

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

535.14+538.3

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И ЭКСПЕРИМЕНТ *)*С. Дрелл*(Выступление на симпозиуме, посвященном 60-летию
Юлиана Швингера, 18—19 февраля 1978 г.)

Участвовать и тем более выступать на симпозиуме, посвященном 60-летию Юлиана Швингера, — большая честь для меня. Несмотря на то, что я не являюсь его учеником в буквальном смысле, однако, если это слово понимать более широко и правильно, то как все мы здесь, я — ученик его работ и идей.

Для всех, кто сформировался как ученый после второй мировой войны, основой развития и миропонимания стали фундаментальные достижения Юлиана Швингера вместе с Ф. Дайсоном, Р. Фейнманом и С. Томонагой в квантовой теории поля. Четырьмя всадниками Апокалипсиса пронесли они над миром, ознаменовав начало новой эры, в которой старая квантовая теория поля с ее расходимостями и прочими недугами превратилась в процветающую и удивительно успешную квантовую электродинамику. Ныне квантовая электродинамика получила полное экспериментальное подтверждение и служит основной моделью, указывающей пути к пониманию слабых и сильных взаимодействий.

И вот, через 30 лет после публикации работ по новой теории поля с программой перенормировки, мы собрались здесь в честь Юлиана Швингера на его 60-летие.

До сих пор Юлиан слышал только глубоко заслуженные похвалы. Их будет немало и в моем выступлении. Но, Юлиан, мне придется высказать и некую жалобу или, более того, просьбу. Еще зеленым выпускником я впервые изучил Вашу работу вскоре после той конференции, где было опубликовано и экспериментально подтверждено Ваше предсказание

$$a_e \equiv \frac{1}{2} (g - 2) = \frac{\alpha}{2\pi} \quad (\text{рис. 1})$$

для аномального магнитного момента электрона. Теперь, 30 лет спустя, точность теории и эксперимента заметно возросла (рис. 2). Поправка к дираковскому моменту сейчас известна с точностью $2 \cdot 10^{-7}$. Эта экспериментальная точность достигнута методом радиочастотного резонанса ³. Электроны, вращающиеся в магнитном поле, вдоль которого они поляризованы, будут менять направление спина и деполяризовываться, если подвергнуть их действию возмущающего поля с частотой $\omega_{\text{спин}} = \left(\frac{1}{2}\right) g (e/mc) B$. То же

*) Drell S. D. Experimental Status of Quantum Electrodynamics. — LAC-PUB-2222. — October 1978. — 19 p. — Перевод С. И. Липских.

© S. D. Drell 1978.

© Перевод на русский язык,
Издательство «Наука».
Главная редакция
Физико-математической литературы
«Успехи физических наук», 1980.

будет иметь место при

$$\omega = \frac{1}{2} (g - 2) \frac{e}{mc} B, \quad \text{т. е.} \quad \omega = \omega_{\text{спин}} + \omega_{\text{вращ}}$$

Измерив обе резонансные частоты в одном и том же магнитном поле, можно определить $a_e = \left(\frac{1}{2}\right) (g - 2)$ с очень большой точностью. Теоретический результат, показанный на рисунке, получен в шестом порядке теории

	1948 г.
Теория:	
	$\frac{1}{2} (a_e - 2) \equiv a_e = \frac{\alpha}{2\pi},$
	$= 1,162 \cdot 10^{-3}.$
Эксперимент:	
	$a_e = 1,18 (3) \cdot 10^{-3}$

Рис. 1. Теоретические и экспериментальные значения аномального магнитного момента a_e электрона (1948 г.).

возмущений⁴. Ошибка вклада шестого порядка отражает неопределенности как в величине постоянной тонкой структуры, так и в численном интегрировании. Численные выкладки, включая вычисление семимерных интегралов, проведены методом Монте-Карло. Результат, приведенный на рис. 2,

	1978 г.
Эксперимент:	
	$a_e = 1159652410 (200) \cdot 10^{-12}$
	$[0,19 \cdot 10^{-6}].$
Теория:	
	$a_e = 1159652359 (282) \cdot 10^{-12} =$
	$= \frac{\alpha}{2\pi} - 0,328478445 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + 1,183 (11) \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3.$
Источники ошибок:	
$\alpha_{\text{Джозефсон}}^{-1}$	$= 137,035987 (29) \quad [0,21 \cdot 10^{-6}]$
	$(246) \text{ из } (282).$
Точность численного интегрирования в единицах $(\alpha/\pi)^3$:	$(138) \text{ из } (282)$

Рис. 2. Сравнение современных теоретических и экспериментальных значений для a_e . Приведены источники ошибки теоретической величины

был получен после 16 итераций по $5 \cdot 10^6$ точек каждая. Компьютер также производит вычисления шпуров, связанные с этими трудоемкими расчетами. Два источника ошибок показаны на рис. 2. Основной вклад в ошибку определяется ошибкой измерения α , которая сейчас наиболее точно определена из джозефсоновского эффекта, где $e/\hbar = v/2V$ (V — напряжение индуцированных ступенек джозефсоновских переходов).

Ошибки (см. рис. 2) в измерении и в вычислениях величины a_e постоянно уменьшаются. Измерения a_e , основанные на применении более сильных

полей и расщеплении линий (что уменьшает ошибку, возникающую из-за уширения линий), позволяют в самом недалеком будущем ожидать уменьшения ошибки в 10—20 раз⁵ (рис. 3). Ожидаемый теоретический прогресс — в уточнении значения α и вклада радиационной поправки 6-го порядка. Предел точности определения α при использовании уравнения джозефсоновских контактов^{1,6}, как показано на рис. 3, задается измерениями гиромагнитного отношения протона, которое в данный момент известно

Каковы ошибки?

