

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

СТРУКТУРА ЯДЕР И НУКЛОНОВ*)

Р. Хофштадтер

Я хорошо понимаю, что мне оказана большая честь, и искренно хочу поблагодарить Шведскую Академию наук за признание моей деятельности. Почетно и одновременно приятно рассказывать о работах, с которыми связан мой приезд сюда; они касаются очень старой и интересной проблемы.

По меньшей мере в течение 2000 лет люди ломали голову и стремились постичь строение вещества. Неудивительно, что они заинтересовались этим вопросом, поскольку все изучаемые ими предметы, включая даже их собственное тело, являются в полном смысле слова некоторыми формами материи. Из истории физики видно, что всякий раз, как техника эксперимента достигает такого уровня, когда известные к тому времени частицы материи можно разложить с помощью надежных и опробованных методов на их «неделимые» части,— новейшие и более основательные исследования обнаруживают затем, что такие «элементарные» частицы сами обладают структурой. Эта структура может быть в действительности весьма сложной, так что привлекательную идею об элементарности нужно отвергнуть. Это обстоятельство и обуславливает тему моей лекции.

Не так давно было открыто, что структура вещества определяется различными комбинациями «атомов», составляющих периодическую систему. Теперь уже всем известную картину строения атома впервые указали Резерфорд, Бор, Паули и др.; позже она была подробно развита их многочисленными последователями. Усилиями этих ученых было обнаружено электронное облако, окружающее более плотный центр атомов — так называемое ядро. В ядре сосредоточена практически вся масса атома в чрезвычайно концентрированном виде. Само ядро явилось открытием названных физиков, и к 1919 г. было получено первое, весьма далекое от действительности представление о размерах ядер. Изучая отклонение рассеяния альфа-частиц от рассеяния по кулоновскому закону, Резерфорд показал, что радиус ядра по порядку величины в 10^5 раз меньше радиуса атома. Позже другие исследователи, на основе изучения альфа-распада, сечений захвата нейтронов и сравнения энергий распада зеркальных ядер, получили близкие значения параметров, характеризующих размеры ядра. Все методы показали, что если в качестве модели ядра взять равномерно заряженный шар, то радиус этого шара R определяется

*) R. Hofstadter, Structure of Nuclei and Nucleons, Science 136, No. 3521, 1013 (1962). В оригинале подзаголовок: «Эксперименты по рассеянию электронов более высоких энергий указывают на новую модель нейтрона и протона». Текст статьи представляет собой лекцию, прочитанную автором при вручении ему (и Р. Мёссбауэру) Нобелевской премии по физике за 1961 г. Перевод В. В. Власова.

соотношением

$$R \approx 1,40 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см}, \quad (1)$$

где A — массовое число ядра.

С этого и начались современные эксперименты. Хотя большая часть того, о чем я хочу рассказать, относится к структуре нуклонов (нуклонами являются протоны и нейтроны), использованный мною и моими сотрудниками метод первоначально был разработан для изучения более тяжелых ядер. Следовательно, изложение истории вопроса, начиная со случая тяжелых ядер, не только представляется естественным, но и может быть поучительным. Поэтому я кратко изложу метод, применяемый для определения размеров ядер, и попутно приведу некоторые результаты, которые и сами по себе не лишены интереса.

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Мы использовали рассеяние электронов высоких энергий. В сущности этот метод подобен методике Резерфорда, однако в нашем случае принято теперь считать, что между рассеиваемым электроном и исследуемым ядром происходит только «простое», хорошо изученное взаимодействие — кулоновское, т. е. электромагнитное. В этих условиях квантовая электродинамика и теория Дирака предлагают нам рецепт вычисления дифференциального сечения упругого рассеяния. Можно показать, что дифференциальное сечение, соответствующее рассеянию пучка электронов на точечном ядре, имеющем малый заряд Ze и лишенном спина и магнитного момента, вычисляемое в борновском приближении, имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{2E} \right)^2 \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{1}{1 + \frac{2E}{Mc^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}} = \sigma_{NS} \quad (2)$$

в лабораторной системе координат ¹. Это — сечение «мотовского» рассеяния, где E — энергия рассеиваемых электронов, θ — угол рассеяния и M — масса рассеивающего ядра *). Остальные символы в формуле (2) имеют обычные значения. Для ядра конечного размера, т. е. не являющегося точкой, сечение рассеяния по сравнению с величиной рассеяния на точечном ядре уменьшается. Это уменьшение можно выразить с помощью множителя F , называемого «формфактором» или «коэффициентом структуры». Так, в борновском приближении

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{NS} F^2(q); \quad (3)$$

это и есть сечение упругого рассеяния на ядре конечного размера ². Здесь q — переданный при рассеянии импульс, определяемый формулой

$$q = \frac{2E}{\hbar c} \frac{\sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{1 + \frac{2E}{Mc^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}}}. \quad (4)$$

Параметр q — релятивистски инвариантен и является очень существенной величиной в экспериментах по рассеянию электронов. Формфактор F

*) σ_{NS} — сечение рассеяния на ядре без спина (и магнитного момента): NS — по spin (без спина); Ω — телесный угол. (Прим. перев.)

учитывает интерференцию электронных волн, рассеянных на различных частях конечного ядра, и поэтому определяет дифракционные эффекты, которые наблюдаются в угловом распределении рассеянных электронов. В случае сферически-симметричного ядра величина F определяется как

$$F = \frac{4\pi}{q} \int_0^{\infty} \rho(r) (\sin qr) r dr. \quad (5)$$

Функция $\rho(r)$ — плотность электрического заряда в ядре, r — расстояние от центра ядра до того элемента объема, где измеряется ρ . Обращение

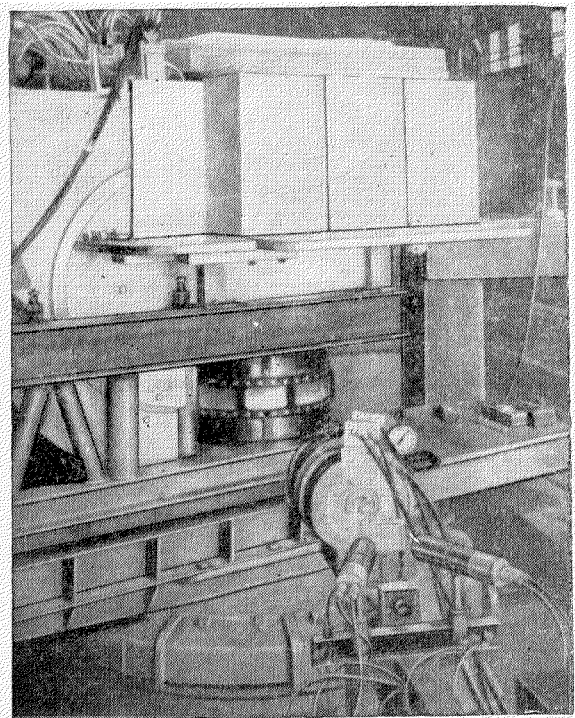


Рис. 1. Первая установка для рассеяния электронов, построенная в Стэнфордском университете.

Слева — полукруговой спектрометр на 190 Мэв, смонтированный на оружейном лафете. Верхняя платформа снабжена свинцовой и парафиновой защитой, окружающей черенковский счетчик. Ниже видна латунная камера рассеяния с тонкими окошками по ее стенке. На переднем плане детекторы электронов (monitors) первоначальной конструкции. Общая высота спектрометра около 1,2 м.

