакторы упругого рассеяния электронов на ядрах содержат ценную информацию о распределении плотности ядерного заряда (рпз). При малых переданных импульсах ($q \ll 1$ ферми⁻¹) формфактор прямо связан со среднеквадратичным радиусом ядра $R_{rms} = \langle r^2 \rangle^{1/2}$, а с ростом импульса ($q > 1$ ферми⁻¹) его поведение зависит уже от деталей рпз, специфика которых, в свою очередь, определяется характером взаимодействия между нуклонами. Усиление интереса к изучению формфакторов легких ядер в последние годы вызвано как появлением новых экспериментальных данных при больших q , так и расширением возможностей их теоретического анализа на базе современных методов расчета малонуклонных систем и моделей легких ядер.

Исследования ведутся, в основном, в двух направлениях: феноменологический анализ формфакторов с целью извлечения информации о рпз и теоретические расчеты рпз или самих формфакторов в рамках какой-либо модели ядра и сравнение их с экспериментом. Здесь мы обратим внимание на следующие, наиболее важные для нашей задачи результаты и особенности таких исследований.

1. Если феноменологический анализ формфакторов средних и тяжелых ядер позволил выбрать единого вида фермиевскую плотность

$$\rho_F = \rho_0 \left(1 + \exp \frac{r-R}{b} \right)^{-1}, \quad (1)$$

которая для каждого из ядер в этой области дает хорошее описание экспериментальных данных, то для легких ядер найти рпз общего для всех ядер вида пока не удалось. Наоборот, здесь работают с такими плотностями, которые имеют свой специальный вид для каждого ядра. Чаще всего – это многопараметрические функции с гауссовским спадом, для которых формфакторы вычисляются явно, в других случаях подгонка под эксперимент на этом базисе вообще оказывается невозможной, и приходится подбирать рпз с экспоненциальной асимптотикой, для которых формфактор обычно явно не вычисляется. Сразу же заметим, что, вообще говоря, рпз с гауссовской асимптотикой не являются теоретически оправданными, так как реальные ядерные функции, а значит, и рпз, имеют экспоненциальное поведение на больших расстояниях ($\exp -ar$, $r > R$).

2. Теоретические расчеты рпз и формфакторов проводятся обычно на базе простых ядерных функций осцилляторного потенциала, имеющих также гауссовскую асимптотику. Учет остаточных взаимодействий перемешивает эти функции и приводит к появлению в рпз сложного вида вариаций плотности, различных в каждом ядре. При этом характер гауссовского спада для рпз не изменяется.

3. В обоих подходах имеются указания на возможность неоднозначного выбора рпз, отвечающих одному и тому же экспериментальному формфактору во всей области измерения по переданному импульсу q .

Цель настоящей работы - провести феноменологический анализ зарядовых формфакторов легких ядер с помощью единого вида симметризованной ферми-плотности:

$$\rho_{SF}(r) = \rho_0 \left[\left(1 + \exp \frac{r-R}{b}\right)^{-1} + \left(1 + \exp \frac{-r-R}{b}\right)^{-1} \right] = \rho_0 \frac{\text{sh } R/b}{\text{ch } R/b + \text{ch } r/b}. \quad (2)$$

Она имеет следующие важные черты. Во-первых, это - простая двухпараметрическая функция, где R определяет полуспад плотности, а b - ширину поверхностного слоя рпз. Во-вторых, она убывает при больших r в соответствии с правильным экспоненциальным законом. В-третьих, в центре ядра эта плотность всегда выходит на плато, что отличает ее от ферми-плотности (1), которая в точке $r=0$ имеет отличную от нуля производную. Правда, для средних и тяжелых ядер, где она используется, последнее обстоятельство не существенно, ибо $\rho'_F(0) \ll 1$ и обе плотности практически совпадают. Для легких же ядер эта производная не мала, и здесь плотность (2) имеет те же преимущества, что и гауссовская.

И наконец, соответствующий плотности (2) формфактор вычисляется в аналитическом виде (см. §2). Точно так же в явном виде удастся найти нормированную константу плотности ρ_0 и среднеквадратичный радиус:

$$\rho_0 = \frac{3}{4\pi R^3} \left[1 + \left(\frac{\pi b}{R} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (3)$$

$$R_{rms} = R \sqrt{\frac{3}{5}} \sqrt{1 + \frac{7}{3} \left(\frac{\pi b}{R} \right)^2}. \quad (4)$$

Все это весьма ценно как при практической обработке экспериментальных данных, так и при использовании формфактора в других, теоретических исследованиях.

Другая задача данной работы – выяснить характер отклонений борновских расчетов формфакторов от точных и установить, когда необходимо учитывать искажение электронной волны в кулоновском поле ядра.

И последняя задача – на каком-либо примере понять характер неоднозначности в тех рпз, которые получаются из феноменологического анализа экспериментальных формфакторов, измеренных лишь в ограниченной области переданных импульсов q .