$[a_e]_{\text{эксп}} : (200) \rightarrow (10) \cdot 10^{-12} \quad [0,01 \cdot 10^{-6}],$

$[a_e]_{\text{теор}} :$

$$\alpha_{\text{Дж}}^{-2} = \frac{1}{4Ry_{\infty}} \frac{1}{\gamma_{p'}} \frac{\mu_{p'}}{\mu_B^e} \cdot \frac{2e}{h} \frac{c\Omega_{\text{abs}}}{\Omega_{\text{NBS}}},$$

$\alpha_{\text{Дж}}^{-1} : (246) \rightarrow (20) \cdot 10^{-12} \quad [0,02 \cdot 10^{-6}].$

Уменьшение ошибок вычислений:

(138) \rightarrow (15) $\cdot 10^{-12}$.

Остающийся источник ошибок:

$$\sim \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^4 \approx (30) \cdot 10^{-12}.$$

Рис. 3. Показаны предполагаемые улучшения точности a_e .

Наиболее точное значение постоянной тонкой структуры выражено через постоянную Ридберга Ry , гиромагнитное отношение протона $\gamma_{p'}$, магнитный момент протона в воде в единицах электронного магнетона Бора $\mu_{p'}/\mu_B^e$, отношение e/h , выраженное из уравнения джозефсоновских контактов, и отношение значений Ω_{abs} в абсолютной и NBS системах единиц с Ω_{NBS} .

с точностью $0,42 \cdot 10^{-6}$. Этот результат удастся улучшить при очень точном измерении размеров соленоида⁷. Это позволит более точно определить B и, следовательно, гиромагнитное отношение $\gamma_{p'} = \omega_{p'}/B$ из наблюдаемой ЯМР-частоты протонов в воде. В то же время ведутся работы⁴ по дальнейшему увеличению точности численных расчетов вкладов 6-го порядка в a_e , а также по развитию методики аналитического вычисления интегралов.

Рис. 3 подытоживает ожидаемый прогресс и показывает, что вскоре будет необходимо проводить вычисления в 8-м порядке теории возмущений.

Так вот, Юлиан, пока эти расчеты провести не удастся. Мы просим Вас взяться за работу так же, как Вы сделали это, вычислив $\alpha/2\pi$, и сказать, какой вид имеет функция $a_e = f(\alpha)$. Величина $(g - 2)$ для электрона — фундаментальное предсказание квантовой электродинамики для отдельного электрона. Тридцать лет назад измерение этой величины было первой непосредственной проверкой квантовой электродинамики и ее первым ошеломляющим триумфом. В частности, это было первой количественной демонстрацией последовательной перенормировочной процедуры в 4-м порядке теории возмущений, которая была проделана Карплусом и Кроллом⁸.

Пока мы имели дело лишь с системами с небольшой массой, в частности, с электроном. Виртуальные импульсы, появляющиеся в виртуальных петлях, были эффективно малы $\approx m_e c$. Следовательно, эффекты на малых расстояниях от других более массивных частиц, например, от мюонов и адронов, которые дают вклады при больших импульсах в вакуумные поляризационные поправки, пренебрежимы даже на уровне $3 \cdot 10^{-12}$.

Вклады слабых взаимодействий в обычной перенормируемой калибровочной теории ^{1, 4} — еще на два порядка меньше. Фотон-фотонный вклад равен примерно $0,4 (\alpha/\pi)^3$ (или $5000 \cdot 10^{-12}$) и измерен лучше, чем с 5%-ной точностью. И наконец, важно заметить, что $(g - 2)$ для электрона и для позитрона совпадают с точностью $\sim 10^{-8}$, что является экспериментальным аргументом, подтверждающим *CPT*-теорему.

Перейдем теперь к рассмотрению величины $(g - 2)$ для мюона. Здесь мы попадаем в иной класс интересных явлений, которые не столь прямо проверяют квантовую электродинамику. Точнее, они испытывают теорию

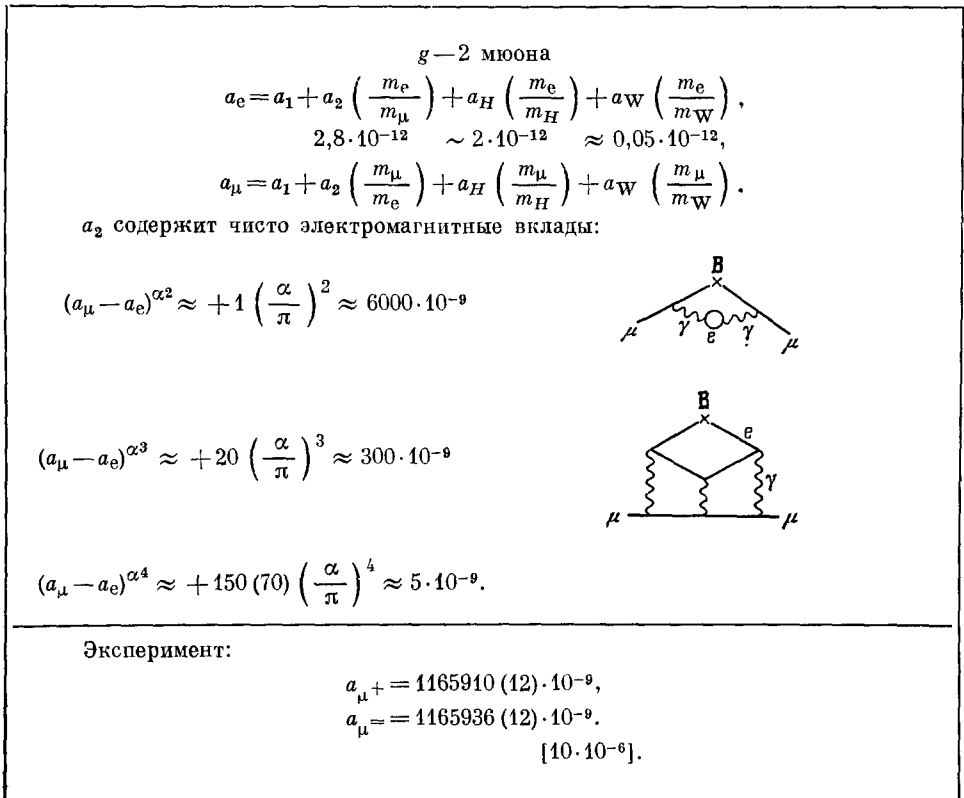


Рис. 4. Сравнение вкладов в аномальный магнитный момент электрона и мюона с их численными оценками.