формулы (5) позволяет найти $\rho(r)$, если функция $F(q)$ известна в достаточно большом интервале изменения q .

Конечно, поскольку использовано борновское приближение и, таким образом, мы ограничены малыми значениями атомного номера, приведенные основные формулы, описывающие рассеяние электронов, — лишь приближенны. Были развиты более совершенные методы нахождения сечений рассеяния³. В этих более точных расчетах используются методы «фазового анализа»; подобные расчеты годятся как для тяжелых, так и для легких ядер. Качественные физические соображения, касающиеся определения структуры ядра, можно полностью изложить в борновском приближении (3). Тем не менее, чтобы получить количественные резуль-

таты, совершенно необходимы более тонкие методы фазового анализа; в данном случае для описания сечений рассеяния невозможно даже указать замкнутые формулы.

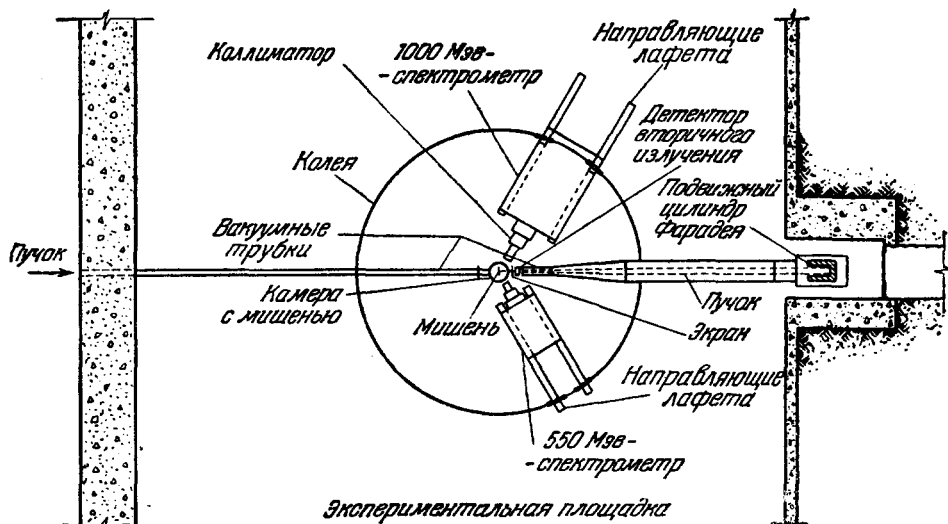


Рис. 2. Схема современной экспериментальной установки для исследований рассеяния электронов.

Радиус колеи, по которой движутся спектрометры, примерно 4,1 м.

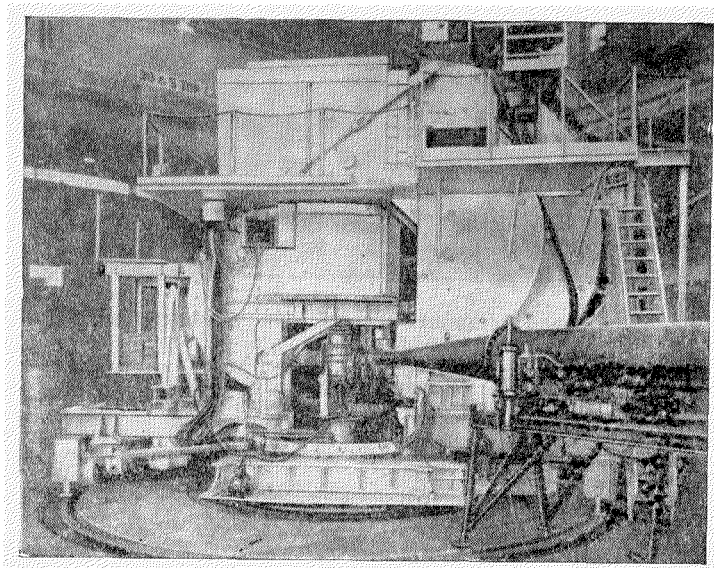


Рис. 3. Одна из последних фотографий установки с двумя спектрометрами.

Защита меньшего спектрометра легко удаляется с помощью вспомогательной подставки. Длинная труба на переднем плане — вакуум-провод электронов, ведущий к цилиндру Фарадея. Вспомогательная подставка и цилиндр Фарадея не показаны.

Первые эксперименты по рассеянию электронов были проведены в Иллинойском университете в 1951 г. ⁴ с энергией рассеиваемых электро-

нов около $15,7 \text{ Мэв}$. Эти эксперименты показали, что значения радиусов ядер удовлетворяют приближенным выражениям типа (1). Однако удавалось различить лишь небольшое число деталей, касающихся формы и размера ядер, так как энергия электронов была относительно низкой, а дебройлевская длина волны электронов — большой по сравнению с характерным размером ядра.

В 1953 г. в Стэнфордском и Мичиганском университетах стали доступны электроны более высоких энергий и были проведены эксперименты

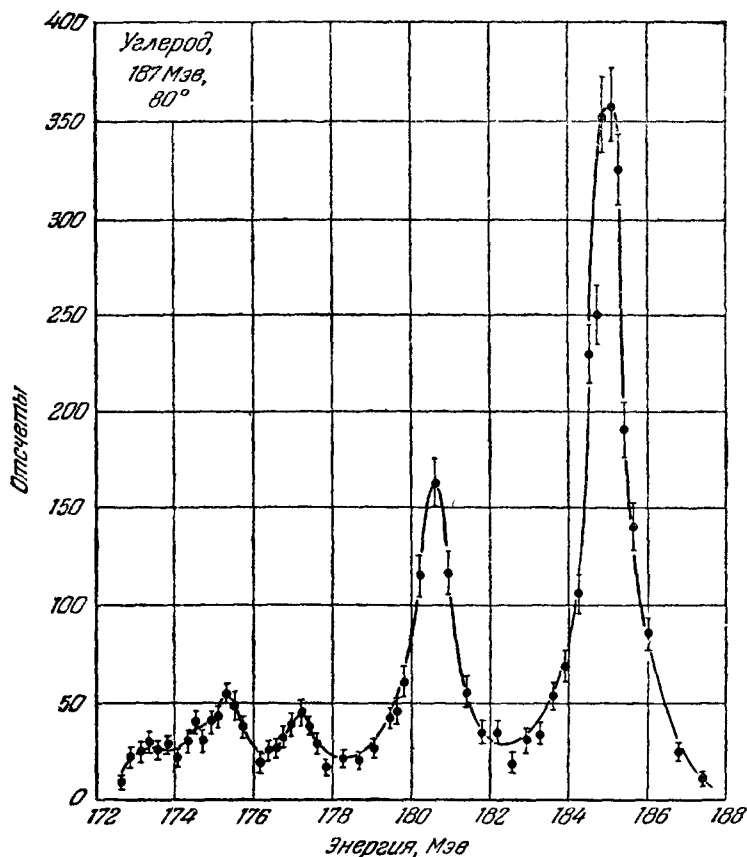


Рис. 4. Пик упругого рассеяния в углероде, соответствующий энергии электронов $\sim 185 \text{ Мэв}$, и пики неупругого рассеяния с возбуждением состояний C^{12} .

Пик вблизи $180,7 \text{ Мэв}$ связан с уровнем $4,43 \text{ Мэв}$ (по Дж. Фрежо и Р. Хофштадтеру⁸).

