Декабрь 1990 г. *Том 160, вып. 12*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ—1989

539 124

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПОКОЯЩЕЙСЯ ИЗОЛИРОВАННОЙ СУБАТОМНОЙ ЧАСТИЦЕЙ

Х. Демельт

(Физический факультет Университета в Вашингтоне, Сиэтл, США)

(*Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 1989 г*)

Знаете, было бы вполне достаточно по-настоящему понять электрон.

Альберт Эйнштейн

Представления философа Демокрита, жившего в V в. до н. э., о наименьших мыслимых неделимых элементарных частицах — атомах (a-tomon — неделимый)—это очень мощная, но не неизменная концепция. Уже к 1930 г. она дважды претерпела изменения: от частиц типа молекул, скажем, гладких «атомонов» воды, к химическим атомам Менделеева, а затем — к электрону и протону; причем первоначально предполагалось, что обе эти частицы имеют малые, но конечные размеры. С возникновением в конце 20-х годов дираковской теории электрона их размер сократился до математического нуля. Каждый «знал», что электрон и протон представляют собой дираковские точечные частицы с радиусом R=0 и гиромагнитным отношением g=2,00. Первый намек на делимость или, по крайней мере, на составной характер протона последовал из измерений магнитных свойств протона, выполненных Штерном в 1933 г. с помощью молекулярно-пучковой установки Штерна—Герлаха. Однако в то время намек не был понят. Штерн установил, что нормализованное безразмерное гиромагнитное отношение для протона равно не g=2, а

$$g = \frac{\mu}{A}\frac{2M}{q} \approx 5,$$

где μ, A, M, q —магнитный момент, угловой момент, масса и заряд частицы, соответственно. Для сравнения, явно составной ион $^4He^+$, также обладающий спином 1/2, согласно этой формуле имеет величину $|g|$, равную 14700, что намного превышает дираковское значение 2. Итак, вместе с таким большим значением $|g|$ появился и размер этого атомного иона, на 4 порядка превышающий размер α-частицы. И, действительно, в 50-е годы после экспериментов Хофштадтера по рассеянию

Ханс Демельт

высокоэнергетических электронов радиус протона снова вырос до значения R=0,86 10^{-15} м. В более поздних работах такого типа, но при еще более высоких энергиях, внутри «неделимого» протона были обнаружены 3 кварка. Сегодня каждый «знает», что электрон является неделимым «атомоном», т. е. дираковской точечной частицей с радиусом R=0 и g=2,00. Но так ли это? Как и протон, он может оказаться составным объектом. История вполне может повториться. А это является сильным стимулом к проведению прецизионных измерений g-фактора электрона.

Спектроскопия геония. Метастабильный псевдоатом геония (ван Дик и др., 1978 и 1986) был специально создан для изучения g фактора электрона в оптимальных условиях. Он состоит из отдельного электрона, постоянно находящегося в условиях сверхвысокого вакуума в ловушке Пеннинга при температуре 4 К. Ловушка образуется однородным магнитным полем B_0=5 Тл и слабым электрическим квадрупольным полем. Последнее создается с помощью гиперболических электродов положительно заряженного кольца и двух отрицательно заряженных колпачков, отстоящих друг от друга на расстояние $2Z_0$=8 мм (рис. 1). Потенциал поля дается формулой

$$\varphi(x, y, z) = A(x^2+y^2-2z^2),$$

где A — константа, а глубина потенциальной ямы на оси равна

$$D = e(\varphi(0, 0, 0) - \varphi(0, 0, Z_0)) = 2eAZ_0^2 = 5 \text{ эВ}$$

Захват осуществляется в основном магнитными силами. Сильное магнитное поле оказывает доминирующее влияние на движение в атоме

геония. Уровни энергии этого атома, показанные на рис. 2, отражают циклотронное движение с частотой $\nu_c = eB_0/2\pi m = 141$ ГГц, спиновую прецессию на частоте $\nu_s \approx \nu_c$, аномальную или g—2-частоту $\nu_a = \nu_s - \nu_c =$ =164 МГц, колебания вдоль оси с ν_z=60 МГц и магнетронное или дрейфовое движение с частотой ν_m=13 кГц. Электрон непрерывно контролируется за счет возбуждения колебаний на частоте ν_z и детектирования с помощью приемника спонтанного излучения на частоте 60 МГц, усиленного в 10^8 раз. Соответствующий сигнал показан на рис 3.