Видно, что мюонные, адронные и слабые вклады в a_e пренебрежимо малы ввиду $m_e \ll m_\mu, m_H, m_W$. Экспериментальные данные для a_μ взяты из последних экспериментов в ЦЕРНе.

при больших импульсах $m_\mu c \approx 200 m_e c$ и учитывают вклад адронов в фотонную поляризацию вакуума, как это указано на рис. 4 и 5. Точные результаты получены из великолепного эксперимента в ЦЕРНе по определению $(g - 2)^9$, в котором наблюдалось вращение спинов поляризованных мюонов (из пионного распада) вокруг их импульсов движения в накопительном кольце. Для повышения точности желательно работать с «магическим» импульсом 3,094 ГэВ. При циркуляции мюонов с этим импульсом, т. е. при

$$a_\mu = \frac{1}{2} (g - 2) = \left(\frac{1}{\gamma^2} - 1 \right), \quad \gamma = \frac{E_\mu}{m_\mu c^2}$$

нет сдвига частоты прецессии за счет поперечного электрического поля, удерживающего их в кольце ¹⁰. При этой величине импульса исключается влияние внешнего поля на точность измерений, что позволяет значительно уменьшить ошибку. Прецессия спина мюона обнаруживается и исследуется по характеристикам его электронного распада. На рис. 4 приведены

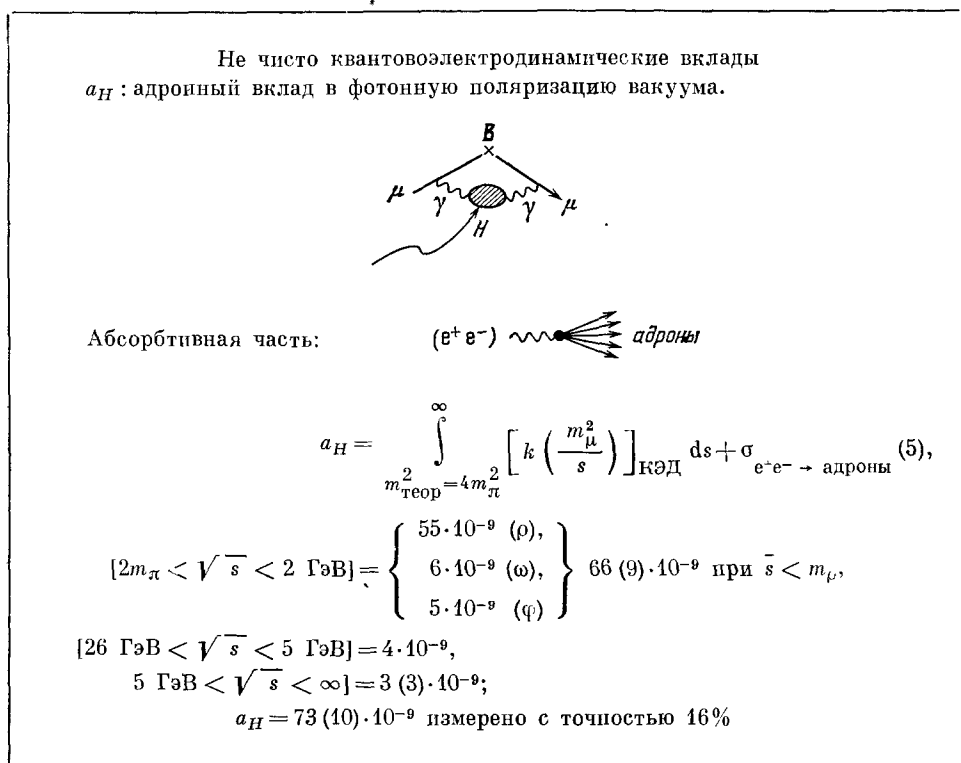


Рис. 5. Адронные вклады в a_μ , связанные через дисперсионный интеграл для фотонного пропагатора с полным сечением для e^+e^- -аннигиляции в адроны.

Показаны вклады от различных областей энергии s .

различные вклады в значение $(g - 2)$ для мюона. Вклад адронной поляризации вакуума в фотонный пропагатор связан дисперсионным соотношением с сечением электрон-позитронной аннигиляции (см. рис. 5, где указаны детально вклады от разных областей энергий \sqrt{s}) ¹¹. Следует отметить, что в электрон-позитронной аннигиляции пороговая область перед ρ и ω резонансами недостаточно точно промерена и потому приводит к наибольшей неопределенности при сравнении теории и эксперимента. Вклады слабых взаимодействий в перенормируемой калибровочной теории строго определены и конечны. Они зависят от деталей теории. Характерные величины даны ¹ на рис. 6 и лежат пока за пределами точности измерений. Там же указано и современное состояние дел со сравнением теории и эксперимента. То, что мы приводим здесь, — уже, конечно, не является проверкой чистой квантовой электродинамики, но служит прямым подтверждением адронного вклада в фотонную поляризацию вакуума. Однако согласие теории и эксперимента (см. рис. 6) подтверждает, что в случае мюонов вычисления в четвертом порядке чистой квантовой электродинамики оказываются приблизительно правильными, и указывает на большой вклад рассеяния света на свете.