по их рассеянию на различных ядрах⁵. Интерпретация стэнфордских экспериментов с помощью фазового анализа⁶ показала, что соотношение (1) приблизительно верно, но распределение плотности электрического заряда в ядре нельзя выразить лишь одним параметром размера ядра R . Если попытаться распределение заряда в ядре описывать так — ценою худшего согласия между экспериментом и теорией, — в качестве окончательного значения R необходимо брать величину, на 20 % меньшую значения радиуса по формуле (1). В экспериментах с мю-мезоатомами⁷ несколько ранее было обнаружено, что для однопараметрического описания размеров ядер нужно сделать такой же вывод. Из работ по мю-мезоатомам определить два параметра просто невозможно.

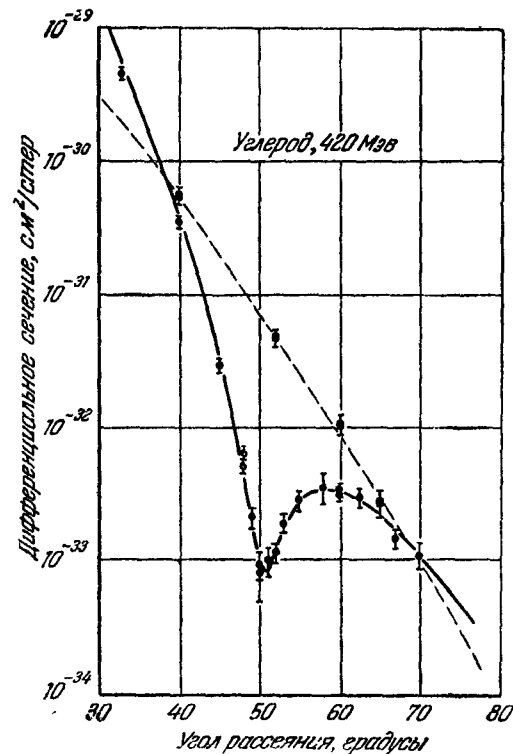


Рис. 5. Кривые упругого и неупругого рассеяния электронов с энергией 420 Мэв в угле-роде (C^{12}).

Черные кружки — экспериментальные точки — показывают характер упругого рассеяния, а черные квадратики — кривую неупругого рассеяния в угле-роде для уровня 4,43 Мэв. Сплошная кривая вдоль экспериментальных точек упругого рассеяния дает форму соответствия для модели ядра углерода, приведенной на рис. 6, которое можно подсчитать с помощью фазового анализа.

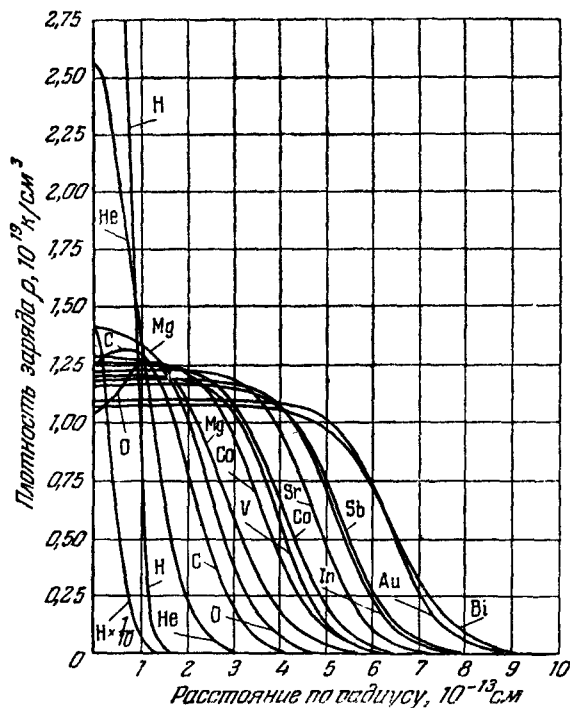


Рис. 6. Сводные аппроксимированные кривые распределения плотности заряда в различных ядрах, изученных с помощью рассеяния электронов.

Плотность заряда в центре ядер — наименее точно определенные участки кривых. Заметьте, кроме того, большое различие между средним и плотностями заряда в центре протона и всех остальных ядер. Альфа-частица (He^4) — также особый случай, плотность заряда в ее центре много больше, чем у более тяжелых ядер.

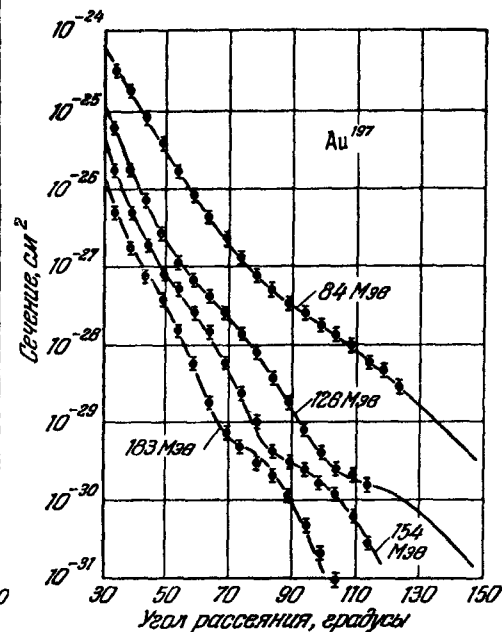


Рис. 7. Данные экспериментов по рассеянию электронов соответствующих энергий на ядрах золота (черные кружки) и рассчитанное угловое распределение сечений для модели ядра золота, подобной рис. 6 (сплошные кривые).

На рис. 1 изображена первая установка для рассеяния электронов высоких энергий. На ней были получены результаты, о которых я говорил; эта установка применялась вплоть до энергий ~ 190 Мэв. В качестве перемещавшейся по кругу платформы, на которой монтировалось оборудование весом около 5 т, использовался лафет старого морского орудия. Схема экспериментальной установки последних исследований рассеяния электронов приведена на рис. 2. Фотография магнитного спектрометра с соответствующим оборудованием приведена на рис. 3. Для перемещения спектрометров, общий вес которых составлял приблизительно 250 т, использовался большой орудийный лафет. Каждый из двух спектрометров подобен хорошо известной аппаратуре Сигбана с двойной фокусировкой. Оба спектрометра могут работать как в совмещенных, так и в «параллельных» экспериментах. Массивная установка, изображенная на рис. 3, может формировать и фокусировать пучки электронов с энергией 1,0 Бэв, она необходима также для выделения процессов упругого рассеяния из различных процессов неупругого рассеяния, происходящих при столкновениях электронов с ядрами. Пример такого разделения в случае углеродной мишени⁸, проведенного в ранних экспериментах, указан на рис. 4. При измерении углового распределения электронов, рассеянных на углероде, можно определить положение дифракционного минимума (см., например, рис. 5). Величина угла, соответствующего этому минимуму, непосредственно указывает на размер ядра, если используются величины, сходные с приведенными в формулах (2)–(5) и выраженные должным образом через переменные фазового анализа. Сплошной линией на рис. 5 представлены результаты теоретического расчета сечения рассеяния. Из этих вычислений можно найти распределение плотности электрического заряда, показанное на рис. 6. Ясно, что для экспериментального изучения пиков неупругого рассеяния, соответствующих возбужденным состояниям ядра C^{12} (или других ядер), также можно использовать рассеяние электронов. На рис. 5 приведена и угловая зависимость рассеяния на уровне 4,4 Мэв в C^{12} . Неупругое рассеяние на энергетических уровнях ядер не относится к нашей теме, и поэтому я не буду больше рассматривать этот вопрос.