§ 2. Формфактор в борновском и высокоэнергетическом приближении

Дифференциальное сечение упругого рассеяния быстрых электронов на легких ядрах в предположении статического распределения плотности заряда вычисляется обычно в борновском приближении ($\gamma = Z/137 \ll 1$) по формуле:

$$\sigma(\theta) = \sigma_{\text{Мотт}}(\theta) |F(q)|^2. \quad (5)$$

Здесь

$$\sigma_{\text{Мотт}}(\theta) = \left(\frac{Ze^2}{2E} \right)^2 \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2} \frac{1}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \theta/2} \quad (6)$$

– моттовское сечение рассеяния на точечном заряде, где последний множитель учитывает отдачу ядра с массой M . Формфактор в борновском приближении равен:

$$F^B(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^{\infty} \sin qr \rho(r) r dr, \quad (7)$$

где

$$q = 2E \sin \theta/2 \left(1 + \frac{2M}{E} \sin^2 \theta/2 \right)^{-1/2} \quad ! \quad ? \quad (8)$$

есть переданный импульс с учетом отдачи ядра.

Чтобы получить явное выражение для формфактора симметризованной ферми-плотности, воспользуемся известным интегралом ^{1/}:

$$f(q) = \int_0^{\infty} \frac{\cos qr dr}{\operatorname{ch} R/b + \operatorname{ch} r/b} = \frac{\pi b}{\operatorname{sh} R/b} \frac{\operatorname{Sin} qR}{\operatorname{sh} \pi b q}. \quad (9) \quad \text{§§}$$

Тогда, подставляя (2) в (7), находим:

$$F_{SF}^B(q) = - \frac{4\pi}{q} \rho_0 \operatorname{sh} R/b \frac{d}{dq} f(q)$$

или

$$F_{SF}^B(q) = - \frac{4\pi^2 b R \rho_0}{q \operatorname{sh} \pi b q} \left(\operatorname{Cos} qR - \frac{\pi b}{R} \operatorname{Sin} qR \operatorname{cth} \pi b q \right). \quad (10)$$

Отметим некоторые типичные особенности данного формфактора.

Это, прежде всего, его экспоненциальное убывание с ростом q :

$$F(q) \sim \exp(-\pi b q), \quad (11)$$

что отвечает экспериментальному поведению при $q > 1$. Видно, что спад тем круче, чем больше "размыт" заряд в поверхностном слое ядра. Далее, формфактор (10) имеет теоретические нули в точках q_s , определяемых уравнением:

$$\operatorname{tg} q_s R = \frac{R}{\pi b} \operatorname{th} \pi b q_s, \quad (12)$$

что является следствием конечных размеров ядра. На эксперименте этим точкам отвечают минимумы в дифференциальных сечениях. Наконец, переход в (10) к пределу $b \rightarrow 0$ приводит к известному результату для однородного ступенчатого рпз:

$$F_v^B(q) = - \frac{3}{(qR)^3} \left(\cos qR - \frac{1}{qR} \sin qR \right). \quad (13)$$

В дальнейшем нам придется сопоставлять результаты борновских и точных расчетов.

Последние на самом деле будем получать с помощью высокоэнергетического приближения (ВЭП) ^{/2/}. Действительно, как было показано многочисленными сравнениями ^{/2,3/}, это приближение приводит практически к тем же результатам, что и численные методы решения уравнения Дирака. Единственное требование ВЭП - это соблюдение условий $E \gg U(0)$ и $qR \gg 1$, что практически всегда выполняется, когда мы имеем дело с наиболее информативными данными, получаемыми при энергии электронов $E \sim 150$ Мэв и $q > 1$.

Не приводя деталей расчета формфактора с симметризованной ферми-плотностью в рамках ВЭП, укажем только, что само исходное выражение близко по форме к (7) и содержит в амплитуде и фазе под интегралом высокоэнергетические добавки порядка U/E , которые учитывают искажение электронной волны. Явный вид формфактора получается после замены интеграла типа (7) на два контурных бесконечного радиуса в первом и четвертом квадрантах и суммирования получаемых в результате вычетов, определяемых в полюсах функции (2):

$r_n = R + inb(2n+1)$, $n = 0, 1, 2, \dots$. Результаты можно представить в виде:

$$F_{SF}^{HE}(q) = - \frac{4\pi^2 b R \rho_n}{q \operatorname{sh} \pi b q} D(\cos(qR + \Phi) - \frac{\pi b}{q} \sin(qR + \Phi) \operatorname{cth} \pi b q), \quad (14)$$

где D и Φ – комплексные функции от q , учитывающие искажение, – их нетрудно установить сопоставлением с аналогичной формулой для фермиевского формфактора из работы ^{/2/}. Естественно, что в борновском приближении получается $D=1$ и $\Phi=0$.

§3. Сравнение с экспериментом и обсуждение

На основе двухпараметрической симметризованной ферми-плотности (2) были вычислены борновские (10) и высокоэнергетические (14) формфакторы для легких ядер ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$. В каждом случае параметры отыскивались подгонкой к эксперименту ^{/4-6/} методом наименьших квадратов (мнк) так, чтобы совпадение начиналось при наименьших q и шло дальше к максимально возможному значению $q=q_0$.