a_W : слабое взаимодействие
Перенормируемые калибровочные теории:

$$a_W \sim \frac{G_F m_\mu^2}{6 \sqrt{s} \pi^2} \sim 10^{-9},$$

$$a_\mu^{\text{теор}} = 1165926 (10) \cdot 10^{-9}, [9 \cdot 10^{-6}],$$

$$a_{\mu^\pm}^{\text{эксп}} - a_{\mu^\pm}^{\text{теор}} = \begin{cases} -16 \\ +10 \end{cases} (16) \cdot 10^{-9}$$

Рис. 6. Показано соотношение теории и эксперимента для a_μ .
Приведена величина вклада слабых взаимодействий в перенормируемой калибровочной теории.

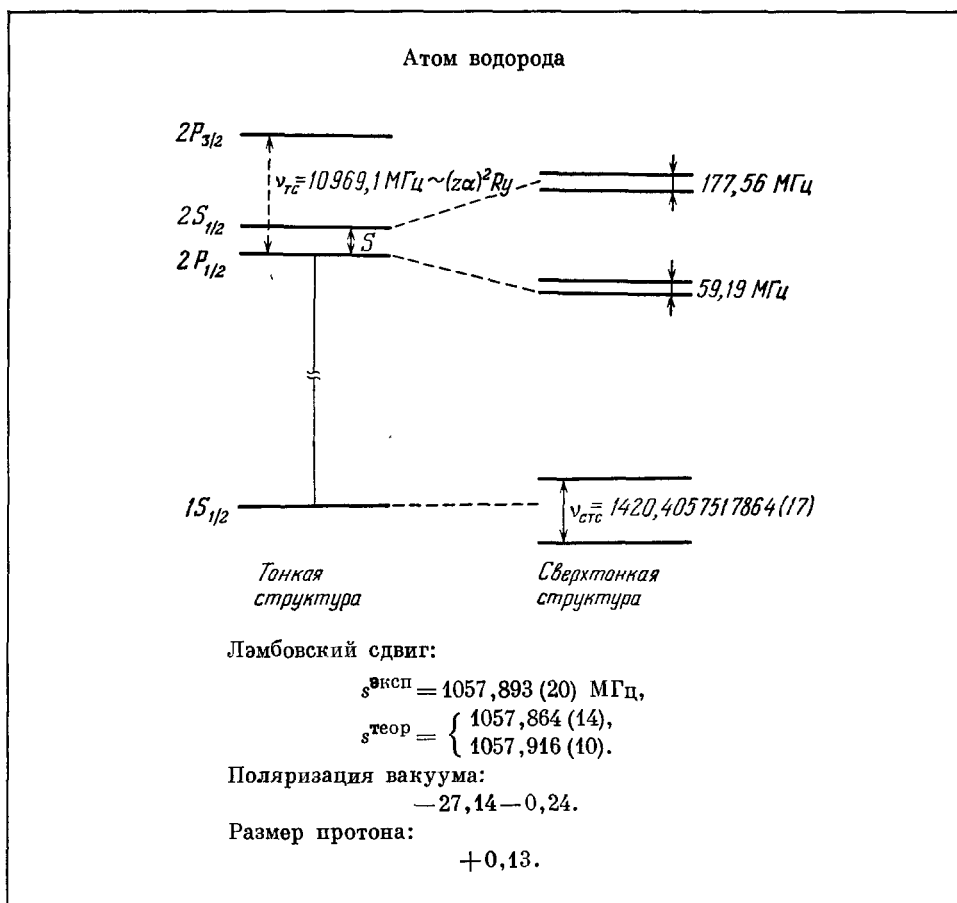


Рис. 7. Тонкая и сверхтонкая структура атома водорода.

Приведены экспериментальные величины и точности измерений, а также две разные теоретические оценки. Показана поляризация вакуума во втором и четвертом порядках теории возмущений и вклад, обусловленный конечностью размеров протона.

Еще одной проверкой квантовой электродинамики служит лэмбовский сдвиг в водороде. Диаграмма энергетических уровней, включающая как тонкое, так и сверхтонкое расщепление, показана на рис. 7. Экспериментальное значение величины лэмбовского сдвига сравнивается с двумя теоретическими числами¹², которые отличаются за счет различия в оценках, сделанных при учете вкладов более высоких порядков по кулоновскому взаимодействию. Это различие — следствие громадных трудностей вычислений. Здесь же указана точность, с которой экспериментально определены вклады за счет поляризации вакуума и конечности размеров протона в лэмбовский сдвиг. Таким образом, можно сделать вывод о полном согласии теории и эксперимента для лэмбовского сдвига. Дальнейшее увеличение точности может дать сведения лишь о вкладе за счет конечных размеров протона, не затрагивая фундамента самой квантовой электродинамики. Я уверен, что многие из вас помнят долго существовавшие разногласия теории и эксперимента, связанные с историей лэмбовского сдвига. Они, кажется, ушли в прошлое. Действительно, полный вклад поляризации вакуума сейчас выяснен с точностью нескольких десятых долей процента.