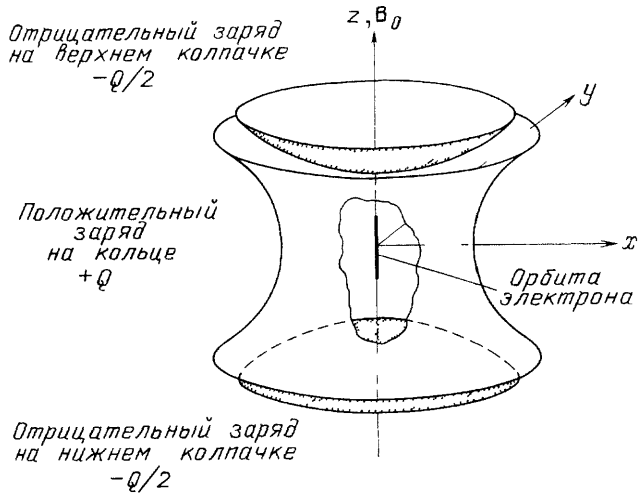

Рис 1 Ловушка Пеннинга. Простейшее движение электрона в ловушке—это движение вдоль оси ее симметрии, вдоль линии магнитного поля. Каждый раз, когда электрон подходит очень близко к одному из отрицательно заряженных колпачков, он поворачивает обратно. Результирующие гармонические колебания в нашей ловушке происходили на частоте около 60 МГц. Воспроизведено из работы (Демельт, 1983) с разрешения изд-ва «Plenum Press».

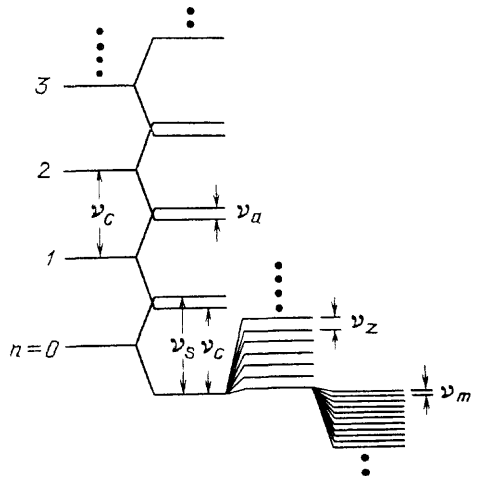

Рис. 2 Уровни энергии геония. Каждый циклотронный уровень, помеченный буквой n, расщепляется в первую очередь вследствие взаимодействия спина с магнитным полем. Результирующие подуровни расщепляются далее на колебательные уровни и, наконец, на множество магнетронных уровней, простирающееся вниз. Воспроизведено из работы (ван Дик и др., 1978) с разрешения изд-ва «Plenum Press».

Охлаждение излучением на боковой частоте сделало возможным непрерывное удержание электрона в центре ловушки в течение десяти месяцев (Габриэле и др., 1985). В этом процессе электрон вынужден поглощать радиочастотные фотоны с недостаточной энергией и затем компенсировать эту недостачу за счет энергии своего движения, что и приводит к его охлаждению. Соответствующее уменьшение радиуса магнетронного движения изображено на рис. 4. Действие этой схемы

охлаждения при перенесении ее в оптическую область весьма убедительно продемонстрировано на рис. 5. Представляющие главный интерес переходы на частотах ν_c, ν_a, ν_m, регистрировать намного труднее, чем колебания на частоте ν_z. Тем не менее эта задача может быть решена с помощью непрерывного эффекта Штерна—Герлаха (Демельт, 1988а),

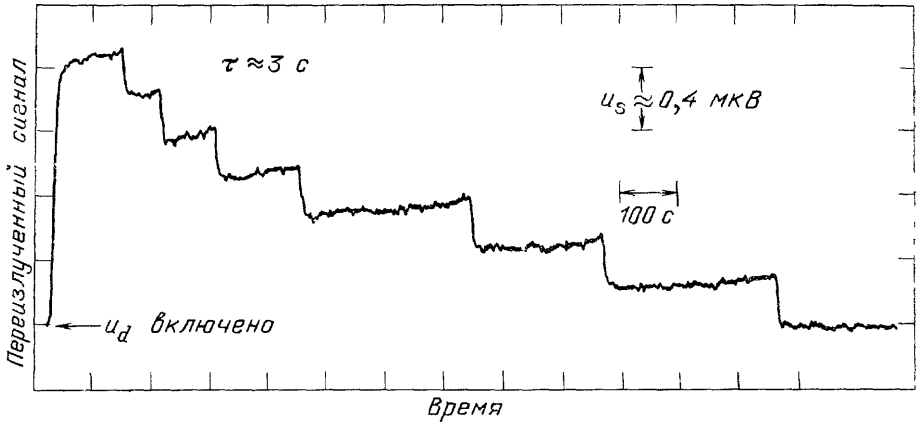

Рис. 3. Радиочастотный сигнал, излучаемый плененным электроном. Когда на электрон действует аксиальное радиочастотное поле, он излучает сигнал на частоте 60 МГц, который улавливается радиоприемником. Приведенный сигнал был получен при очень сильном возбуждении в случае, когда вначале был инжектирован сгусток из семи электронов. Один за другим электроны случайным образом «испарялись» из ловушки до тех пор, пока, наконец, не остался только один из них. При некотором уменьшении мощности возбуждения этот последний электрон можно было наблюдать неограниченно долго. Воспроизведено из работы (Ваинленд и др , 1973) с разрешения Американского Института физики