Результаты сравнений даны на рис. 1-4, где сплошными кривыми изображены точные расчеты формфакторов (ВЭП), а пунктиром – борновские, отложенные как функции эффективного переданного импульса:

$$q_{\text{eff}} = q \left(1 + \frac{4\gamma}{3R_{\text{rms}} E} \right), \quad \gamma = Z/137, \quad (15)$$

в котором учитывается зависимость экспериментальных формфакторов от энергии. Вверху сплошными линиями показаны соответствующие двухпараметрические рпз, и для сравнения там же даны многопараметрические рпз (штрих-пунктир), взятые из работ ^{/4-6/}, авторам которых удалось получить согласие с экспериментом для всей области измерений по q , при этом число вводимых параметров составляло: 7 для ${}^6\text{Li}$ и 8 для ${}^{12}\text{C}$ (гауссовская и параболическая гауссовская асимптотика рпз), 3 для ${}^4\text{He}$ и 6 для ${}^{16}\text{O}$ (экспоненциальная асимптотика рпз). Как видно из рис. 1 и 2, в нашем случае на основе двухпараметрической плотности также удается достичь полного согласия с экспериментом для

ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$. Лишь при самых больших измеренных $q > q_0$ (4,4 ферми⁻¹ для ${}^4\text{He}$ и 3,5 ферми⁻¹ для ${}^6\text{Li}$) намечается тенденция к расхождению рассчитанных кривых с экспериментом. Отсюда заключаем, что для этих ядер введение большого числа параметров в гауссовское рпз потребовалось в основном для исправления характера его спада в поверхностном слое ядра на экспоненциальный. Таким образом, область $q < q_0$ можно назвать областью "малых" переданных импульсов, где поведение формфактора определяется в основном распределением плотности заряда на границе ядра.

Для ядер ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ плотность (2) хорошо описывает эксперимент вплоть до $q_0 \sim 3,2$ ферми⁻¹ (${}^{12}\text{C}$) и $q_0 \sim 2,85$ ферми⁻¹ (${}^{16}\text{O}$), а при $q > q_0$ начинаются явные отклонения теоретических расчетов от экспериментальных значений формфакторов. Это означает, что в области больших $q > q_0$ поведение формфакторов зависит от характера распределения плотности в центральной области ядра, поэтому для улучшения согласия с экспериментом в этой области требуется учитывать особенности внутриядерного поведения рпз.

По-видимому, впервые на такого рода отклонения было обращено внимание при анализе экспериментов на средних ядрах ${}^{40}\text{Ca}$ и ${}^{48}\text{Ca}$ [7]. То же самое теперь можно сказать и о легких ядрах. Более того, эти отклонения здесь можно было заметить еще до того, как были проведены опыты на изотопах кальция, однако мешал, видимо, традиционный путь анализа, состоящий в подборе специального вида рпз для каждого отдельно взятого ядра. Создавалось впечатление, что специфика структуры легких ядер проявляется, начиная уже с малых q , и что следует искать не "отклонения", а проводить прямые расчеты рпз в рамках ядерных моделей с учетом всех особенностей каждого ядра.

В таблице собраны полученные в результате мнк-расчетов при $q < q_0$ значения среднеквадратичных радиусов R_{rms} и q_0 для каждого

из рассмотренных нами ядер, там же приведены параметры для $^{40,48}\text{Ca}$, полученные ранее /3/. Обращает на себя внимание интересная закономерность, что, несмотря на различные для каждого из ядер значения R_{rms} и q_0 , их произведение с десятипроцентной точностью оказывается постоянной величиной

$$q_0 R_{rms} = 8,5 (\pm 10\%) . \quad (16)$$

Разброс здесь вызван как проявлением в известной мере индивидуальной структуры каждого из ядер, особенно ядра ^6Li , которое обнаруживает "рыхлую" структуру поверхности, так и слабой тенденцией к росту этой величины с возрастанием атомного номера (ядра). Иными словами, для всех ядер формфакторы "начинают чувствовать" отклонения реальных рпз от однородного "столообразного" поведения во внутренней области, начиная лишь с определенного значения переданного импульса $q > q_0 = 8,5 R_{rms}^{-1}$ ферми⁻¹, которое жестко связано в размерами ядра. При $q < q_0$ поведение формфактора определяется в основном структурой рпз в районе поверхности ядра.

Вопрос о характере внутриядерного распределения заряда в легких ядрах требует более детального рассмотрения. Мы коснемся двух его сторон. Во-первых, рассмотрим, насколько надежны здесь борновские расчеты, и, во-вторых, — однозначны ли вообще наши заключения о поведении рпз во внутренней области ядра, если иметь в виду, что экспериментальный материал всегда ограничен некоторой областью измерений по q ($q_{min} < q < q_{max}$).

