

PACS numbers: 12.20.-m, 12.20.Ds, 31.30.Gs, 31.30.Jv
DOI: 10.3367/UFNr.0178.200811f.1220

Квантовая электродинамика тяжелых ионов и атомов: статус и перспективы

В.М. Шабает

1. Введение

Основные принципы квантовой электродинамики (КЭД) были сформулированы к началу 1930-х годов в работах Дирака, Гейзенберга, Борна, Фока, Паули, Вигнера, Йордана, Ферми и др. Созданная теория позволяла описывать такие процессы, как излучение и поглощение фотона атомом, рождение и аннигиляция электрон-позитронных пар. Однако применение этих методов к расчету некоторых эффектов во втором порядке теории возмущений приводило к бесконечным результатам. Эта проблема оставалась нерешенной примерно до конца сороковых годов прошлого столетия — пока Лэмб и Резерфорд не обнаружили экспериментально расщепление $2s$ - и $2p_{1/2}$ -уровней энергии в атоме водорода (сейчас это расщепление принято называть лэмбовским сдвигом). Это открытие способствовало решению проблемы расходимостей, так как практически не осталось сомнений в квантово-электродинамическом происхождении лэмбовского сдвига. Первая оценка лэмбовского сдвига была сделана Бете, а современная квантово-электродинамическая теория, содержащая решение проблемы бесконечностей посредством процедуры перенормировок, была создана Дайсоном, Фейнманом, Томонагой и Швингером. Ввиду того, что в КЭД имеется малый параметр $\alpha \approx 1/137$ (постоянная тонкой структуры), расчеты проводятся по теории возмущений. Отдельным членам ряда теории возмущений ставятся в соответствие фейнмановские диаграммы, которые позволяют сформулировать простые правила для написания формальных математических выражений.

Примерно до начала 1980-х годов проверка КЭД ограничивалась легкими атомами, такими как водород, позитроний, гелий, мюоний. В таких атомах, наряду с параметром α , имеется другой малый параметр — αZ , где Z — заряд ядра (в случае водорода $Z = 1$). По этой причине КЭД-расчеты легких атомов ограничивались несколькими низшими порядками по α и αZ , и соответственно сравнение теории и эксперимента для таких систем обеспечивало проверку КЭД только в нескольких низших порядках по этим двум параметрам. Естественно возникает вопрос: можно ли расширить эту (достаточно узкую) область проверки КЭД? На первый взгляд может показаться, что мы могли бы расширить эту область в направлении более высоких порядков по αZ , исследуя КЭД-эффекты для внутренних электронов тяжелых нейтральных атомов, таких, например, как нейтральный атом урана. Известно, что внутренние электроны в тяжелых нейтральных атомах находятся в сильном (неэкранированном) кулоновском поле ядра и для них параметр αZ не является малой величиной. Однако точность теоретических расчетов таких систем сильно ограничена погрешностью корреляционных эффектов, которая обычно находится на уровне величины КЭД-вкладов или даже превосходит ее. По этой причине

в расчетах тяжелых нейтральных атомов обычно ограничиваются уравнением Брейта, которое лишь приближенно учитывает релятивистские корреляционные эффекты. Уникальная возможность для проверки КЭД во всех порядках по αZ появилась, когда стали возможными высокоточные эксперименты с тяжелыми многозарядными ионами, такими как, например, водородоподобный [1] или литийподобный [2–4] ионы урана. В таких ионах, с одной стороны, параметр αZ не является малой величиной (в уране $\alpha Z \approx 0,7$), а, с другой стороны, благодаря малому числу электронов, корреляционные эффекты (эффекты межэлектронного взаимодействия) могут быть вычислены с высокой точностью. Теории таких систем и посвящена основная часть настоящего доклада. Что касается тяжелых нейтральных атомов, то мы ограничимся кратким обсуждением недавнего прогресса в расчетах КЭД-поправок к эффекту несохранения пространственной четности в нейтральном цезии, играющих важную роль для проверки Стандартной модели (СМ) при низких энергиях.

В докладе используется релятивистская система единиц: $\hbar = c = 1$.