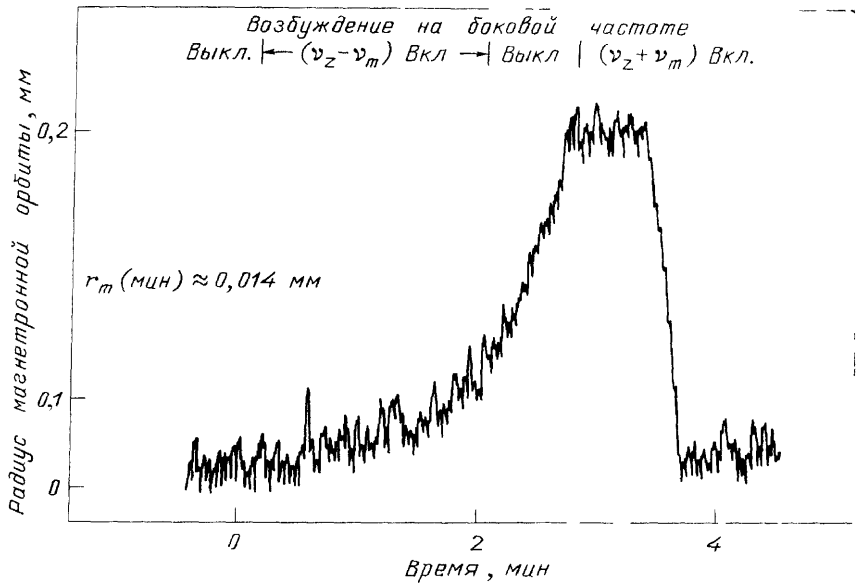

Рис. 4. «Охлаждение» магнетронного движения на частоте ν_m. Возбуждая аксиальное движение не на резонансной частоте ν_z, а на более низкой боковой частоте ν_z—ν_m, можно заставить метастабильное магнетронное движение отдать недостающую энергию $h\nu_m$, вследствие чего радиус магнетронной орбиты увеличивается. Наоборот, возбуждение аксиального движения на частоте $\nu_z+\nu_m$ уменьшает радиус. Роли высокочастотной и низкочастотной боковых полос здесь противоположны, чем в случае частицы в яме, где энергия растет с увеличением амплитуды, поскольку магнетронное движение метастабильно и его полная энергия уменьшается с ростом радиуса. Воспроизведено из работы (ван Дик и др, 1978) с разрешения изд-ва «Plenum Press»

при котором атом геония вынужден сам работать в качестве усилителя с коэффициентом усиления 10^8. В этом процессе единственный фотон с частотой ν_a, имеющий энергию всего ~1 мкэВ, включает поглощение около 100 эВ энергии на радиочастоте ν_z. В непрерывном эффекте используется неоднородное магнитное поле аналогично классическому варианту эффекта. Однако теперь магнитное поле принимает форму очень слабой циклотронной ловушки Лоуренса или магнитной бутылки, как