Что касается первого вопроса, то уже из рис. 1-4 видно, что для двухпараметрического рпз точные расчеты (ВЭП, сплошные линии) приводят в основном к заполнению характерных "борновских нулей".

определяемых уравнением (12), - в остальном же кривые близки друг к другу. Интересно сделать такое же сравнение для плотностей с типичными радиальными вариациями во внутренней области, которые получаются обычно в расчетах рпз на основе модельных предположений о структуре ядра. Сами по себе такие расчеты требуют больших усилий и проводятся часто непосредственно для борновских формфакторов. Поэтому остается вопрос: как изменятся эти результаты, если отказаться от плосковолнового приближения. В качестве примера мы дадим такое сравнение для типичного случая - ядра ^{16}O . На рис. 5 приведены борновские формфакторы (пунктир) из работы /8/, где вычисления проводились на основе одночастичной модели с учетом короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций. Соответствующая плотность дана в верхней части рисунка сплошной линией. Она и использовалась нами для последующего точного расчета формфактора (ВЭП) (сплошная кривая) с помощью метода /3/, разработанного специально для того случая, когда функция рпз имеет произвольный вид. Видно, что точные расчеты помимо заполнения "нулей" приводят к заметному улучшению согласия с экспериментом в области третьего максимума сечения. На этом же рисунке штрих-пунктиром показана плотность, рассчитанная без учета корреляций, и соответствующий ей формфактор /8/. Наблюдается довольно сильное рассогласование этого формфактора как с экспериментом, так и с феноменологическим формфактором, соответствующим двухпараметрическому рпз (изображены точками). Видно, что феноменологическая плотность (2) "вобрала" в себя значительную долю "корреляционных взаимодействий" как раз в той области вблизи границы ядра, которая наиболее важна для объяснения поведения экспериментальных формфакторов при малых переданных импульсах.

Общий вывод о применимости борновских расчетов для легких ядер состоит в том, что их отличия от точных становятся заметными лишь при увеличении q и Z , так что, например, начиная с ядра ^{16}O , борновское приближение можно использовать скорее для качественных, нежели количественных сравнений.

Перейдем к вопросу о неоднозначности заключений о поведении рпз в центральных областях ядра. Из (7) очевидно, что если бы формфактор был известен при всех q , то рпз можно определять точно обратным фурье-преобразованием. Однако область измерения всегда ограничена некоторым максимальным значением q_{\max} , а значит, извлекаемые из эксперимента плотности, вообще говоря, не определены однозначно. Прямой феноменологический анализ состоит в многочисленных повторных расчетах формфакторов с разного вида рпз и сравнении их с экспериментом по методу наименьших квадратов. Удобный и экономный способ такого анализа был разработан в рамках ВЭП в работах ^{/3,9/}, где в качестве пробных функций использовались комбинации производных ферми-плотности (1). Здесь мы берем за пробные функции производные от симметризованной ферми-плотности (2). Расчеты велись для ядра ^{16}O и было найдено, вообще говоря, много различающихся функций рпз, которые все приводят к близким формфакторам, хорошо описывающим эксперимент (с примерно равными среднеквадратичными отклонениями) во всей области измерения по q . На рис. 6 приведены наиболее характерные формфакторы, которым отвечают сильно различающиеся рпз. Как и следовало ожидать, основные различия в них появляются лишь вне области измерения при $q > q_{\max} \approx 4 \div 5$ ферми⁻¹. Им соответствует различное поведение рпз во внутренней области ядра. В то же время на границе ядра все они имеют примерно равный ход. Таким образом, действительно на основе только анализа формфакторов нельзя делать вывод о ходе рпз во всей области ядра. В связи с этим отметим следующее. В послед-

ние годы проделан ряд расчетов рпз с помощью тех или иных моделей. При этом часто единственный факт совпадения формфакторов при всех измеренных η расценивался как подтверждение правильности исходных предположений. Однако мы видим, что для таких заключений необходимо, видимо, привлекать более широкий круг экспериментальных данных. В противном случае не исключено, что поведение одного лишь формфактора удастся описать и на базе других исходных предпосылок.

§ 4. Выводы

1. Соединяя уже известный факт успешного описания экспериментальных формфакторов средне-тяжелых ядер на основе ферми-плотности (1) с результатами проведенного здесь анализа по легким ядрам, можно заключить, что всем ядрам удастся сопоставить единого вида рпз - симметризованную ферми-плотность (2), которая имеет характерный вид ступеньки с экспоненциальным спадом на краю ядра. Для средне-тяжелых ядер она естественным образом переходит в широко используемую ферми-плотность (1).

2. Для каждого из ядер область совпадения экспериментального и рассчитанного для этой плотности формфакторов простирается вплоть до некоторого пограничного переданного импульса q_0 , который (с десятипроцентными отклонениями) определяется величиной среднеквадратичного радиуса ядра $q_0 \approx 8,5 R_{r.m.s.}^{-1} \approx 7,7 A^{-1/3}$ ферми⁻¹.