2. Энергии связи тяжелых ионов

Вследствие того, что в многозарядном ионе число электронов много меньше, чем заряд ядра Z , взаимодействие электронов с ядром гораздо сильнее, чем взаимодействие электронов друг с другом. Поэтому в нулевом приближении можно пренебречь взаимодействием электронов и считать, что электроны подчиняются одноэлектронному уравнению Дирака в кулоновском поле ядра $V_C(r)$:

$$(\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p} + \beta m + V_C(r))\psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}). \quad (1)$$

В случае точечного ядра уравнение Дирака решается аналитически. Учет конечного размера ядра может быть произведен как численно, так и аналитически [5].

Поправки на межэлектронное взаимодействие и КЭД-поправки учитываются по теории возмущений. Поправки на межэлектронное взаимодействие подавлены параметром $1/Z$, который для тяжелых ионов становится сравнимым с параметром α , характеризующим КЭД-поправки. Поэтому в случае тяжелых ионов удобно характеризовать все вклады одним параметром α . В отличие от расчетов для легких атомов, расчеты для тяжелых ионов должны выполняться без разложения по параметру αZ .

Благодаря тому, что масса электрона много меньше массы ядра, основная часть вкладов может быть вычислена в приближении бесконечно тяжелого ядра. Это означает, что ядро просто играет роль источника внешнего кулоновского поля и мы получаем квантовую электродинамику в картине Фарри. В первом порядке по α нам нужно вычислить вклады диаграмм собственной энергии (рис. 1а) и поляризации вакуума (рис. 1б). Для ионов с двумя и большим числом электронов нужно, разумеется, кроме того учитывать диаграмму однофотонного обмена, расчет которой не вызывает проблем. Основная техническая проблема в расчетах диаграмм собственной энергии и поляризации вакуума состоит в том, что, в отличие от расчетов для легких атомов, они должны выполняться без разложения по параметру αZ . Такие расчеты впервые были проведены в работе [6] для

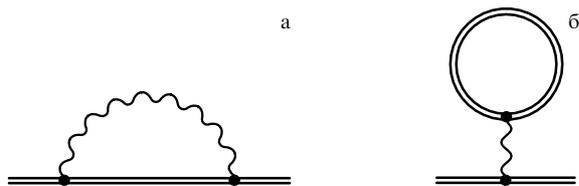


Рис. 1. Одноэлектронные диаграммы первого порядка: собственная энергия и поляризация вакуума.

диаграммы собственной энергии и в работах [7, 8] для диаграммы поляризации вакуума.

Следующим этапом расчетов в картине Фарри являются вычисления вкладов двух- и трехэлектронных диаграмм второго порядка. К таковым относятся как диаграммы двухфотонного обмена (рис. 2), так и диаграммы экранированной собственной энергии и поляризации вакуума (рис. 3). Для расчета этих вкладов прежде всего необходимо было решить проблему вывода расчетных формул. Это главным образом относится к так называемым приводимым диаграммам. Здесь под приводимыми диаграммами понимаются диаграммы, в которых полная энергия промежуточного состояния атома совпадает с невозмущенной энергией исходного состояния. Вывод расчетных формул для остальных (неприводимых) диаграмм не вызывает трудностей. В конце 1980-х годов, когда расчеты этих диаграмм стали особенно актуальными, было обнаружено, что наиболее известный на тот момент метод адиабатической S-матрицы Гелл-Мана и Лоу является малоэффективным для практических вычислений и содержит целый ряд недостатков. К таковым, в частности, относятся: чрезмерные технические трудности в применении этого метода к приводимым диаграммам, отсутствие полного доказательства перенормируемости метода, неприменимость метода к расчетам энергий квазивыврожденных состояний, а также отсутствие какого-либо аналога этого метода, пригодного для расчетов амплитуд переходов. Все эти проблемы были успешно решены в методе двухвременных функций Грина, развитом в [9] и подробно описанном в [10]. В частности, желаемое расчетное выражение для двухэлектронных диаграмм двухфотонного обмена (наиболее сложных с точки зрения вывода расчетных формул) впервые было получено именно этим методом [9]. Численный расчет этих выражений для основного состояния гелийподобных ионов без разложения по αZ впервые был выполнен в [11]. Расчеты диаграмм экранированной собственной энергии и поляризации вакуума проведены в [12–14]. Позднее соответствующие расчеты были выполнены для литийподобных ионов [15] и возбужденных состояний гелийподобных ионов [16]. Наконец, недавно полный набор диаграмм, представленных на рис. 2 и 3, был вычислен для $2p_{3/2} - 2p_{1/2}$ -перехода в бороподобном ионе аргона [17].