Последний пример относится к ядру атома золота. Было исследовано упругое рассеяние электронов при четырех различных энергиях, указанных на рис. 7. Сплошной линией по-прежнему представлены результаты теоретических расчетов Рэйнхолла и Йенни, из которых можно найти распределение плотности заряда ρ (см. рис. 6).

ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА В ЯДРАХ

Мы исследовали рассеяние электронов — способом, о котором я уже говорил, и пришли к описанию распределения плотности заряда в ядре с помощью двух параметров. Изучение распределения плотности заряда в различных ядрах завершилось созданием простой схемы строения наиболее сферически-симметричных ядер⁹. Распределение заряда в таких ядрах можно выразить функцией плотности, сходной с изображенной на рис. 8. Точный вид этой функции плотности не имеет первостепенного значения; гораздо важнее для нас расстояние s от центра ядра до точки, где плотность равна 50 %, и интервал t , внутри которого плотность изменяется от 90 до 10% максимального ее значения; они являются двумя существенными параметрами, определяющими свойства сечений рассеяния. Трапецеидальное распределение плотности с теми же значениями обоих параметров было бы достаточно для интерпретации экспериментальных данных в случае средних и тяжелых ядер, если применяемая

методика вычислений не превышает точности, достигаемой в эксперименте. Может быть, более высокая точность экспериментов позволит сделать выбор между этими двумя возможностями, однако в настоящее время такие работы только еще начинаются.

Результаты многих экспериментов такого типа относятся к большому числу ядер; они указывают на то ⁹, что можно принять два простых соотношения, чтобы схематически выразить строение сферических ядер:

$$c = (1,07 \pm 0,02) \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см}, \quad t = (2,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-13} \text{ см} = \text{const.} \quad (6)$$

Первая из этих формул дает основной параметр, определяющий размер ядра, и описывает изменение некоторого «среднего» радиуса ядра с увеличением A . Второе соотношение утверждает, что толщина поверхностного слоя постоянна. Во второй основной формуле подразумевается, что

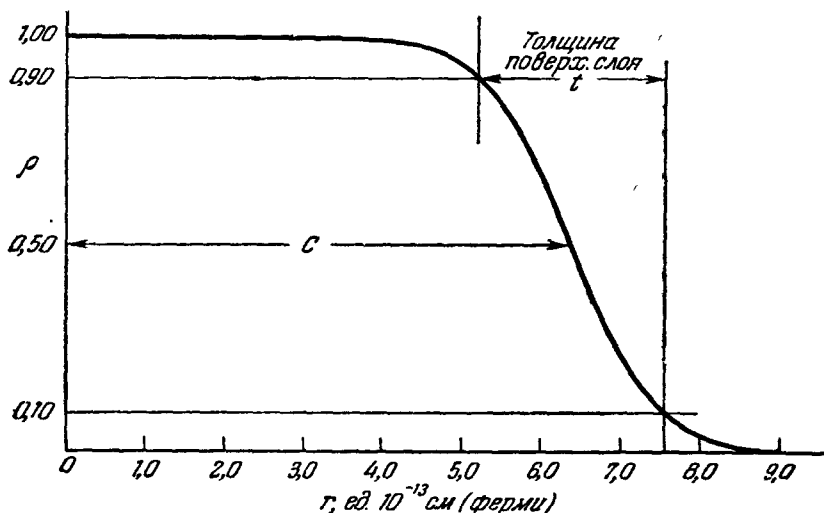


Рис. 8. Кривая распределения заряда и параметры, характеризующие приближенную модель ядра золота. Эта модель называется моделью Ферми ⁹.

ядерная материя обладает каким-то свойством, заставляющим внешние области ядра поддерживать толщину поверхностного слоя существенно постоянной. Оба основных соотношения выражают приблизительное постоянство плотности заряда в центре ядер. Последнее свойство видно на рис. 6, где приведены сводные данные о распределении заряда в различных ядрах, найденные с помощью рассеяния электронов. На этом рисунке ясно видно постоянство плотности заряда в центре ядра, за исключением очень легких ядер — водорода и гелия.

ФОРМФАКТОРЫ ПРОТОНА

Эксперименты по рассеянию на тяжелых ядрах указывали на то, что методом рассеяния электронов можно исследовать также очень легкие ядра и даже сами протоны. Поэтому в первых экспериментах 1954 г. исследовались водород и гелий. Были сконструированы первые мишени с применением тонкостенных газовых камер высокого давления.

В конце 1954 г. впервые стало ясно, что эксперименты с использованием водородных мишеней указывают, что протон имеет конечные размеры, а вовсе не является точечным объектом. Действительно, было

обнаружено, что его размеры удивительно велики¹⁰ и их можно объяснить, принимая среднеквадратичный радиус протона $(0,74 \pm 0,24) \cdot 10^{-13}$ см. Интересно, что более поздние измерения группируются около значения среднеквадратичного радиуса протонного заряда $(0,79 \pm 0,08) \cdot 10^{-13}$ см. На рис. 9 приведено впервые определенное конечное значение радиуса протона; он заимствован из работы Хофштадтера и Мак-Аллистера¹⁰. Первые эксперименты, которые привели к этим выводам, были выполнены при относительно низких энергиях (~ 190 Мэв).

Однако известно, что протон обладает спином и магнитным моментом. Магнитный момент будет заметно влиять на рассеяние при значениях $\hbar q$ (4) в области, близкой к $\sim 0,2$ Мс или несколько превышающей, M — масса нуклона. Это магнитное рассеяние приводит к тому, что кривая изменения сечения упругого рассеяния в функции угла рассеяния при больших энергиях рассеиваемых электронов становится более полой. Можно видеть из рис. 9, что экспериментальные точки ложатся ниже теоретической кривой для рассеяния на протоне, обладающем точечным зарядом и точечным магнитным моментом. Это можно понять, исходя из теоретической формулы рассеяния, выведенной в 1950 г. М. Розенблументом¹¹. Она описывает суммарное рассеяние, обусловленное зарядом и магнитным моментом, и имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{NS} \left\{ F_1^2 + \frac{\hbar^2 q^2}{4M^2 c^2} \left[2(F_1 + K F_2)^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} + K^2 F_2^2 \right] \right\}, \quad (7)$$

где σ_{NS} нужно взять из (2) при $Z = 1$. В формуле Розенблумента величина $F_1(q)$ — дираковский формфактор, соответствующий заряду протона и связанному с ним магнитному моменту Дирака. Величина $F_2(q)$ — формфактор Паули, соответствующий аномальному магнитному моменту протона. Коэффициент K в формуле (7) — статическое значение аномального магнитного момента (1,79), выраженное в ядерных магнетонах.