3. В области $q < q_0$ наиболее эффективно проявляет себя структура поверхностного слоя ядра ($r \sim R$). Здесь имеется наибольшее число экспериментальных данных. Поведение же при $q > q_0$ связано с ходом рпз в центральных областях ядра и, в частности, возможными радиальными вариациями плотности в этой области ($r < R$). Здесь еще мало экспериментальных данных и правильно определить истинный ход рпз на базе только феноменологического анализа пока невозможно.

4. В принципе нетрудно подобрать рпз так, чтобы описать эксперимент во всей области измеренных q . Однако такая, вообще говоря, случайно подобранная плотность часто не несет в себе обоснованной физической информации о поведении рпз в центральных областях ядра. Действительно, она принадлежит к целому набору одинаково хорошо описывающих эксперимент плотностей, которые различаются между собой поведением во внутриядерной области ($r < R$). Анализ приобретает смысл лишь тогда, когда он опирается на рпз, рассчитываемые в рамках "достоверных" моделей ядра, проверенных по другим, независимым экспериментальным данным.

5. Пока невозможно найти единую, аналитического вида форму рпз, которая подошла бы для всех ядер и позволила описать как пограничное, так и внутриядерное поведение реальных рпз, — слишком сильно проявляется специфика структуры каждого из ядер во внутренней области ($r < R$).

6. Фактическое сравнение точных расчетов с борновскими показывает, что для легких ядер можно использовать борновское приближение. Лишь при больших переданных импульсах $q > q_0$ и для ядер с $Z \geq 8$ количественные сравнения следует делать на базе точных расчетов.

Литература

1. И.С. Градштейн, И.М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Физматгиз, 1962.
2. И.Ж. Петков, В.К. Лукьянов, Ю.С. Польш. ЯФ 4, 57, 1966.
3. В.К. Лукьянов, И.Ж. Петков, Ю.С. Польш. ЯФ, 9, 349, 1969.
4. R.F.Frosch, J.S.McCarthy, R.E.Rand and M.R.Yearian. Phys.Rev., 160, 874, 1967.
5. G.C.Li, I.Sick, R.B.Whitney and M.R.Yearian. HELV 636, Stanford, 1970.
6. I.Sick, J.S.McCarthy. Nucl.Phys., A150, 631, 1970.
7. J.B.Bellicard, P.Bounin, R.F.Frosch et al. Phys.Rev. Lett., 19, 9, 1967.
8. C.Ciofi Degli Atti. In Proceedings of the Advanced Institute on Electron Scattering and Nuclear Structure, Cagliari (Italy), September, 1970, ed. B.Basco, Gordon and Breach, 1971.
9. Ю.С. Польш. ЯФ, 10, 771, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 марта 1972 года.

Таблица
Среднеквадратичные радиусы и "граничные" значения переданных импульсов

	${}^4\text{He}$	${}^6\text{Li}$	${}^{12}\text{C}$	${}^{16}\text{O}$	${}^{40}\text{Ca}$	${}^{48}\text{Ca}$
R_{rms} (ферми)	1.715	2.605	2.519	2.731	3.516	3.49
q_0 (ферми $^{-1}$)	4.4	3.5	3.2	2.85	2.64	2.65
$q_0 R_{rms}$	7.6	9.1	8	7.8	9.3	9.2