Одноэлектронные диаграммы второго порядка представлены на рис. 4. Расчеты некоторых из них могут быть сведены к расчетам диаграмм первого порядка. Это, например, относится к диаграммам, представленным во втором ряду на рис. 4. Их расчет сводится к расчету обычной однопетлевой собственной энергии в эффективном потенциале, представляющем собой сумму кулоновского потенциала ядра и потенциала вакуумной поляри-

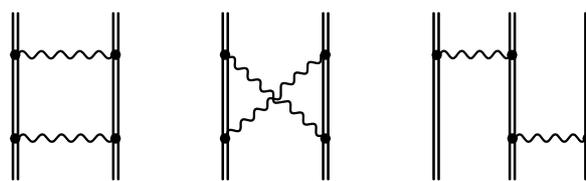


Рис. 2. Диаграммы двухфотонного обмена.

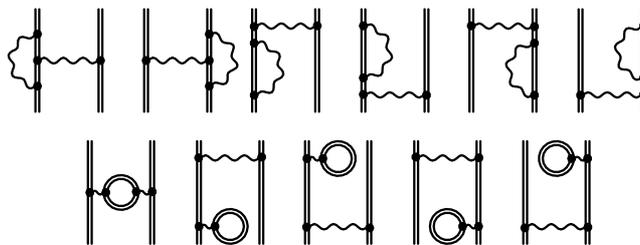


Рис. 3. Диаграммы экранированной собственной энергии и поляризации вакуума.

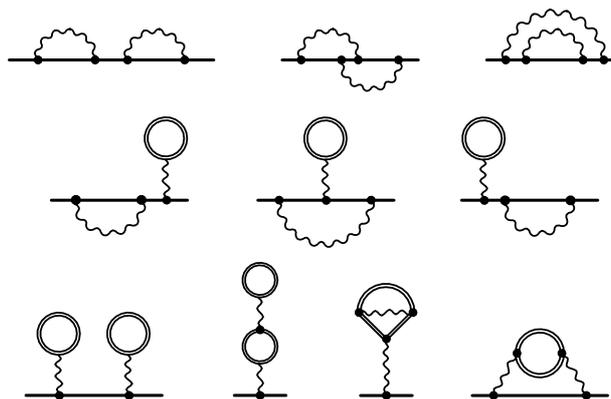


Рис. 4. Одноэлектронные диаграммы второго порядка.

зации. В то же время расчеты диаграмм двухпетлевой собственной энергии (диаграммы первого ряда на рис. 4) и двух последних из приведенных на рисунке диаграмм представляют собой крайне сложные технические задачи. Значительный прогресс в этом направлении относительно недавно сделан в работах [18, 19], где был вычислен полный набор диаграмм двухпетлевой собственной энергии.

В рассмотренных выше расчетах ядро считается бесконечно тяжелым источником внешнего кулоновского поля. Для того чтобы выйти за рамки этого приближения, нужно принять во внимание, что ядро имеет конечную массу, т.е. учесть эффект отдачи ядра. Хорошо известно, что в нерелятивистской теории водородоподобного атома эффект отдачи ядра легко учитывается посредством приведенной массы электрона $\mu = mM/(m + M)$. Это, однако, не так в релятивистской теории, которая может быть сформулирована только в рамках КЭД. Учет эффекта отдачи ядра в полностью релятивистской теории предполагает рассмотрение всех диаграмм, описывающих взаимодействие электрона с ядром через обмен фотонами. Типичный пример такой диаграммы приведен на рис. 5. Каждая фотонная линия в

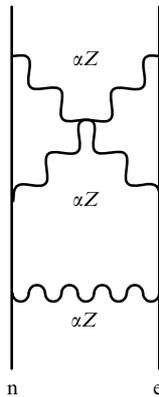


Рис. 5. Типичная диаграмма, описывающая взаимодействие электрона с ядром.