Хотя и можно качественно охарактеризовать величину и вид формфакторов протона в предельном случае низких энергий, более целесообразно и удобно с вычислительной точки зрения рассматривать только два феноменологических формфактора $F_1(q)$ и $F_2(q)$. Фактически электромаг-

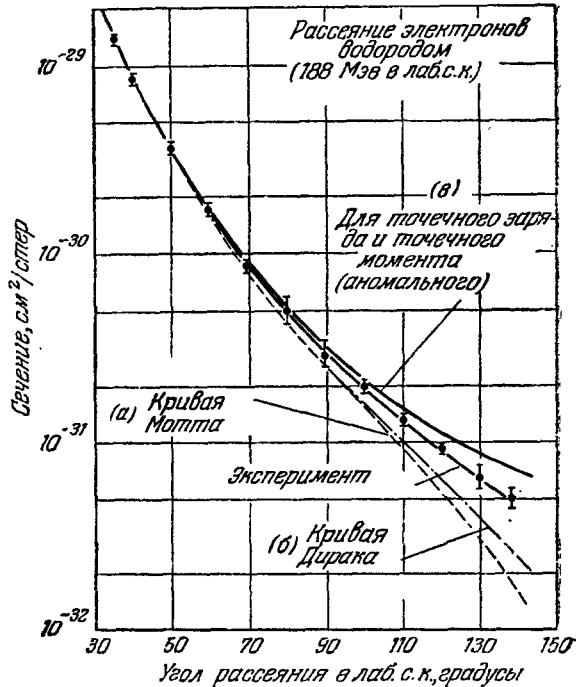


Рис. 9. Рассеяние электронов с энергией 188 Мэв на протонах.

а) Теоретическая кривая Мотта для точечного протона без спина; б) теоретическая кривая для протона, обладающего только дираковским магнитным моментом; в) рассчитанное теоретически изменение сечения в случае точечного протона и аномального магнитного момента, дополняющего дираковский магнитный момент. Отклонение экспериментальной кривой от кривой в указывает на вклад, даваемый формфакторами протона, и внутреннюю структуру протона. Наилучшее получающееся из рис. 9 значение среднеквадратичного радиуса протона близко к $0,7 \cdot 10^{-13}$ см.

нитная структура протона описывается исчерпывающим образом поведением этих величин в функции q . Заметьте, что для протона $F_1(0) = F_2(0) = 1,00$. Мезонная теория могла бы дать определенное заключение об F_1 и F_2 на основе указанных их значений.

В последующем мы ограничимся вопросом о том, как из экспериментальных данных можно получить значения двух величин F_1 и F_2 , с тем,

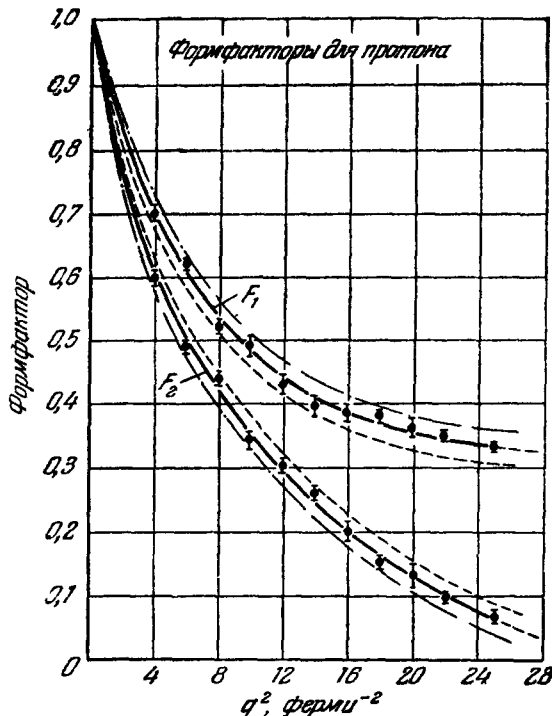


Рис. 10. Новейшие экспериментальные данные о формфакторах протона, полученные в Стэнфорде¹⁵.

Приведены две пунктирные кривые, лежащие между экспериментальными кривыми в центре (сплошные линии). Если пределы ошибки связаны так, что они смещаются в противоположных направлениях (как показано пунктирными линиями), то соответствующие сечения останутся в согласии с экспериментом. Подобный вывод справедлив и для двух штрих-пунктирных кривых, расположенных по обе стороны от центральных кривых F_1 и F_2 . Вопрос о коррелированной ошибке нуждается в дополнительном исследовании, однако полагают, что эти пунктирные и штрих-пунктирные кривые все же дают разумные пределы ошибки в измерении F_1 и F_2 .

теоретическое значение этих результатов после того, как кратко рассмотрим, во-первых, некоторые эксперименты по проверке формулы Розенблюта и, во-вторых, экспериментальные измерения формфактора нейтрона.

Разнообразная проверка формулы Розенблюта была проведена в этих экспериментах путем выяснения, действительно ли F_1 и F_2 являются функциями только одного q . Во всех исследованных случаях, когда q^2 было меньше 25 ферми^{-2} , обнаружено полное соответствие значений F_1 и F_2 для различных энергий и углов; таким образом, была проверена применимость формулы Розенблюта и выяснена ее справедливость для значений q^2 , меньших 25 ферми^{-2} (см. ¹⁵). При наибольших значениях q^2 , достигнутых в этих экспериментах, а именно при $q^2 \approx 31 \text{ ферми}^{-2}$, сечения, полученные

чтобы сравнить численные значения этих формфакторов с теорией. Экспериментальное определение формфакторов можно выполнить, например, методом пересекающихся эллипсов¹² или другими, эквивалентными методами, основанными на релятивистской идее о том, что каждый формфактор F — функция только q , а не E и θ в отдельности.

Первоначальные исследования структуры протона были подтверждены последующими экспериментами, выполненными при более высоких энергиях ($\sim 600 \text{ Мэв}$) (см. ^{13, 14}), однако эти энергии все еще настолько малы, что можно было принимать $F_1 \approx F_2$. В последних экспериментах было отмечено, что F_1 немного больше F_2 при значениях $q^2 = 4 \text{ ферми}^{-2}$ ($1 \text{ ферми} = 10^{-13} \text{ см}$). 1 ферми соответствует $(197 \text{ Мэв})^{-1}$.

Недавно в экспериментах, проведенных при более высоких энергиях ($\sim 1,0 \text{ Бэв}$), было подтверждено, что $F_1 > F_2$ (см. ¹⁴). Соответствующие кривые даны на рис. 10 (см. ¹⁵). Они представляют новейшие данные стэнфордских экспериментов в этой области. Я укажу возможное

в Стэнфорде, невозможно было объединить с сечениями для тех же значений q , найденными в недавно опубликованных корнелльских экспериментах ¹⁶, для того, чтобы найти истинные значения F_1 и F_2 . Если это подтвердится, то не исключено, что квантовая электродинамика отказывает при передачах больших импульсов; может быть, для уточнения формулы Розенблюта необходимо принимать во внимание процессы с обменом двух фотонов, которые не учитывались до сих пор; возможно также, что нужно видоизменить другое, что-то существенно важное в теории рассеяния. Это — один из интересных вопросов для будущего.