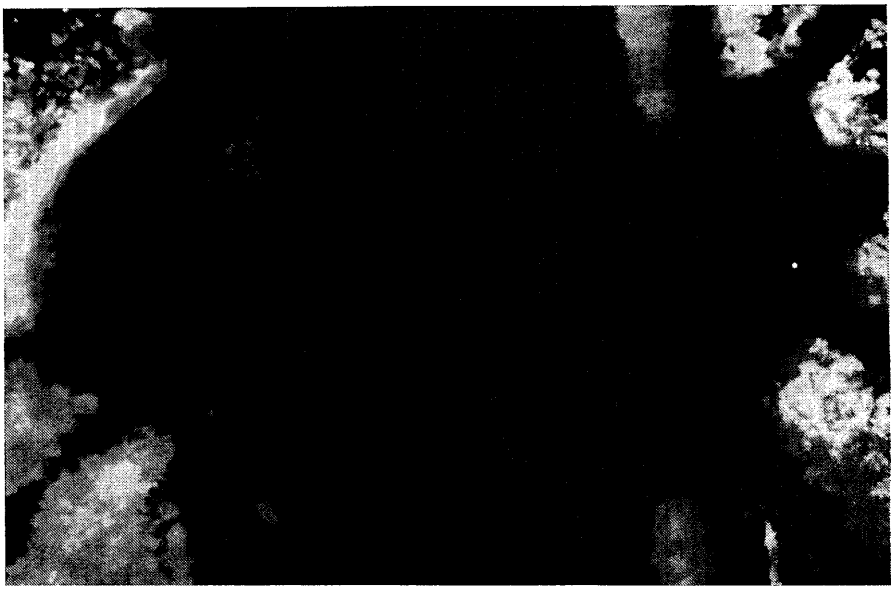

Рис. 5. Видимый голубой (заряженный) атом бария. Астрид, покоящийся в центре ловушки Пауля и сфотографированный в естественном цвете. Фотография прекрасно демонстрирует высокую степень локализации $\ll$ 1 мкм, достижимую с помощью техники геония. Рассеянный свет от лазерных пучков, сфокусированных на ион, освещает также кольцевой электрод крошечной ловушки с внутренним диаметром около 1 мм. Воспроизведено из работы (Демельт, 1988) с разрешения Шведской Королевской Академии наук

показано на рис. 6. Эта бутылка добавляет к аксиальной яме с большой электростатической глубиной D=5 эВ мелкую управляющую яму с глубиной, равной всего лишь

$$D_m = \left(m + n + \frac{1}{2}\right) 0{,}1 \text{ мкэВ},$$

где m и n — соответственно спиновое и циклотронное квантовые числа. Тем самым скачкообразные изменения m или n проявляются как скачки на частоте

$$\nu_z = \nu_{z0} + \left(m + n + \frac{1}{2}\right)\delta,$$

где ν_{z0} — аксиальная частота гипотетического электрона без магнитного момента, а δ в нашем эксперименте было равно 1,2 Гц. Случайные скачки между состояниями m или n возникают, когда возбуждаются спиновые или циклотронные резонансы. На рис. 6, *а* приведен ранний пример серии таких скачков по m, или переворотов спина. Спонтанными переходами для спина можно полностью пренебречь. В стандартных учебниках рассматриваются переходы между двумя узкими уровнями, индуцируемые электромагнитным излучением с широким спектром $\rho(\nu)$.

Скорость перехода с каждого из двух уровней одинакова и пропорциональна спектральной плотности мощности $\rho(\nu_s)$ поля излучения на частоте перехода ν_s. Итак, средние времена нахождения на каждом из уровней одинаковы; сравните с рис. 6, *а*. В экспериментах с геонием спектр слабого радиочастотного поля узкий, но спиновый резонанс уширен и имеет форму $G_s(\nu)$. Можно убедиться, что движение частоты узкополосного радиочастотного поля вверх через широкий спиновый резонанс должно давать тот же результат, что и движение вниз через узкий