такой диаграмме дает фактор αZ . Этим объясняется принципиальное различие в теории эффекта отдачи для легких и тяжелых атомов. В легких атомах, где параметр αZ мал, мы можем ограничиться несколькими диаграммами низших порядков. В тяжелых ионах, где параметр αZ не мал, мы не можем ограничить наше рассмотрение каким-либо конечным числом диаграмм. Вместо этого нам необходимо просуммировать бесконечную последовательность таких диаграмм, по крайней мере, в первом порядке по m/M . Ввиду того, что в рамках стандартного КЭД-формализма не существует каких-либо рецептов для такого суммирования, мы сталкиваемся здесь с серьезной концептуальной проблемой. Задача о выводе замкнутого выражения для эффекта отдачи ядра, точного во всех порядках по αZ , впервые была поставлена в работе [20]. Следующий значительный шаг в этом направлении был сделан в [21], где показана возможность суммирования бесконечных последовательностей интересующих нас диаграмм. Полные замкнутые формулы для поправки, обусловленной отдачей, первого порядка по m/M и точные по αZ получены методом квазипотенциала в работе [22]. Согласно этим формулам поправка, обусловленная отдачей, к энергии связанного состояния a водородоподобного атома равна сумме вклада низших (по αZ) порядков ΔE_L и вклада высших порядков ΔE_H , где

$$\Delta E_L = \frac{1}{2M} \langle a | [\mathbf{p}^2 - (\mathbf{D}(0) \mathbf{p} + \mathbf{p} \mathbf{D}(0))] | a \rangle, \quad (2)$$

$$\Delta E_H = \frac{i}{2\pi M} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left\langle a \left| \left(\mathbf{D}(\omega) - \frac{[\mathbf{p}, V_C]}{\omega + i0} \right) G(\omega + E_a) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\mathbf{D}(\omega) + \frac{[\mathbf{p}, V_C]}{\omega + i0} \right) \right| a \right\rangle. \quad (3)$$

Здесь \mathbf{p} — оператор импульса, $G(\omega)$ — релятивистская кулоновская функция Грина, $D_m(\omega) = -4\pi\alpha Z\alpha_l D_m(\omega)$, $D_{ik}(\omega, r)$ — поперечная часть фотонного пропагатора в кулоновской калибровке. В уравнении (3) подразумевается скалярное произведение. В работе [23], которая, так же как и [22], опиралась на метод квазипотенциала, эти формулы обобщены на случай атома с несколькими электронами. Позднее формулы (2), (3) были выведены различными методами [24]. Численные расчеты по этим формулам впервые выполнены в [25].

Наконец, нужно учесть эффект поляризации ядра электроном. Этот эффект описывается диаграммами двухфотонного обмена между ядром и электроном, в которых промежуточные (виртуальные) состояния ядра являются возбужденными. Ввиду феноменологического характера наших знаний о межнуклонном взаимодействии, расчет эффекта ядерной поляризации является серьезной физической проблемой, а погрешность такого расчета, по существу, определяет границу точности полных теоретических значений. Расчеты этого эффекта для тяжелых водородоподобных ионов проведены в [26, 27].

К настоящему времени наиболее высокая точность достигнута в экспериментах по измерению энергий переходов в тяжелых литийподобных ионах [2–4]. В таблице представлены величины отдельных вкладов в энергию $2p_{1/2} - 2s$ -перехода в литийподобном ионе урана и сравнение полного теоретического значения с экспериментальным результатом. Вклад конечного размера ядра вычислен для фермиевского распределения заряда по ядру с учетом эффекта ядерной деформации [28]. Как видно из таблицы, современное состояние теории и эксперимента для литийподобного иона урана обеспечивают проверку КЭД в сильном кулоновском поле на уровне около 0,2 %.