ФОРМФАКТОРЫ НЕЙТРОНА

Обратимся теперь к нейтрону. В соответствии с релятивистской квантовой электродинамикой у нейтрона имеются формфакторы Дирака и Паули. Протонный и нейтронный формфакторы обозначим соответственно F_{1p} , F_{2p} и F_{1n} , F_{2n} . Известно, что статические значения нейтронных формфакторов равны $F_{1n}(0) = 0$, $F_{2n}(0) = 1,00$. Из предыдущих

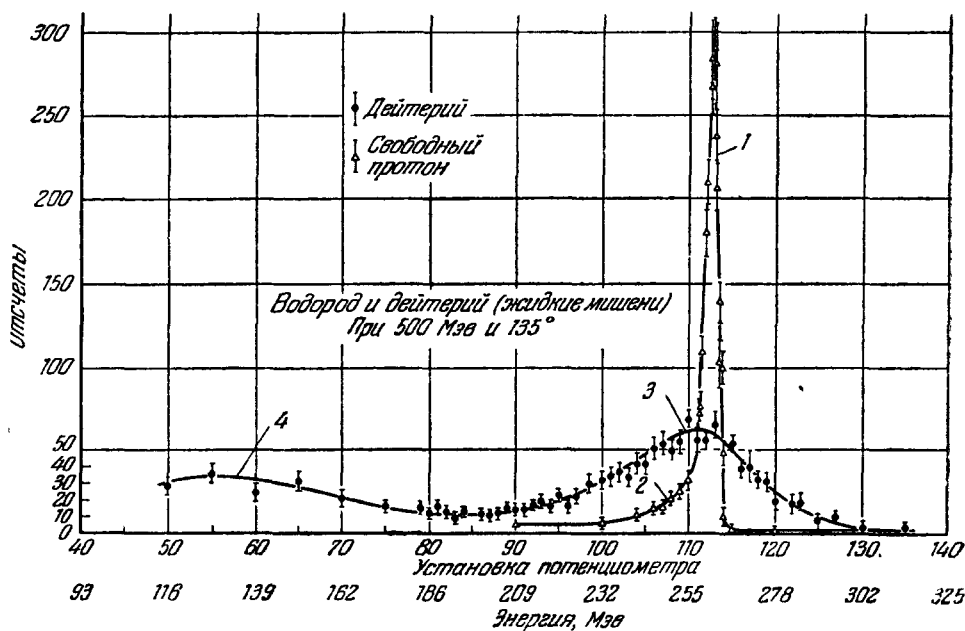


Рис. 11. Экспериментальное сравнение рассеяния электронов на движущихся в дейтроне протоне и нейтроне (кривая 3) и рассеяния, связанного со свободным протоном (кривая 1) ¹⁷.

Участок 2 — «хвост» протонной кривой, связанный с тормозным излучением. Участок 4 относится к электронам, рассеянным после рождения пионов в дейтерии, а также и к остальным электронам низких энергий. Из данных о рассеянии вблизи участка 3 можно определить формфакторы нейтрона. Протонный пик используется для сравнения измерений. Не вводились никакие поправки на различие плотностей жидкого дейтерия и водорода.

экспериментов по рассеянию на нейтроне известно также, что F_{1n} изменяется $\sim q^4$ при малых q в разложении F_{1n} в ряд по q^2 . Эту зависимость можно просто выразить словами: в пределах экспериментальных ошибок среднеквадратичный радиус нейтрона равен нулю. Поэтому нейтрон — не только незаряженное тело (рассматривая его с точки зрения электрического заряда), но и обладает формфактором F_{1n} , разлагающимся в степенной ряд, который начинается функцией от q^2 с производной, равной 0! Следовательно, определить формфактор нейтрона F_{1n} (так же как и F_{2n}) задача весьма сложная. Эта трудность усложняется известным эксперимен-

тальным фактом, что нейтронные мишени доступны только в виде дейтронов, содержащих в себе нейтроны, так как получить заметное количество свободных нейтронов в ограниченном пространстве невозможно. В дейтроне нейтрон сильно движется, и эту дополнительную трудность нужно как-то учитывать. Необходимо привлекать релятивистскую теорию дейтрона для учета эффекта, вызываемого движением связанного нейтрона. На современной стадии релятивистской теории задачу о движении дейтрона

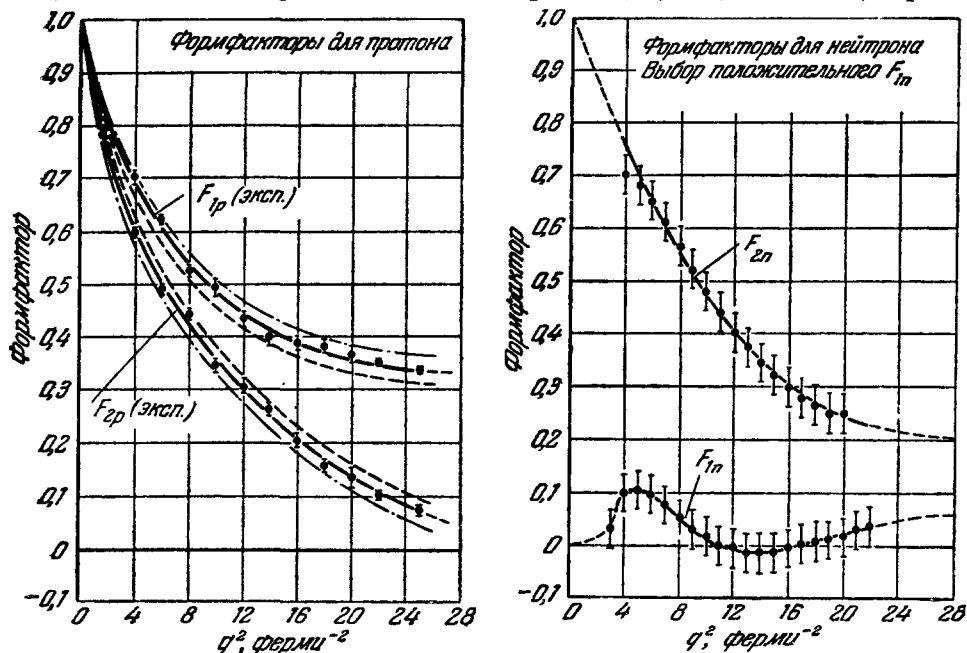


Рис. 12. Новейшие данные о структуре нейтрона и протона при выборе положительного F_{1n} , полученные в Стэнфорде ^{15,26}.

Правильная форма нейтронных кривых объясняется тем, что экспериментальные кривые рассеяния на дейтроне сглаживались до того, как соответствующие данные подставлялись в формулы, откуда были найдены величины формфакторов. Четыре кривые этого рисунка можно привести в приближенное соответствие с кривыми дисперсионной теории Клементель — Вилли, соответствующими недавно открытым тяжелым мезонам. Интересно отметить, что новые данные о нейтроне очень хорошо согласуются со старыми результатами ¹⁷ и многие современные выводы можно было сделать еще в 1958 г.

можно решить, конечно, только приближенно. Очевидно, поэтому, что экспериментальное выявление и измерение формфакторов нейтрона представляют большие трудности.

Многие из этих трудностей преодолены в работе, выполненной Йеряном и мною, в которой мы применили разностный метод, чтобы сравнить рассеяние электронов на нейтроне с рассеянием на протоне ¹⁷. Впервые нами показано, что нейтрон нельзя представлять в виде точечного нуклона и что его магнитный момент распределен так же, как в протоне. На рис. 11 приведены типичные данные, на основе которых были сделаны упомянутые выводы. Уширенный дейтронный пик указывает на влияние движения протона и нейтрона в дейтроне; этот широкий пик можно сравнить с острым протонным пиком. В работе, где были определены размеры нейтрона, принималось, что формфактор F_{1n} приблизительно равен нулю, а F_{2n} изменяется по закону, указанному выше.

Можно попутно отметить, что именно на основе описанных результатов Намбу ¹⁸ предположил существование новых тяжелых нейтральных мезонов, известных теперь как ω -мезоны. В 1961 г. существование этих

мезонов¹⁹ блестяще подтвердилось. Фрейзер и Фулко²⁰, исходя из этих экспериментов, предположили также, что пион-пионный резонанс (ρ -мезон) ответствен за магнитные свойства нуклонных формфакторов. Такой резонанс был недавно обнаружен²¹.