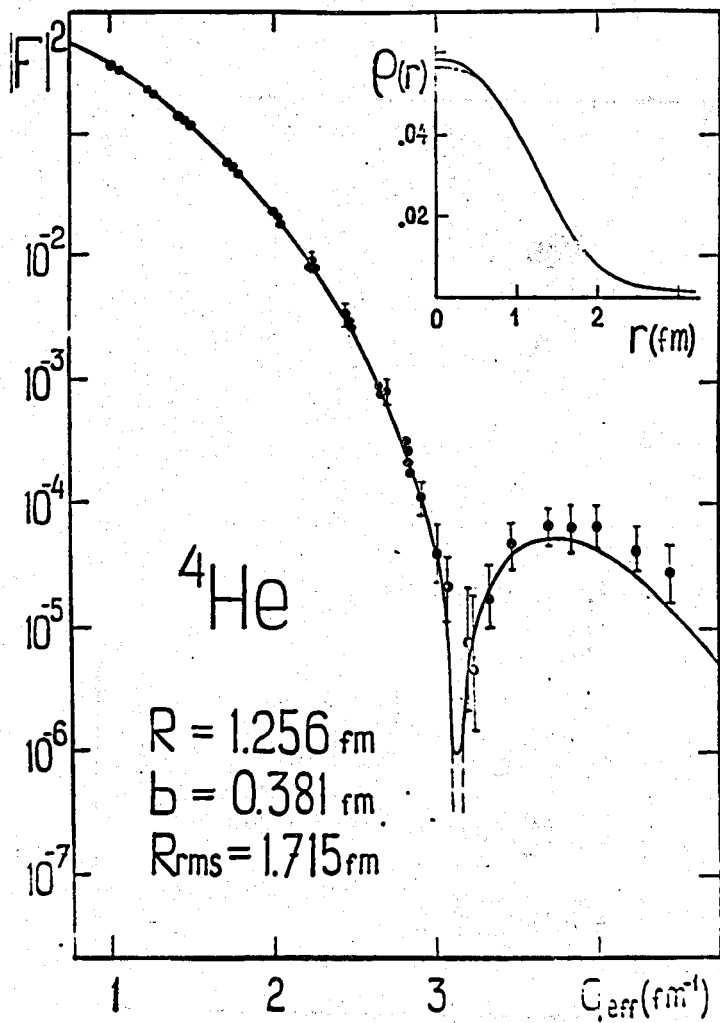


Рис. 1. Формфактор упругого рассеяния электронов на ядре ${}^4\text{He}$. Пунктирная кривая - расчет в борновском приближении по формуле (10), сплошная - точный расчет по формуле (14). Экспериментальные точки взяты из работы /4/. В верхней части рисунка сплошной линией изображена симметризованная ферми-плотность (2), штрих-пунктирная - 3-параметрическая плотность из /4/, также приводящая к согласию для всех экспериментальных точек.

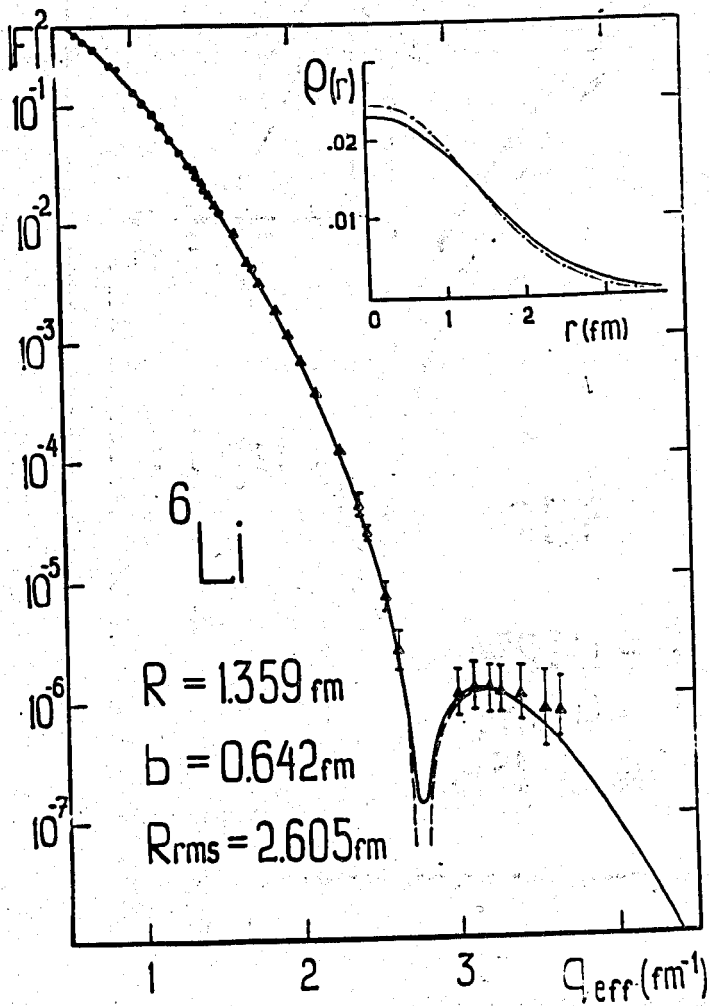


Рис. 2. Формфактор упругого рассеяния электронов на ядре ${}^6\text{Li}$.
 Обозначения те же, что и на рис. 1. Экспериментальные точки и 7-параметрическая плотность (штрих-пунктир) взяты из работы /5/.