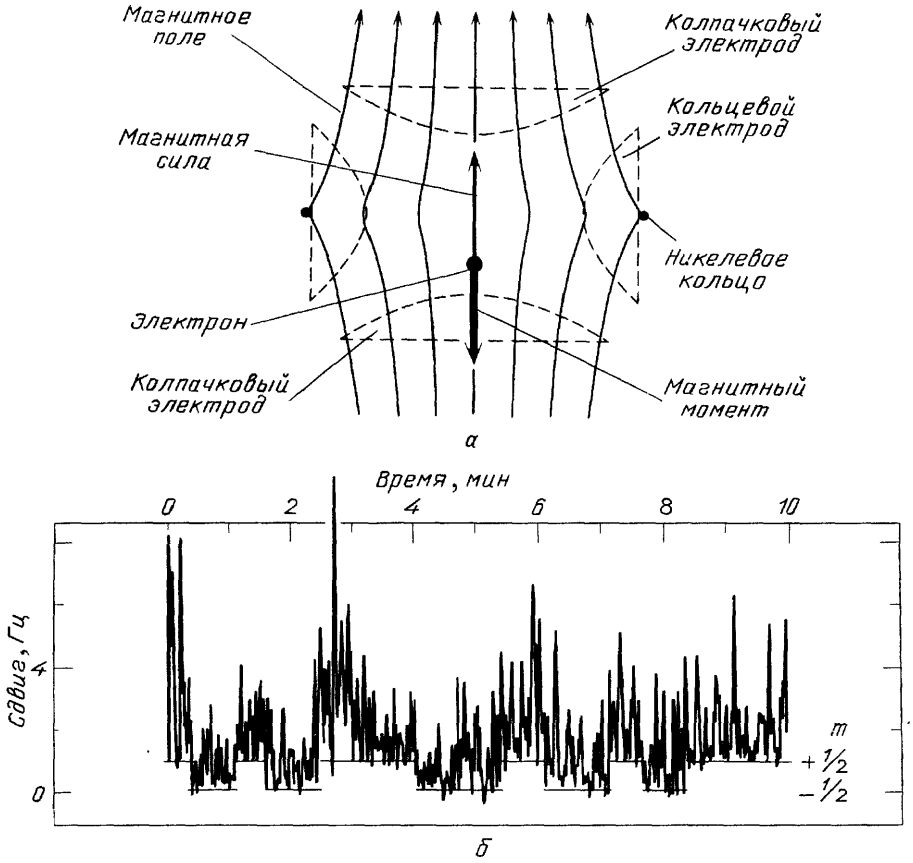

Рис. 6. *а* — Слабая магнитная бутылка для наблюдения непрерывного эффекта Штерна — Герлаха. Находясь на самом нижнем циклотронном и магнетронном уровне, электрон образует волновой пакет длиной 1 мкм и диаметром 30 нм, который может колебаться без искажений в аксиальной электрической потенциальной яме. Неоднородное поле вспомогательной магнитной бутылки создает небольшую возвращающую силу, которая приводит к тому, что аксиальные частоты ν_z для противоположных ориентации спина отличаются на небольшую, но регистрируемую величину. Воспроизведено из работы (Демельт, 1988а) с разрешения изд-ва «Springer», *б*—Перевороты спина, зарегистрированные с помощью непрерывного эффекта Штерна — Герлаха. Случайные скачки на основной линии отражают скачки по *m* со скоростью около 1/мин, когда возбуждается спиновый резонанс. Выбросы вверх, или «циклотронная трава», объясняются быстрым тепловым случайным возбуждением и спонтанным распадом циклотронных уровней со средним значением $\langle n \rangle \approx 1{,}2$. Взято из работы (ван Дик и др., 1977) с разрешения Американского Института физики

спиновый резонанс частоты широкополосного радиочастотного поля, имеющего форму спектра $\rho(\nu) \sim G_s(\nu)$. Скорость всех переворотов спина, или скачков по *m*, в каждом из направлений, регистрируемая в эксперименте, пропорциональна $G_s(\nu)$. Для получения графика, приведенного на рис. 7, частота поля увеличивалась небольшими ступеньками, и

на каждом шаге подсчитывалось число переворотов спина за фиксированный интервал времени, около получаса. Исходя из полученных нами величин ν_s и ν_c для электрона и позитрона (ван Дик и др., 1987), мы определили, что

$$\frac{1}{2} g^{\text{эксп}} = \frac{\nu_s}{\nu_c} = 1{,}001\,159\,652\,188(4)$$

и имеет одинаковые значения для частицы и античастицы. Ошибка для их разности наполовину меньше. Героические квантовоэлектродинамические расчеты сдвига значения g-фактора для точечного электрона за

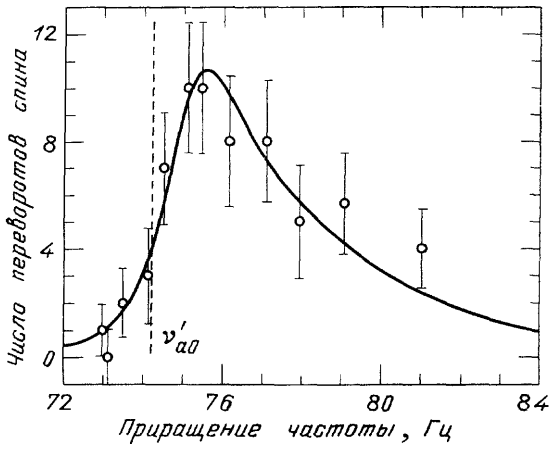

Рис. 7. График электронного спинового резонанса в геонии вблизи частоты 141 ГГц. Магнитное радиочастотное поле вызывает случайные скачкообразные изменения спинового квантового числа. По мере того как частота возбуждающего поля ступенчатым образом, с малым шагом, проходит через резонанс, подсчитывается число переворотов спина, возникающих за фиксированный период времени, составляющий около получаса, и затем наносится как функция частоты. (Фактически, переворот сиина при частоте поля 141 ГГц вызывается циклотронным движением электрона через неоднородное магнитное поле на радиочастоте $\nu_s - \nu_c = 164$ МГц.) Воспроизведено из работы (ван Дик и др., 1987) с разрешения Американского Института физики

счет его взаимодействия с полем электромагнитного излучения (Киношита, 1988) привели к значению

$$\frac{1}{2}(g^{\text{точечн}} - 2) = \frac{1}{2}\Delta g^{\text{Киношита}} = 0{,}001\,159\,652\,133\,(29).$$

В этих расчетах величина $\Delta g^{\text{Киношита}}$ выражена в виде ряда по степеням отношения α/π. Киношита критически оценил исходные экспериментальные данные о величине α, в которой он должен быть уверен. Он полагает, что ошибка в приведенном выше результате, которая определяется, главным образом ошибкой в значении α, возможно, недооценена. Мюонный, адронный и другие малые вклады в g составляют менее $4 \cdot 10^{-12}$ и были включены в сдвиг. Результат Киношита можно использовать в качестве поправки к экспериментальному значению; это дает

$$g = g^{\text{эксп}} - \Delta g^{\text{Киношита}} = 2 + 11\,(6) \cdot 10^{-11}.$$