Изложенные выводы относительно нейтрона, а также предположение, что $F_{1n} \approx 0$, недавно получили подтверждение^{16, 22}. Более детальные исследования²³ также подтверждают такое описание формфакторов нейтрона. Эти результаты представлены на рис. 12. В опубликованных работах^{16, 22} найдено, что формфактор F_{1n} мал и положителен. Тем не менее Дюран²⁴ недавно указал, что теорию дейтрона, использованную в прежних исследованиях для вычисления формфакторов нейтрона, можно уточнить. При расчетах с помощью уточненных формул небольшое положительное значение формфактора F_{1n} остается относительно неизменным в области малых q^2 , но в интервале 6 ферми⁻² < q^2 < 20 ферми⁻² значения F_{1n} в пределах экспериментальных ошибок приблизительно группируются около нуля²³. Так как измерения нейтронных формфакторов заключают в себе слишком много экспериментальных и теоретических трудностей, эти новые, более точные результаты (в частности, касающиеся F_{1n}) нужно рассматривать как предварительные.

НОВЕЙШИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ НУКЛОНОВ

На рис. 12 были указаны новейшие данные как относительно протона¹⁵, так и нейтрона²³, полученные в Стэнфорде. Существует неопределенность в выборе знака F_{1n} . На рис. 12 представлены результаты при выборе положительных значений F_{1n} и соответствующие значения F_{2n} . На рис. 13 даны результаты рассеяния электронов на нейтроне для отрицательных значений формфактора F_{1n} и соответствующих величин F_{2n} . Теоретики предпочитают брать положительные значения формфактора F_{1n} , однако, как чисто экспериментальная постановка задачи, отрицательные значения F_{1n} нужно считать возможными, пока это не будет окончательно установлено. На рис. 12 пунктиром представлен возможный ход кривой при малых q^2 ; было бы крайне удивительным и неожиданным быстрое спадание величин F_{2n} , соответствующих отрицательным значениям F_{1n} .

Если выбраны положительные значения F_{1n} , а эти значения представляются более вероятными, описание всех результатов, относящихся как к протону, так и к нейтрону, можно достичь на основе теории тяжелых мезонов или пионного резонанса, предложенной Бергия и др.²⁵, или же в рамках эквивалентной интерпретации прежних результатов Германом и мною²² с помощью формфакторов Клементель — Вилли с использованием облаков Юкавы различных типов и дельта-функций. Эти первые и приближенные теоретические интерпретации, возможно, и правильны

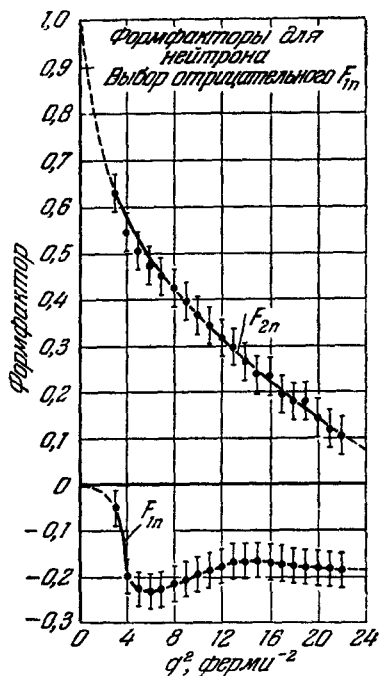


Рис. 13. Кривые, подобные правому рис. 12.

Приведены значения F_1 и F_2 при выборе отрицательного F_{1n} . Сейчас выяснено, что кривые рис. 12 лучше согласуются с кривыми Клементель — Вилли, чем кривые рис. 13.

в принципе, но неполны в объяснении деталей, и сейчас полагают, что, по-видимому, необходимо добавить в них эффекты, связанные с третьим тяжелым мезоном (η -мезон)²⁶, дающие вклад в формфакторы. Эту частицу недавно открыли А. Певзнер и др.²⁷ Сакураи^{28, 29} также предсказал ее существование.

Сейчас предпринимаются попытки согласовать данные рис. 12 на основе теории тяжелых мезонов — способом, который подобен изложенному в работах^{22, 25}, но с учетом трех мезонов (ρ , ω , η) вместо двух. Я не буду излагать результаты этих исследований, так как точные значения масс тяжелых мезонов еще не определены, а малые вариации значений этих масс очень чувствительным образом определяют относительную важность вклада, вносимого этими мезонами в формулах для формфакторов. Более того, не будет удивительным, если в ближайшем будущем будут открыты новые тяжелые мезоны и они дадут вклад в изучение формфакторов. Отметим, что можно получить приблизительное согласие с данными рис. 12, если использовать набор из трех мезонов (ρ , ω , η).

Если теперь попытаться обобщить последние успехи в определении структуры нуклонов и ее интерпретации, можно сказать, что протон и нейтрон являются двумя различными аспектами единой сущности — нуклона. Третья компонента изотопического спина различает эти две частицы. Изотопический формфактор можно исследовать хорошо известным способом²² по данным о протонном и нейтронном формфакторах. Из феноменологической и качественной интерпретации нуклонных формфакторов видно, кроме того, что как нейтрону, так и протону присущи одни и те же заряженные мезонные облака. В протоне эти облака складываются, а в нейтроне — погашают друг друга.

Еще рано приводить окончательные и даже в какой-то степени определенные подробности строения мезонных облаков или составляющих их тяжелых мезонов, поскольку, как было отмечено, такие детали пока только еще выясняются. Тем не менее возможно и даже вероятно, что в ближайшие годы мы увидим, что «окончательные» значения структурных параметров нуклона будут выкристаллизованы в рамках новой модели протона и нейтрона, созданной на основе тяжелых мезонов. Необходимость новых исследований для выяснения всех сторон этой схемы характерна для общей проблемы структуры элементарных частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В завершение сказанного уместно еще раз обратиться к ранее затронутой проблеме и поставить вопрос о глубоком и возможном философском значении понятия «элементарная» частица. Как мы видели, протон и нейтрон, которые считались элементарными частицами, представляются очень сложными образованиями. Почти с уверенностью можно сказать, что физики будут последовательно исследовать составные части протона и нейтрона — мезоны одного или другого сорта. Что будет создано на основе этого? Можно только догадываться о будущих проблемах и достижениях, но мое личное убеждение состоит в том, что исследования более мелких и все более фундаментальных частиц будут продолжаться все время, пока человеку будет присуща любознательность, которой он всегда обладал.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. (London) A124, 425 (1929); A135, 429 (1932). Вывод формулы Мотта первоначально для случая центра масс.
2. E. Guth, Anz. Akad. Wiss. Wien, Math.-naturwiss. Kl. 24, 299 (1934); M. E. Rose, Phys. Rev. 73, 279 (1948); E. Amaldi, G. Fidescaro, J. Mariani