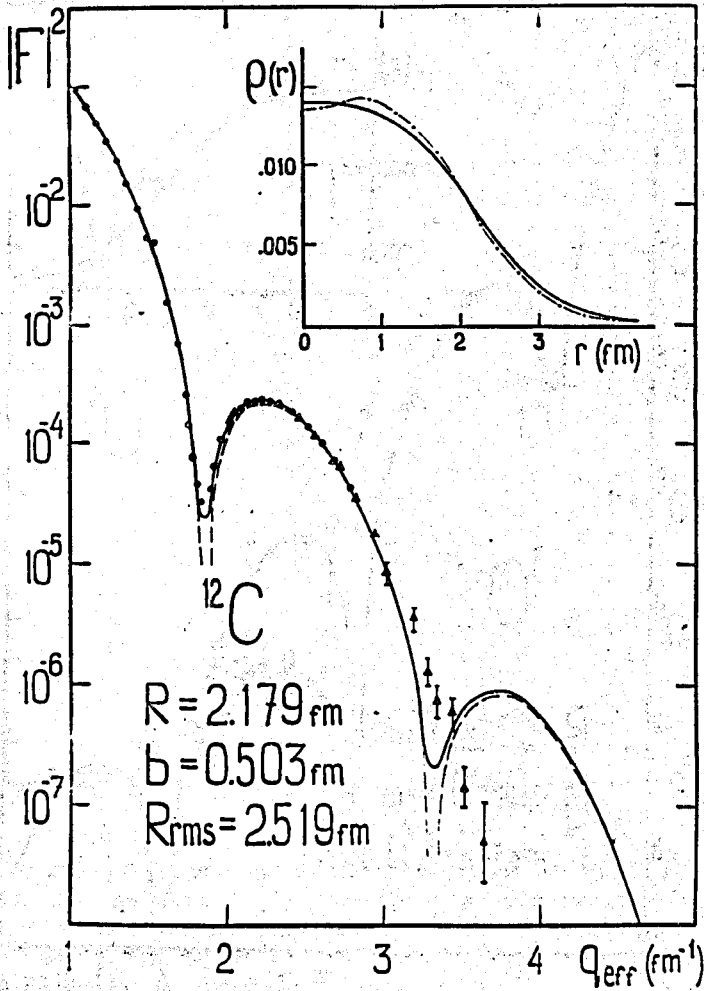


Рис. 3. Формфактор упругого рассеяния электронов на ядре ^{12}C . Обозначения те же, что и на рис. 1. Экспериментальные точки и 8-параметрическая плотность (штрих-пунктир) взяты из работы [6].

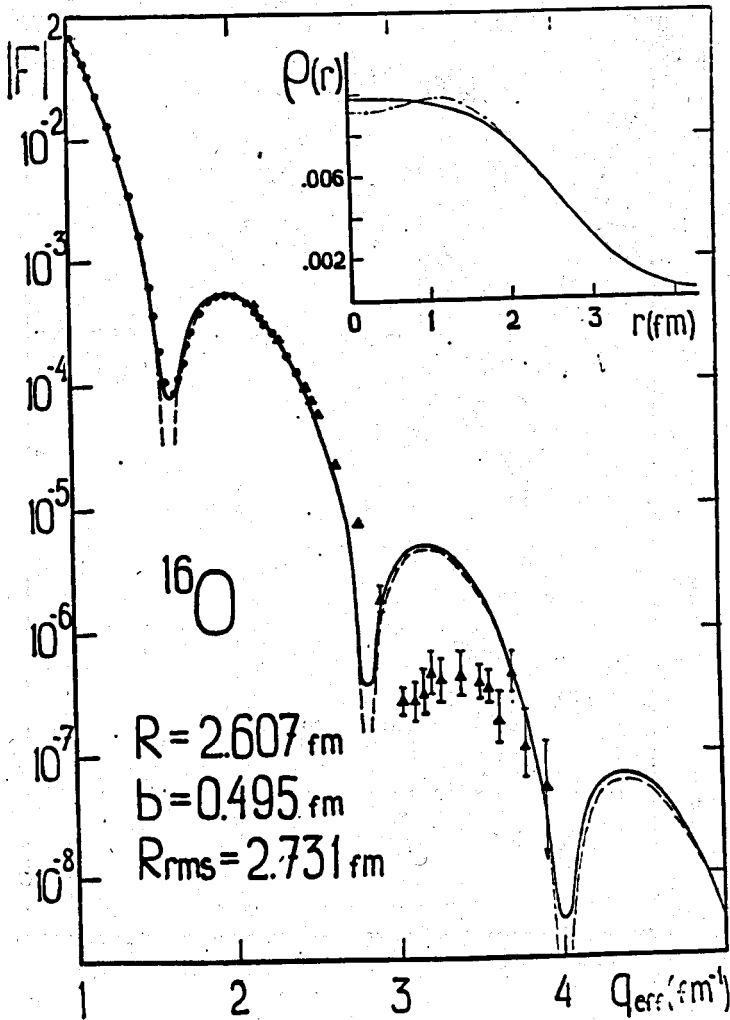


Рис. 4: Формфактор упругого рассеяния электронов на ядре ^{16}O .
 Обозначения те же, что на рис. 1. Экспериментальные точки и 6-параметрическая плотность (штрих-пунктир) взяты из работы /6/.