Тонкое расщепление $2P_{3/2}$ и $2P_{1/2}$ -уровней водорода не чувствительно к большинству квантовоэлектродинамических вкладов и к релятивистским эффектам отдачи, так как волновая функция Р-состояния обращается в нуль в центре атома. Расщепление точно определяется формулой Дирака — Зоммерфельда с учетом приведенной массы и аномального магнитного момента. Действительно, радиационные собственно энергетические поправки $\sim (\alpha/\pi) (Z\alpha)^2 \ln(Z\alpha)^{-2}$ дают вклад лишь $\approx 1,2 \cdot 10^{-6}$. $2P_{3/2}$ — $2P_{1/2}$ -расщепление превосходно используется для определения постоянной тонкой структуры с точностью 10^{-6} . Как мы уже обсуждали, уравнение джозефсоновских контактов дает для α на порядок величины более точное значение. И мы можем с удовлетворением отметить полное согласие результатов двух разных экспериментов. В противоположность тонкой структуре Р-состояния водорода, сверхтонкое расщепление в атомарном водороде, соответствующее взаимодействию электрона с магнитным полем протона, было и остается важным связующим звеном между физикой высоких энергий и атомной физикой. Такая особая роль обусловлена тем, что взаимодействие это — короткодействующее и потому чувствительно к таким деталям протонной структуры и динамики, проявления которых мы обычно можем заметить лишь в рассеянии электронов на протоне. Вначале изучение сверхтонкой структуры было основной возможностью проверить квантовую электродинамику на малых расстояниях. Квантовоэлектродинамические поправки к первоначальной формуле ферми вычислены с точностью до 10^{-6} , с учетом вклада аномального магнитного момента, связи электрона в атоме, радиационных поправок и поправки за счет поляризации вакуума.

Как впервые показал Земах¹³, на этом уровне точности вклад конечного размера протона в сверхтонкое расщепление равен — $38,2 \cdot 10^{-6}$. Имеется также добавочный вклад, учитывающий внутреннюю динамику протона, на уровне порядка 10^{-6} . Эта динамика и ее зависимость от спина изучена в резонансных возбуждениях адрона при поглощении фотона и в глубоко неупругом рассеянии электрона на водородной мишени. Об этой динамике можно судить также по смещению энергетических уровней вследствие поляризации протона электромагнитным полем s -электрона. Это аналогично предсказанному О. Бором эффекту¹⁴ в сверхтонкой структуре дейтерия, который показывает, насколько электрон следует распределению заряда протона в ядре дейтерия, а не распределению массы в ядре. Этот эффект имеет меньшую величину в водороде, так как протон —

более прочная структура, чем дейтон. Например, типичная энергия возбуждения протона ≈ 300 МэВ для Δ -резонанса, тогда как для дейтона аналогичная величина равна всего лишь 2,2 МэВ. Оценки вклада поляризуемости приводят к величине в несколько миллионных долей, что согласуется с экспериментом:

$$\frac{\gamma_{\text{теор}} - \gamma_{\text{эксп}}}{\gamma_{\text{теор}}} \sim (0,5 \pm 1,2) \cdot 10^{-6}.$$

Из-за поправок, связанных со структурой протона, мы не можем полностью использовать теоретически ту невообразимо высокую экспериментальную точность (порядка $2 \cdot 10^{-6}$), которая указана на рис. 7, для проверки квантовой электродинамики. Однако можно обойти сложность протонной

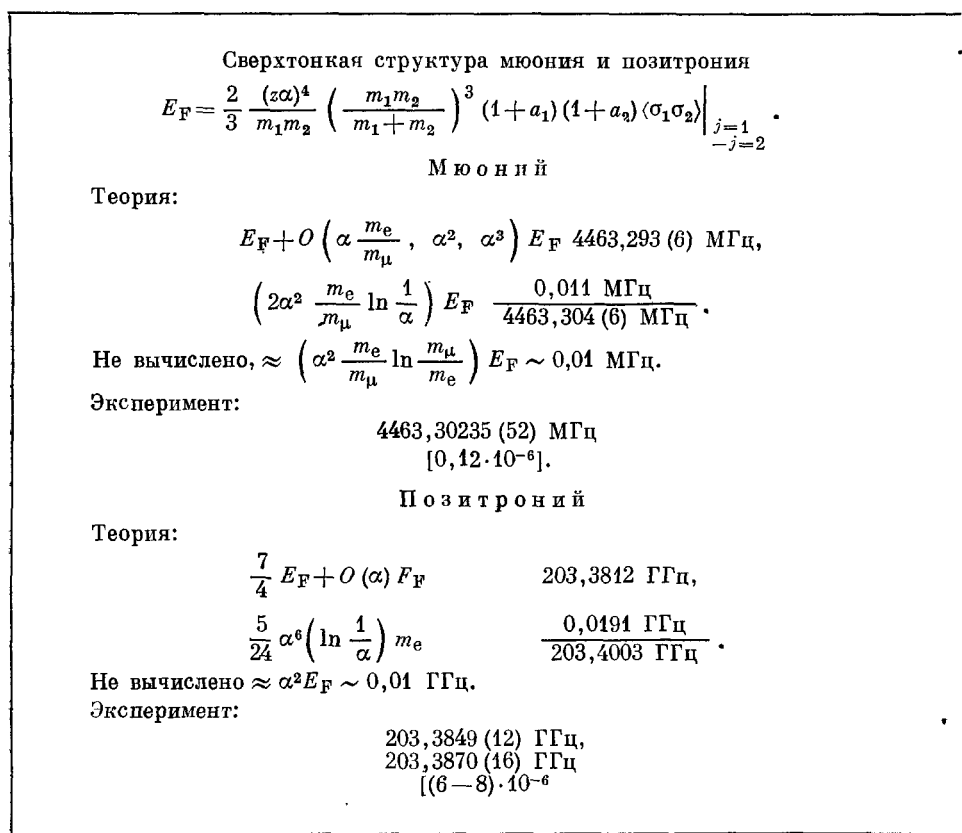


Рис. 8. Поправки к сверхтонкой структуре мюония и позитрония и сравнение с экспериментом.