Радиус электрона R? Экстраполяция от известных явлений к неизвестным - это освященный веками подход во всех науках. Поэтому исходя из известных величин g и R для других частиц, близких к дираковским, и нашей измеренной величины g для электрона, я пытался экстраполировать величину для его радиуса. Вдохновленный теорети-

ческой работой Бродского и Дрелла, выполненной в 1980 г., я (1989а) нанес на рис. 8 значения $|g-2|$ в зависимости от R/λ_C для ядра гелия-3, тритона, протона и электрона. Здесь λ_C - комптоновская длина волны для соответствующей частицы. Правдоподобное соотношение, данное Бродским и Дреллом (1980) для простейшей теоретической модели составного электрона,

$$|g-2| = \frac{R}{\lambda_C}$$

или

$$|g - g_{\text{Дирак}}| = \frac{R - R_{\text{Дирак}}}{\lambda_C}$$

неожиданно хорошо согласуется со столь разбросанными данными. Даже для такой сильно отличающейся структуры со спином 1/2 как атомарный ион $^4He^+$, состоящий из α-частицы и электрона, точка на

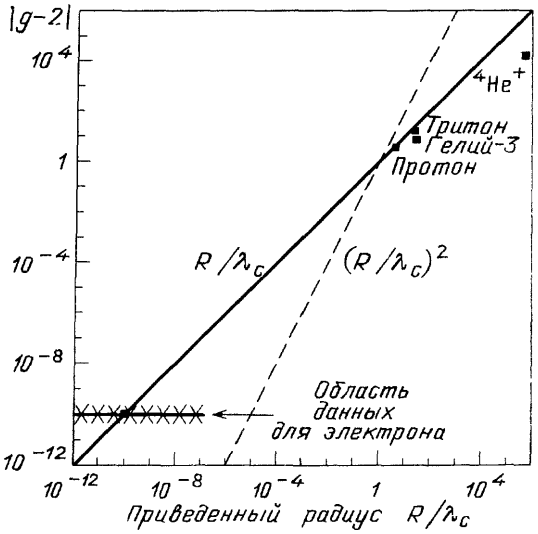

Рис. 8. Диаграмма значений $|g-2|$ с поправкой на радиационный сдвиг в зависимости от приведенного среднеквадратичного значения радиуса R/λ_C для частиц, близких к дираковским. Сплошная линия $|g-2| = R/\lambda_C$, полученная на основе простейшей теоретической модели, неожиданно хорошо согласуегся с опорными точками для протона, тритона и ядра ^3He. Ее можно использовать для получения нового значения радиуса для *физического* электрона, исходя из ее пересечения с линией $|g-2| = 1{,}1\cdot10^{-10}$, представляющей данные для электрона, полученные в Сиэтле. Данные значительно хуже согласуются с соотношением $|g-2| = R/\lambda_C^2$, которое для сравнения показано штриховой линией. Атомный ион $^4He+$ по определению не является частицей близкой к дираковской, однако и точка, соответствующая его данным, не выпадает слишком далеко от сплошной линии. Взято из работы (Демельт, 1990) с разрешения Американского Института физики

графике не отклоняется слишком далеко от сплошной линии. Пересечение этой линии на рис. 8 с линией $|g-2| = 1{,}1\cdot10^{-10}$, соответствующей данным для g, полученным группой из Сиэтла, дает показанную на рисунке экстраполяционную точку, а с учетом значения $\lambda_C = 039\cdot10^{-10}$ см приводит к величине радиуса электрона $R \approx 10^{-20}$ см. Рядом крестиков отмечена область данных, отражающая неопределенность значений g, полученных в Сиэтле, а верхний предел $R < 10^{-17}$ см установлен в экспериментах по столкновениям при высоких энергиях. Это сочетание современных данных, по-видимому, не согласуется с моделями структу-

ры электрона, предполагающими специальные свойства симметрии, что приводит к квадратичному соотношению $|g-2| \approx (R/\lambda)^2$, график которого указан штриховой линией. Более предпочтительным оказывается линейное соотношение, использованное в приведенной выше экстраполяции для радиуса электрона. Следовательно, электрон может иметь *размер* и *структуру!* Если все-таки есть ощущение, что измеренная добавка к g, равная 11 (6)·10^{-11}, не достоверна в силу большой относительной ошибки, то, по крайней мере, приведенная здесь величина $R \approx 10^{-20}$ см устанавливает новый важный верхний предел. Если же