- Nuovo cimento 7, 757 (1950); J. H. Smith, Thesis, Cornell University, 1951 (не опубликовано); L. I. Schiff, Phys. Rev. 92, 988 (1953) (см. перевод: Пробл. совр. физ., вып. 5 (Размеры ядер), 32 (1956)).
3. L. R. B. Elton, Proc. Phys. Soc. (London) A63, 1115 (1950); A65, 481 (1952); Phys. Rev. 79, 412 (1950); H. Feshbach, Phys. Rev. 84, 1206 (1951); L. K. Acheson, Phys. Rev. 82, 488 (1951); G. Parzen, Phys. Rev. 80, 261, 355 (1950).
 4. E. M. Lyman, A. O. Hanson, M. B. Scott, Phys. Rev. 84, 626 (1951).
 5. R. Hofstadter, H. R. Fechter, J. A. McIntyre, Phys. Rev. 91, 422; 92, 978 (1953); P. W. Pidd, C. L. Hammer, E. C. Raka, Phys. Rev. 92, 436 (1953) (см. перевод: Пробл. совр. физ., вып. 5, 7 (1956)).
 6. D. R. Yennie, D. G. Ravenhall, R. N. Wilson, Phys. Rev. 92, 1325 (1953); 95, 500 (1954) (см. перевод: Пробл. совр. физ., вып. 5, 45 (1956); S. Brenner, G. E. Brown, L. R. B. Elton, Phil. Mag. 45, 524 (1954) (см. перевод: Пробл. совр. физ., вып. 5, 68 (1956)); G. E. Brown and L. R. B. Elton, Phil. Mag. 46, 164 (1955); E. Baranger, Phys. Rev. 93, 1127 (1954) (см. перевод: Пробл. совр. физ., вып. 5, 42 (1956)).
 7. V. L. Fitch and J. Rainwater, Phys. Rev. 92, 789 (1953) (см. перевод: Пробл. совр. физ.; вып. 5, 85 (1956)).
 8. J. H. Fregeau and R. Hofstadter, Phys. Rev. 99, 1503 (1953).
 9. B. Hahn, D. G. Ravenhall, R. Hofstadter, Phys. Rev. 101, 1131 (1956).
 10. R. Hofstadter and R. W. McAllister, Phys. Rev. 98, 217 (1955). (см. перевод: Пробл. совр. физ., вып. 5, 83 (1956)); R. W. McAllister and R. Hofstadter, Phys. Rev. 102, 851 (1956).
 11. M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. 79, 615 (1950). См. также: L. I. Schiff, Phys. Rev. 92, 988 (1953) (перевод указан в²) — рассматривается проблема структуры протона.
 12. R. Herman and R. Hofstadter, High-Energy Electron Scattering Tables, Stanford Univ. Press, Stanford, California, 1960.
 13. E. E. Chambers and R. Hofstadter, Phys. Rev. 103, 1454 (1956) (см. перевод: Пробл. совр. физ., вып. 3, 161 (1957)); F. Bumiller and R. Hofstadter, см 12, стр. 28; R. Hofstadter, F. Bumiller, M. R. Yearian, Revs. Mod. Phys. 30, 482 (1958).
 14. F. Bumiller, M. Croissiaux, R. Hofstadter, Phys. Rev. Letts. 5, 261 (1960); R. Hofstadter, F. Bumiller, M. Croissiaux, Phys. Rev. Letts. 5, 263 (1960); в сб. Proc. Intern. Conf. High-Energy Phys. (Rochester, 1960), Interscience, New York, 1960, стр. 762—766; K. Berkelman, J. M. Cassels, D. N. Olson, R. R. Wilson, там же, стр. 757 ff; Nature 188, 94 (1960).
 15. F. Bumiller, M. Croissiaux, E. Dally, R. Hofstadter, Phys. Rev. 124, 1623 (1961).
 16. R. M. Littauer, H. F. Schopper, R. R. Wilson, Phys. Rev. Letts. 7, 141 (1961).
 17. M. R. Yearian and R. Hofstadter, Phys. Rev. 110, 552; 111, 934 (1958); см. также S. Sobotko, Phys. Rev. 118, 831 (1960).
 18. Y. Nambu, Phys. Rev. 106, 1366 (1957).
 19. B. C. Maglic, L. M. Alvarez, A. H. Rosenfeld, M. L. Stevenson, Phys. Rev. Letts. 7, 178 (1961).
 20. W. R. Frazer and J. R. Fulco, Phys. Rev. Letts. 2, 365 (1959); Phys. Rev. 117, 1609 (1960); см. также S. Drell, в сб. Proc. Intern. Conf. High-Energy Phys. (CERN, 1958), Interscience, New York, 1958, стр. 27—33.
 21. J. A. Anderson, V. X. Bang, P. G. Burke, D. D. Carmony, N. Schmitz, Phys. Rev. Letts. 6, 365 (1961); A. R. Erwin, R. March, W. D. Walker, E. West, Phys. Rev. Letts. 6, 628 (1961); D. Stonehill, C. Baltay, H. Courant, W. Fickinger, E. C. Fowler, H. Kraybill, J. Sandeweiss, J. Sanford, H. Taft, Phys. Rev. Letts. 6, 624 (1961).
 22. R. Hofstadter, C. de Vries, R. Herman, Phys. Rev. Letts. 6, 290 (1961); R. Hofstadter and R. Herman, Phys. Rev. Letts. 6, 293 (1961).
 23. C. de Vries, R. Hofstadter, R. Herman, Phys. Rev. Letts. 8, 381, 466; 9, 414 (1962).
 24. L. Durand, III, Phys. Rev. Letts. 6, 631 (1961); Phys. Rev. 123, 1393 (1961); см. также A. Goldberg, Phys. Rev. 112, 618 (1958).
 25. S. Bergia, A. Stanghellini, S. Fubini, C. Villi, Phys. Rev. Letts. 6, 367 (1961); S. Bergia et A. Stanghellini, Nuovo cimento 21, 155 (1961).
 26. C. de Vries, R. Hofstadter, R. Herman, S. Krasner, Proc. of the Aix-en-Provence Conference on Elem. Particles (September, 1961).

27. A. Pevsner, R. Kraemer, M. Nussbaum, C. Richardson, P. Schleier, R. Strand, T. Toohig, M. Block, A. Engler, R. Gessaroli, C. Metzger, Phys. Rev. Letts. 7(11), 421 (1961). Я благодарен проф. Певзнеру, сообщившему мне свои результаты до их опубликования.
28. J. J. Sakurai, Phys. Rev. Letts. 7, 355 (1961), а также частное сообщение.
29. Ср. работу²⁸ со следующей: P. L. Bastien, T. P. Berge, O. I. Dahl, M. Ferro-Luzzi, D. H. Miller, J. J. Murray, A. H. Rosenfeld, M. B. Watson, Phys. Rev. Letts. 8, 114 (1962).

От переводчика. См. также статьи о структуре ядер и нуклонов, напечатанные в «Успехах физических наук», и другие работы по этому вопросу:

1. Я. А. Смородинский, Размеры нуклонов, УФН 56 (3), 425 (1955).
 2. Р. Хофштадтер, Рассеяние электронов и структура ядер, УФН 63(4), 693 (1957).
 3. Д. И. Блохинцев, В. С. Барашенков, Б. М. Барбашов, Структура нуклонов, УФН 68 (3), 417 (1959).
 4. «Электромагнитная структура ядер и нуклонов». Сб. статей из серии «Проблемы физики», под редакцией С. И. Сыроватского. М., ИЛ, 1958. Первая статья в этом сборнике —².
 5. Д. Хилл, Распределение заряда и массы внутри атомных ядер, в сб. «Строение атомного ядра». М., ИЛ, 1959, ч. III, стр. 207.
 6. Г. Шоппер, Электромагнитная структура протонов и нейтронов—см. первое дополнение в книге: С. Д. Дрелли Ф. Захариазен, Электромагнитная структура нуклонов. М., ИЛ, 1962, стр. 151.
 7. Л. Эльтон, Размеры ядер. М., ИЛ, 1962, гл. I—II.
-