динамики, изучая сверхтонку структуру в таких чисто электромагнитных системах, как мюоний и позитроний. Здесь снова, как показывают данные ¹⁶ на рис. 8, теория отстает от эксперимента. Хотя экспериментальная точность превышает точность расчетов на порядок и более, недавний теоретический прогресс ¹⁶ в расчете сверхтонкой структуры весьма значителен. Основой этого прогресса послужил успех в исследовании задачи, бывшей некогда «черным ящиком» в теории — релятивистской проблемы связанных состояний. Главная трудность проблемы заключается в невозможности применить метод теории возмущений к вычислению кулонов-

ского взаимодействия двух связанных заряженных частиц. Вычисленная однажды волновая функция такого связанного состояния может в дальнейшем использоваться, экономя много сил. Поправки запаздывания и отдачи, определенные с точностью 10^{-6} , согласуются с экспериментальными данными, полученными с той же точностью. Однако с уравнением для связанных состояний в релятивистской квантовой теории поля (называемым обычно уравнением Бете — Солпитера, но предложенным также Швингером и Намбу ¹⁷) особенно трудно работать, так как не удается получить точных решений для связанных состояний в кулоновском поле в случае двух релятивистских частиц со спином. Формализм, примененный впервые Гроссом в 1969 г., предлагает выход из создавшегося положения ¹⁸. Развитие его за последние два года в работах Лепажа ¹⁶, сотрудничавшего

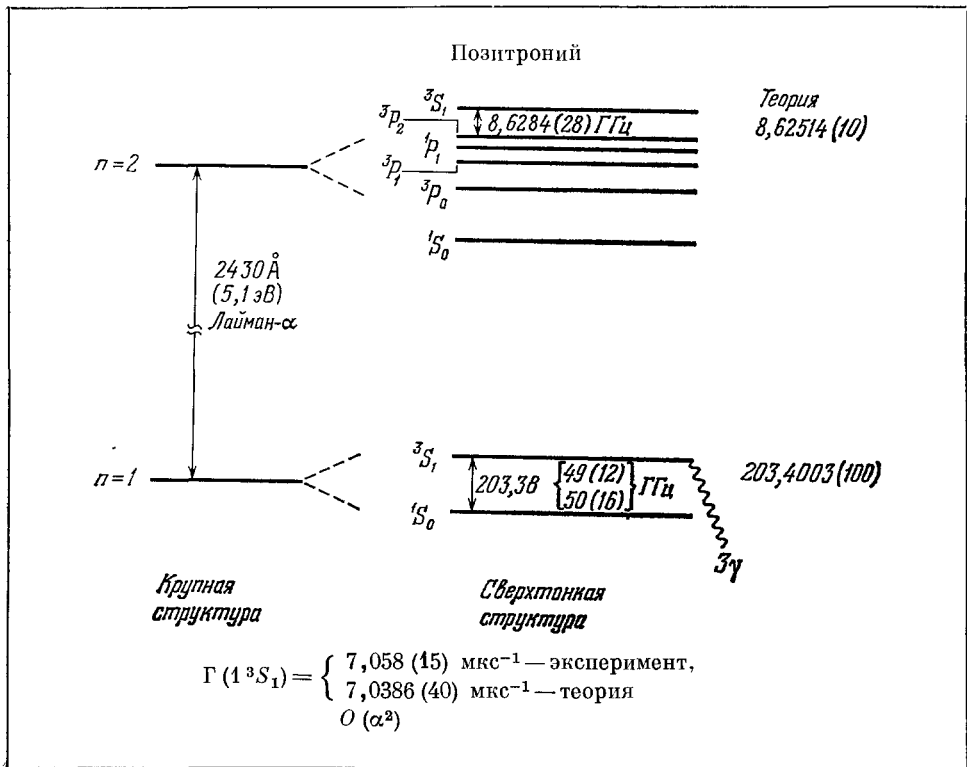


Рис. 9. Спектр позитрония и сравнение измеренных и рассчитанных скоростей распада ортопозитрония.

с Бродским и Касвеллом ¹⁹, привело к значительно более последовательной схеме вычислений. Используемая процедура включает изучение уравнения для связанных состояний и его ядра, когда одна из двух взаимодействующих заряженных частиц находится на массовой поверхности. Окончательный формализм, в сущности, сводится к одновременному уравнению для связанных состояний. Оно содержит меньше информации, чем полное уравнение Бете — Солпитера. Но, как показано в этих работах, в нем есть все, что необходимо для определения энергетического спектра. Более того, уравнение с одной из частиц, лежащей на массовой поверхности, имеет известное простое точное кулоновское решение, выражающееся через величины вкладов в энергию s-состояния позитрония вплоть до значений порядка $\alpha^2 \ln \alpha$ (и $(\alpha^2 m_e/m_\mu) \ln \alpha$ — для мюония). Поправку

к энергии Ферми порядка α^2 (без $\ln \alpha$) надо вычислить для того, чтобы можно было проводить сравнение теории с экспериментом (рис. 8).

Недавний экспериментальный процесс в изучении свойств мюония связан с точными измерениями (с использованием микроволнового магнитного резонанса) линейного и квадратичного зеемановского расщепления в сильных магнитных полях и при разных давлениях, что позволило путем надежной экстраполяции удалить вклады, зависящие от давления. Эти великолепные результаты обеспечивают точное подтверждение эквивалентности мюона и электрона в схеме квантовой электродинамики.