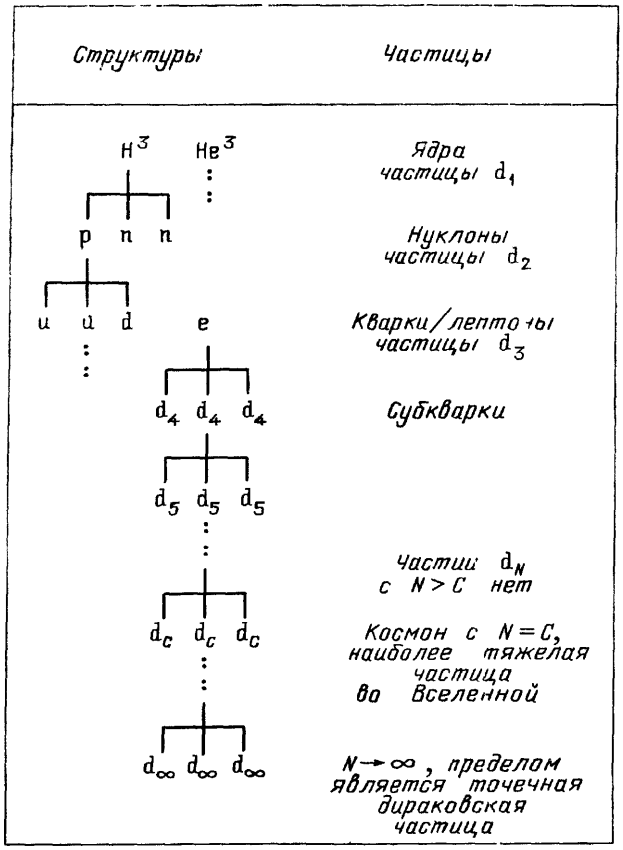

Рис. 9 Тритонная модель частиц, близких к дираковским. Воспроизведено из работы (Демельт, 1989б) с разрешения Национальной Академии наук США

взглянуть с другой точки зрения, то хорошее согласие величин $g^{\text{точечн}}$ и $g^{\text{эксп}}$ является наиболее строгой экспериментальной проверкой фундаментальной теории Квантовой Электродинамики, в которой предполагается R=0. Кроме того, почти полное совпадение измеренных в Сиэтле значений g для электрона и позитрона является наиболее строгой проверкой CPT-теоремы или зеркальной симметрии пары заряженных частиц.

Возвращение «первичного атома» Леметра: размышления. Начиная с 1974 г. Салам и другие исследователи предложили составные модели электрона и кварков (Лайонс, 1983). На основе этих предложений и глядя на рис. 8, я рассматриваю электрон как третье приближение дираковской частицы, для краткости—d_3, и как частицу, образованную из трех частиц, являющихся четвертым приближением дираковской части-

цы, или d_4. Предполагается, что ситуация совершенно аналогична той, с которой ранее столкнулись при рассмотрении субатомных частиц тритона и протона, являющихся, как предполагается, частицами типа d_1 и d_1 соответственно. Если более детально, то в данной рабочей гипотезе полагается, что три субкварка d_4 с огромной массой m, находящиеся в глубокой прямоугольной потенциальной яме, образуют электрон. При этом их масса $3m$ почти полностью компенсируется за счет сильной связи, так что полная релятивистская масса оказывается равной наблюдаемой массе электрона m_e. Рис. 8 может даже подсказать и более рискованную экстраполяцию: составные части электрона в бесконечной регрессии $N \to \infty$, предложенной на рис. 9, имеют все более массивные, все