Таблица. Энергия $2p_{1/2} - 2s$ -перехода в Li-подобном ионе урана

	Энергия, эВ
Приближение Брейта	322,13(7)
КЭД-вклады первого порядка по α	-42,93
КЭД-вклады второго порядка по α	1,55(7)
Отдача ядра	-0,07
Поляризация ядра	0,03(1)
Полное теоретическое значение	280,71(10)
Экспериментальное значение [4]	280,645(15)

3. Сверхтонкая структура

Сейчас имеется целая серия высокоточных измерений сверхтонкого расщепления основного состояния тяжелых водородоподобных ионов [29–32]. Главной мотивацией для таких экспериментов явился тот факт, что в тяжелых ионах с ненулевым спином ядра на электрон одновременно с сильным кулоновским полем действует и очень сильное магнитное поле, создаваемое магнитным моментом ядра. Это могло бы дать уникальную возможность для проверки КЭД в случае комбинации наиболее сильных электрического и магнитного полей, доступных для экспериментального исследования. Первый эксперимент был выполнен для H-подобного иона висмута [29], в результате которого для сверхтонкого расщепления основного состояния иона $^{209}\text{Bi}^{82+}$ получено значение 5,0840(8) эВ. Теоретическое значение сверхтонкого расщепления удобно представить в виде:

$$\Delta E = \Delta E_{\text{Dirac}}(1 - \varepsilon) + \Delta E_{\text{QED}}, \quad (4)$$

где дираковское значение включает в себя релятивистские эффекты и поправку на распределение заряда по ядру, ε — поправка на распределения магнитного момента по ядру (поправка Бора–Вайскопфа), ΔE_{QED} — КЭД-поправка. Расчет величины ΔE_{Dirac} не вызывает проблем. КЭД-поправка также была вычислена различными группами, и результаты расчетов находятся

в хорошем согласии друг с другом. Основная проблема состоит в расчете поправки Бора – Вайскопфа, которая, будучи очень чувствительной к ядерной модели, практически полностью определяет погрешность полного теоретического значения. В случае Н-подобного иона висмута расчет в рамках одночастичной ядерной модели дает для сверхтонкого расщепления 5,101(27) эВ [33]. Это значение согласуется с экспериментом, но имеет большую погрешность. Более точный расчет в рамках многочастичной теории ядра [34] дает 5,111(–3, +20) эВ, что довольно сильно расходится с экспериментом. Наконец, посредством полумпирического расчета, использующего экспериментальное значение для сверхтонкого расщепления в мюонном висмуте, было получено 5,098(7) эВ [35]. Это значение отличается от экспериментального примерно на два стандартных отклонения. Величина КЭД-вклада в рассматриваемое сверхтонкое расщепление составляет около –0,030 эВ и практически оказывается сравнимой с погрешностью поправки Бора – Вайскопфа. Это обстоятельство препятствует проверке КЭД посредством прямого сравнения результатов теории и эксперимента для сверхтонкой структуры водородоподобных ионов. Тем не менее в работе [36] показано, что КЭД-эффекты могут быть экспериментально идентифицированы в специальной разности сверхтонких расщеплений Н- и Li-подобного ионов одного и того же элемента:

$$\Delta'E = \Delta E^{(2s)} - \xi \Delta E^{(1s)}, \quad (5)$$

где параметр ξ выбирается так, чтобы сократить эффект Бора – Вайскопфа. Оказывается, что как параметр ξ , так и сама разность $\Delta'E$, малочувствительны к возможным вариациям ядерной модели, и, следовательно, они могут быть вычислены с высокой точностью. Такой подход позволит тестировать КЭД на уровне нескольких процентов при условии, что сверхтонкие расщепления измеряются с точностью $\sim 10^{-6}$. Подготовка таких экспериментов сейчас ведется в Германии и Англии в рамках проекта HITRAP (Heavy Ion Trap). Первые экспериментальные данные по сверхтонкому расщеплению в Li-подобном висмуте были получены в Ливерморской лаборатории (США).