Возвращаясь вновь к позитронию, имеем, кроме ферми-взаимодействия, канал электрон-позитронной аннигиляции. Это приводит к сдвигу $3S_1$ -уровня (нечетного относительно зарядового сопряжения и потому

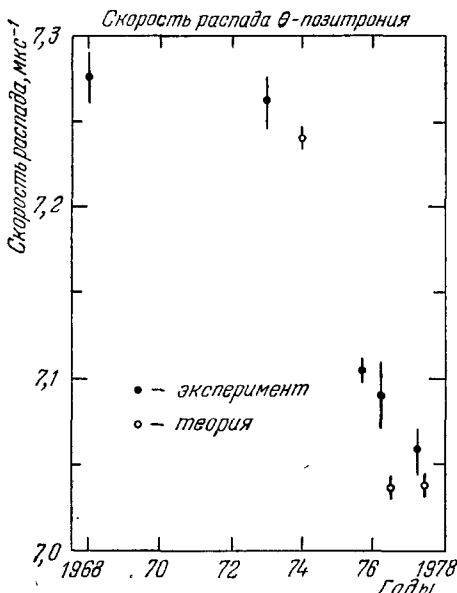


Рис. 10. Сопоставление скоростей распада ортопозитрония (в обратных микросекундах) в разные годы измерений и расчетов.

позитрония с $n = 1$. Это единственная аннигиляция в чисто квантовоэлектродинамической системе, которая измерена с точностью, лучшей 1%. Как можно видеть на рис. 10, подготовленном П. Лепажем, теория и эксперимент согласуются в пределах одной стандартной ошибки, хотя из рисунка видно, что существовавшее разногласие (порядка 10 стандартных ошибок) было лишь совсем недавно снято усилиями как теоретиков, так и экспериментаторов. Имеются другие точные измерения, которые также могли бы продемонстрировать полное согласие теории и эксперимента. Например, тонкая структура гелия ($n = 2 \ 3P_1$ — $3P_0$ -расщепление) позволяет предложить другой способ определения постоянной тонкой структуры с точностью 10^{-6} , а рентгеновские лучи из μ^-Bi , μ^-Pb и других мюонных атомов с большими Z , известных сейчас^{1,22}, позволяют достичь точности лучшей, чем $40 \cdot 10^{-6}$. Эти работы подтверждают надежность вычислений поляризации вакуума за счет электронных петель с точностью до нескольких процентов. Проведены также измерения точного лэмбовского сдвига в μ -протоне и измерения $2S_{1/2}$ — $2P_{3/2}$ расщепления в μ -гелии^{1, 2}.

допускающего переход в один виртуальный γ -квант) выше $1S_0$ -уровня. Их энергетическое расщепление показано на рис. 9. Экспериментальная методика сводится к инициированию многоволновых магниторезонансных переходов между зеемановскими уровнями и наблюдению соотношения 3γ и 2γ рождения при аннигиляции позитрония. Снова теоретики должны бороться за улучшение точности расчетов еще на один порядок величины для того, чтобы стать вровень с достижениями экспериментаторов.

Рис. 9 показывает также точность, с которой распределение первых возбужденных состояний позитрония измерено и как это согласуется с теорией.

В заключение (и это можно рассматривать, как подарок юбиляру!) на рис. 9 мы показываем скорость аннигиляции в 3 γ -кванта ортопозитрония, т. е. $3S_1$ -уровня.

Наконец, мы сошлемся на опыты при высоких энергиях, которые проверяют структуру квантовой электродинамики с меньшей точностью, но огромной чувствительностью к области малых расстояний благодаря большой передаче импульса. Вывод о пределе применимости возможных модификаций квантовой электродинамики основывается на наиболее чувствительных экспериментах по столкновению электрон-позитронных пучков²⁴, которые показывают, что любые такие модификации могут быть допустимыми лишь при импульсах больше 15—30 Гэв или на расстояниях меньше 10^{-13} см. Вооружившись всеми этими прекрасными результатами, мы можем с удовольствием вспомнить первый триумф квантовой электродинамики, которому сейчас исполнилось 30 лет, и все, что было сделано за это время. Сегодня наша вера в справедливость квантовой электродинамики на малых расстояниях и в ее огромную точность так велика, что мы относимся к ней, как к образцу, с которым сравниваем новые детальные предсказания перенормируемых калибровочных теорий слабых взаимодействий. Имеется интересное отличие этого подхода от того, который использовал Резерфорд, когда впервые открыл атомное ядро, изучая рассеяние на атомах мишени частиц, возникавших в результате распада веществ с естественной радиоактивностью. Резерфорд предполагал справедливость закона Кулона на таких малых расстояниях, и позже справедливость этого предположения была доказана. Мы же действуем более осторожно, сначала проверяя квантовую электродинамику на тех энергиях и расстояниях, которые используем в экспериментах по проверке теорий слабых взаимодействий. Совсем недавно наблюдение²⁵ асимметрии в глубоко неупругом рассеянии поляризованных электронов на дейтерии с точностью 10^{-5} показало несохранение четности слабыми нейтральными токами. Это явилось подтверждением основных идей перенормируемых калибровочных теорий слабых взаимодействий, выдвинутых впервые Вайнбергом и Саламом²⁶. И действительно, наши теоретические усилия понять такие основные проблемы, как удержание кварков и объединение слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий, основываются на прямой имитации квантовой электродинамики. Современные исследования начинаются с локальных перенормируемых калибровочных теорий с сохраняющимися токами. И квантовая электродинамика была первой моделью такого типа.

Итак, Юлиан, квантовая электродинамика встречает Ваш юбилей в великолепии своих успехов. Это — теория, описывающая взаимодействие электронов и γ -квантов в неквантованном пространстве-времени (плоском — в смысле эйнштейновской теории относительности), теория, которая в наши дни с успехом прошла через все экспериментальные проверки и является основой и образцом для дальнейших работ в области сильных и слабых взаимодействий. Однако на горизонте есть несколько облаков. Одно из них — тот тревожный факт, что экспериментаторы опережают нас в точности. Конечно, это будет только временное лидерство! Более серьезная проблема кроется в том, как мы сейчас представляем себе мир лептонов со спином $1/2$: e , μ , τ ... (каждый со своим нейтрино). Понимание значения растущей семьи лептонов, а также возрастание числа (связанных) кварков — наша главная задача.