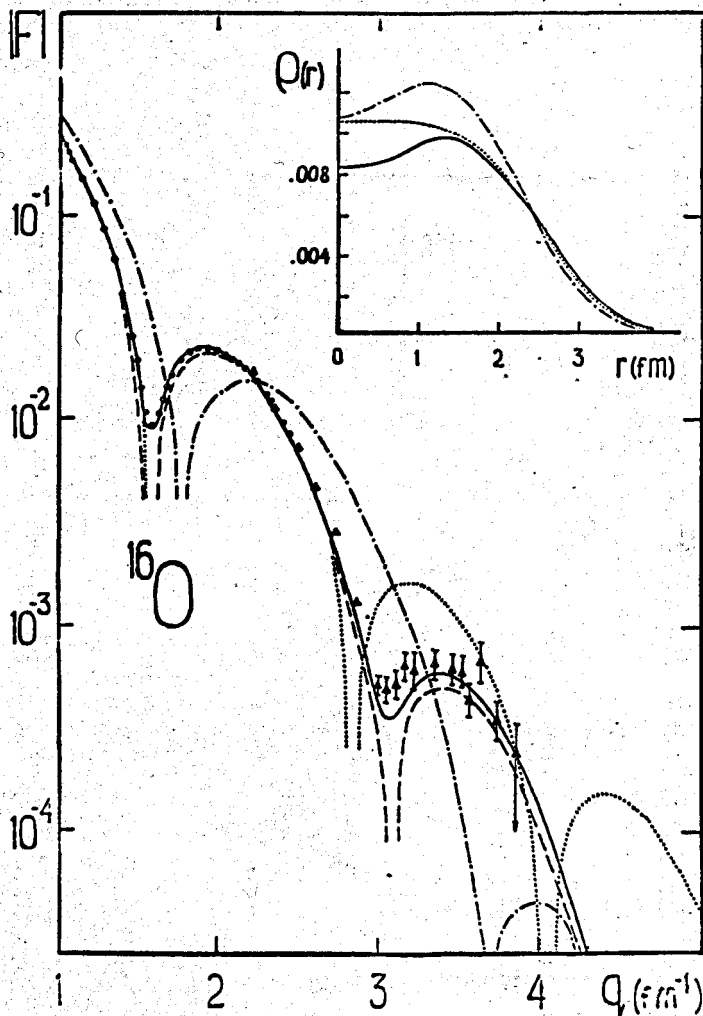


Рис. 5. Формфактор упругого рассеяния электронов на ядре ^{16}O . Пунктир - модельные расчеты с учетом короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций в борновском приближении $^{18}/$, сплошная кривая - точные расчеты (настоящая работа) с той же плотностью, штрих-пунктир - борновский формфактор в отсутствие корреляций $^{18}/$. Точками изображен борновский формфактор наилучшего согласия для симметризованной ферми-плотности (из рис. 4). В верхней части рисунка сплошной и штрих-пунктирной кривыми даны рассчитанные рпз соответственно с учетом и без учета нуклон-нуклонных корреляций $^{18}/$. Точками изображена симметризованная ферми-плотность.

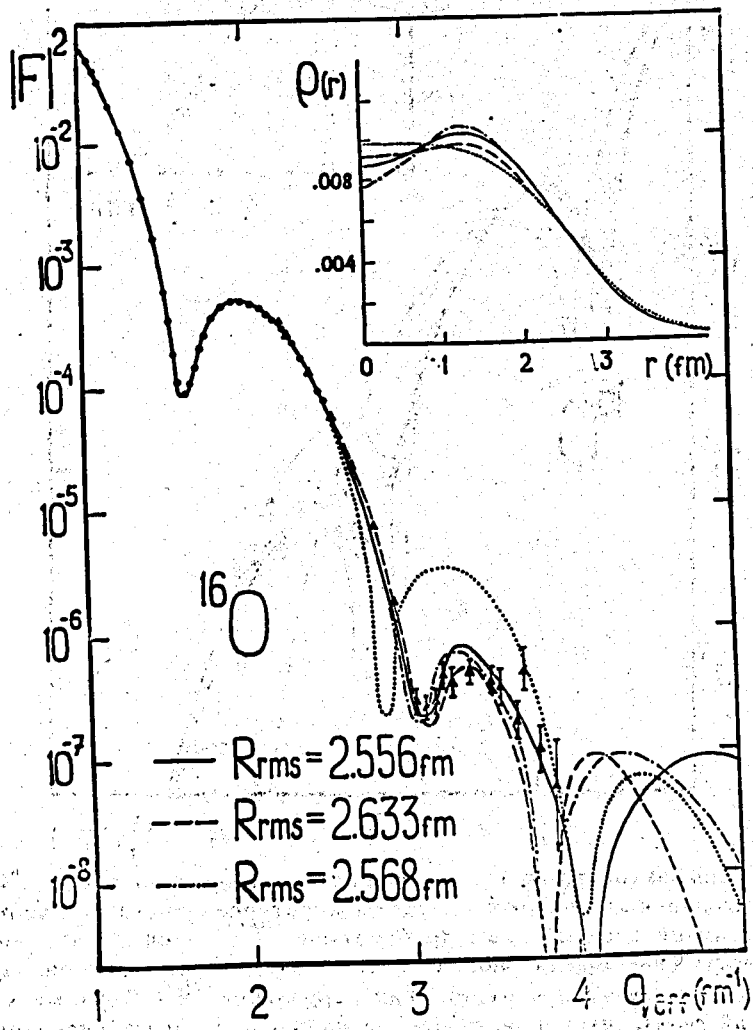


Рис. 6. Формфакторы упругого рассеяния электронов на ядре ^{16}O , соответствующие трем различным рпз, изображенным в верхней части рисунка. Точками показан формфактор, отвечающий симметризованной ферми-плотности (из рис. 4).