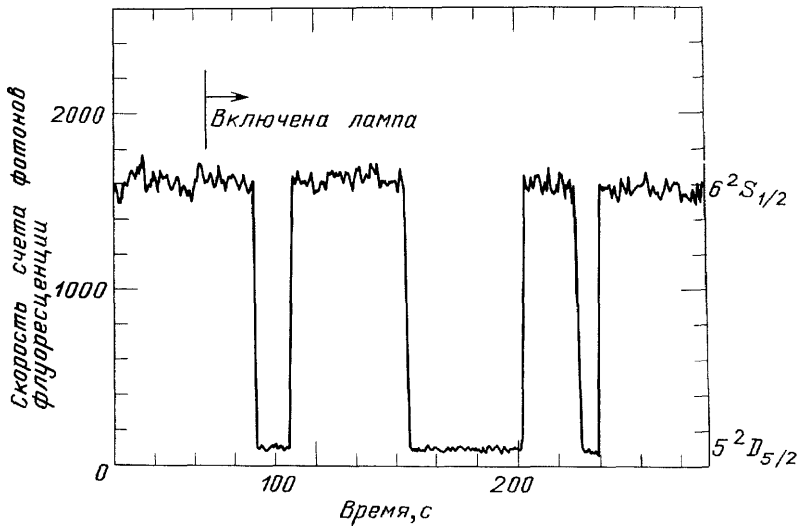

Рис. 10. Спонтанный распад иона Ba^+ на метастабильный уровень. Облучение иона лазерным светом, близким по частоте к его резонансной линии, вызывает сильную резонансную флуоресценцию, фотоны которой легко регистрировать; скорость счета 1600 фотонов/с. После того как несколько позже включается бариевая лампа с низкой спектральной яркостью, ион случайным образом переводится на метастабильный уровень $D_{5/2}$ с временем жизни 30 с и становится невидимым. Пробыв на этом уровне в среднем 30 с, он *спонтанно* падает вниз в основное состояние $S_{1/2}$ и опять становится видимым. Этот цикл затем повторяется. Воспроизведено из работы (Нагурней и др., 1986) с разрешения Американского Института физики

меньших размеров суб-суб... части d_N. Однако эти субкварки высших порядков реализуются только до «космона» с $N=C$, наиболее массивной частицы, когда-либо появлявшейся в этой Вселенной. В начале Вселенной уединенная связанная пара космон-антикосмон, или уширенное из-за времени жизни состояние атома космония с почти нулевым полным релятивистским отношением масса—энергия, была порождена из метастабильного состояния «ничто» (Виленкин, 1984) с нулевой релятивистской энергией в спонтанном квантовом скачке космической пустоты. На рис. 10 показаны подобные квантовые скачки, правда, намного более частые, которые недавно были наблюдены в плененном ионе Ba^+. В этом случае система также спонтанно перескакивает из состояния «ион на метастабильном уровне $D_{5/2}$ при отсутствии фотона» в новое состояние «ион на основном уровне $S_{1/2}$ плюс фотон», имеющее ту же энергию. Введенный здесь «атом космония» представляет собой просто модернизированную версию «первичного атома» Леметра или мир-атома, взрывной радиоактивный распад которого породил Вселенную. В начале мира короткоживущий атом космония распался в раннее состояние большого взрыва с преобладающей гравитацией, а его эволю-

ция в результате привела к состоянию, в котором энергия массы покоя, кинетическая энергия и ньютоновская гравитационная потенциальная энергия, складываясь, опять дают нуль. Электрон намного более сложная частица, чем космон. Он состоит из 3^{G-3} космоноподобных частиц d_G, но только две частицы этого типа образуют мир—атом космония, из которого возникла Вселенная. В заключение я бы хотел процитировать строку из Уильяма Блейка «Увидеть мир в песчинке» и намекнуть на возможную параллель — увидеть миры в электроне.

(Перевод с англ. К. Н. Драбовича)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

***B**rodsky S. J, Drell S.* D.//**1980**. Phys. Rev. Ser. D. V. 22. P. 2236.

***D**ehmelt H.*//1983. Advances in Laser Spectroscopy/Eds P. T. Arecchi, F. Strumia, H. Walther.—New York: Plenum Press; **1988**. *а*) Physica Scripta. Ser. T. V. 22. P. 102; *б*) Zs. Phys. Kl. D. Bd. 10. S. 127; **1989**. *а*) High Energy Spin Physics; 8th International Symposium/Ed. K, Heller.— AIP Conference Proc.— New York,— No. 187. P. 319; *б*) Proc. Natl. Acad. Sci. USA. V. 86. P. 8618; **1990**//Am. J. Phys. (in press).

***G**abrielse G, Dehmelt H., Kells W.*//**1985**. Phys. Rev. Lett. V. 54. P. 537.

***K**inoshita T.*//**1988** Metrologia. V. 25. P. 233.

***L**emaitre G.* **1950**. The Primeval Atom,—New York: Van Nostrand.—P. 77.

***L**yons L.*//**1983**. Prog. Part. and Nucl. Phys. V. 10. P. 227.—См. там список литературы.

***N**agourney W., Sandberg J., Dehmelt H.*//**1986**. Phys. Rev. Lett. V. 56. P. 2797.

***V**an Dyck P. S. Jr, Ekstrom* P., *Dehmelt H.*//**1977**. Ibidem. V. 38. P. 310.

Van Dyck R. S. Jr., Schwinberg P. B., Dehmelt H. G.//**1978**. New Frontiers in High Energy Physics/Eds. B. Kursunoglu, A. Perlmutter, L. Scott.— New York: Plenum Press, **1986.** Phys. Rev., Ser. D. V. 34. P. 722; **1987**. Phys. Rev. Lett. V. 59. P. 26.

Vilenkin A.//**1984.** Phys. Rev. Ser. D. V. 30. P. 509.

***W**ineland D., Ekstrom P, Dehmelt H.*//**1973**. Phys. Rev. Lett. V. 31. P. 1297.