Я благодарен С. Бродскому и П. Лепажу за ценные обсуждения в период подготовки выступления.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА И ПРИМЕЧАНИЯ

1. Последние прекрасные обзоры по квантовой электродинамике: Comblay F. H. — In: Proc. of the 1975 Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies.— Stanford University.— P. 913.

- Hughes V. W., Kinoshita T.— In: Muon Physics. V. 1; Electromagnetic Interactions.— N.Y.: Academic Press, 1977.— Ch. II.
- Brodsky S. J. The Impact of Quantum Electrodynamics: SLAC-PuB-1699.— 1975.
2. Selected Papers on Quantum Electrodynamics/Ed. J. Schwinger.— Dover Publ., Inc. 1958.
 3. Van Dyck R. S., Jr., Schwinberg P. B., Dehmelt H. G.— Phys. Rev. Lett., v. 38, p. 310.— См. также раннюю литературу в¹.
 4. Цитируется по: Kinoshita T., Lindquist W. B. Improving the Theoretical Prediction of the Electron Anomalous Magnetic Moment. Progress Report.— Cornell Univ. CLNS-374.— 1977.
 5. Dehmelt H. (частное сообщение).
 6. Taylor B. N., Parker W. H., Langenberg D. N.— Rev. Mod. Phys., 1969, v. 41, No. 2, Brodsky S. J., Drell S. D.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1970, v. 20, p. 147. Lautrup B. E., Peterman A., de Rafael E.— Phys. Rept., 1972, v. 3C, p. 196.
 7. Olsen P. T., Williams E. R.— In: Proc. of the 5th Intern. Conference on Atomic Masses and Fundamental Constants. Paris, June 1975.— P. 538.
 8. Karplus R., Kroll N. M.— Phys. Rev., 1950, v. 77, p. 536.
 9. Bailey J., Borer K., Combley F., Drumm H., Farley F. J. M., Field J. H., Flegel W., Hattersley P. M., Krienen F., Lang F., Picasso E., von Ruden W. (CERN Nuon Storage Ring Collaboration).— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 67, p. 225.
 10. Выражение для прецессии спина мюона вокруг его импульса в поперечных полях, т. е. для $\beta\mathbf{E} = \beta\mathbf{B} = 0$:

$$\omega_a = \frac{-e}{m_\mu c} \left\{ a_\mu (\mathbf{B} - [\beta\mathbf{E}]) + \frac{1}{\gamma^2 - 1} [\beta\mathbf{E}] \right\}.$$

Член, пропорциональный \mathbf{E} , исчезает, когда $\varphi = \sqrt{1 + (1/a_\mu)} \sim 29,3$, что соответствует $p_\mu = 3,094$ ГэВ/с (см. ^{1,9}).

11. Ср.: Combley F.: $k(m_\mu^2/s)$ -чисто кинематический фактор в квантовоэлектродинамическом описании фазового пространства в дисперсионном интеграле.
12. Mohr P. J.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 1050.
13. Erickson G. W.— Ibid., 1971, v. 27, p. 780.
14. Zemach C.— Phys. Rev., 1956, v. 104, p. 1771.
15. Bohr A.— Ibid., 1978, v. 1109. Low F.— Ibid., 1950, v. 77, p. 361.
16. Обзор и ссылки на литературу см. в⁶: Cole R. S., Repko W. W.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 1295.
17. Lepage G.— Phys. Rev. Ser. A, 1977, v. 86, p. 863.
18. Здесь рассматривается как теория, так и эксперимент; см. также ¹. Salpeter E., Bethe H.— Phys. Rev., 1951, v. 84, p. 1232. Schwinger J.— Proc. Nat. Acad. 37, 452 (1951). Nambu Y.— Progr. Theor. Phys., 1950, v. 5, p. 614.
19. Gross F.— Phys. Rev., 1969, v. 189, p. 1448.
20. Caswell W. E., Lepage G. P. The Reduction of the Bethe-Salpeter Equation to an Equivalent Schroedinger Equation, with Applications: SLAC-PUB-2080; опубликовано: Phys. Rev. Lepage G. P. Ph. D. Thesis.— Stanford Physics Dept. SLAC-212, 1978.
21. Casperson D. E. et al.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 956. (см. ¹).
22. Griffith T. C., Heyland G. R.— Nature, 1977, v. 269, p. 109.
23. Caswell W. E., Lepage G. P., Sapirstein J.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 488. Отметим работу: Gidley D. W., Rich A., Zitzewitz P. W., Paul D. A. L.— Ibid. (после доклада была публикация, которая снова показала некоторые разногласия).
24. Brodsky S. J., Mohr P. J.— In: Heavy Ion Atomic Physics/Ed. I. A. Selin.— Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1977.
25. Хорошее соответствие с теорией точных измерений этого разделения, выполненных Zavattini и сотрудниками (Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 55, p. 411), может использоваться для предсказания скорости образования $\pi^\pm u^\pm$ -атома в K_L -распаде. См. Staffin R. Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 161, p. 726.
26. Coombes R., Flexer R., Hall A. et al.— Ibid., 1976, v. 37, p. 249.
27. Hofstadter R.— In: Proc. of the 1975 Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Stanford Univ.— P. 869.
28. Prescott C. Y. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 77, p. 347.
29. Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1264.
30. Salam A.— In: Elementary Particle Theory/Ed. N. Svartholm.— Almqvist and Forlag, 1968.