4. g -фактор многозарядных ионов

Прецизионные измерения g -фактора Н-подобного иона углерода в пеннинговской ловушке [37] вызвали большой интерес к расчетам этой величины. Точность проведенных измерений была настолько высока, что полная погрешность определялась главным образом погрешностью в значении массы электрона m , входящей, наряду с измеряемыми в эксперименте циклотронной и ларморовской частотами, в качестве параметра в окончательную формулу для g -фактора. Это означало, что знание теоретического значения g -фактора с требуемой точностью позволило бы определить массу электрона с точностью, в несколько раз превышающей точность принятого в то время значения m . Погрешность теоретического значения на тот момент определялась двумя факторами: невычисленными вкладами высших порядков от эффекта ядерной отдачи и погрешностью численных расчетов однопетлевой собственно-энергетической поправки. Работа по уменьшению первой из этих погрешностей привела к выводу замкнутой релятивист-

ской формулы для поправки на отдачу ядра к атомному g -фактору. А именно была найдена следующая формула для вклада эффекта отдачи ядра в g -фактор Н-подобного иона в первом порядке по m/M и во всех порядках по αZ [38]:

$$\Delta g = \frac{1}{\mu_0 m_a} \frac{i}{2\pi M} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left[\frac{\partial}{\partial B} \langle a | [\mathbf{p} - \mathbf{D}(\omega) + e\mathbf{A}_{cl}] \times \right. \\ \left. \times G(\omega + E_a) [\mathbf{p} - \mathbf{D}(\omega) + e\mathbf{A}_{cl}] | a \rangle \right]_{B=0}. \quad (6)$$

Здесь μ_0 — магнетон Бора, m_a — проекция момента на ось z , $e = -|e|$ — заряд электрона, $\mathbf{A}_{cl} = [\mathbf{B} \times \mathbf{r}]/2$ — вектор-потенциал однородного магнитного поля \mathbf{B} , направленного вдоль оси z . Предполагается, что все величины вычисляются в присутствии магнитного поля. Численный расчет выражения (6) выполнен в [39]. Расчет однопетлевой собственно-энергетической поправки с нужной точностью проведен в [40]. В целом, сравнение теоретического значения g -фактора Н-подобного углерода с экспериментальным значением привело к четырехкратному уменьшению погрешности значения массы электрона. Эти результаты, а также соответствующие исследования для Н-подобного кислорода [41] послужили основой для нового значения m , которое приводится в последней компиляции фундаментальных констант [42].

Ожидается, что в самое ближайшее время эксперименты по определению g -фактора многозарядных ионов станут возможными в рамках проекта HITRAP для высоких значений заряда ядра Z , вплоть до $Z = 92$. Такие эксперименты для ионов с ненулевым спином ядра могут быть использованы для определения ядерных магнитных моментов с точностью $\sim 10^{-6}$. Кроме того, как показано в [43], такие исследования способны обеспечить независимое определение постоянной тонкой структуры.

5. Квантово-электродинамические поправки к Р-нечетной $6s-7s$ -амплитуде в нейтральном цезии

Исследования эффектов несохранения четности в атомной физике остаются одним из главных инструментов проверки электрослабого сектора Стандартной модели при низких энергиях [44]. Измерение Р-нечетной $6s-7s$ -амплитуды в нейтральном цезии с точностью 0,3 % [45] потребовало как расчетов новых поправок к этой амплитуде, так и уточнения ранее вычисленных вкладов. В результате более точный учет корреляционных эффектов [46], а также расчет поправок на брейтовское взаимодействие [47, 48] и поляризацию вакуума [49] привели к величине слабого заряда ядра цезия, которая на 2σ отличалась от предсказания СМ. Стало ясно, что для проверки СМ необходим последовательный КЭД-расчет собственно-энергетических поправок. Первые оценки этого эффекта [50, 51] относились к так называемым "коэффициентам смешивания" s - и p -состояний, которые являются достаточно искусственным объектом для КЭД. Несмотря на то, что эти работы дали близкие результаты для полной связанной (за вычетом $-\alpha/2\pi$) КЭД-поправки: –0,5(1) % [50] и –0,43(4) % [51], ответ на вопрос о согласии со Стандартной моделью мог дать только расчет полного калибровочно-инвариантного набора собственно-энергетических поправок к Р-нечетной амплитуде. Такой расчет выполнен в работе [52], где

валентный электрон считался движущимся в некотором эффективном локальном потенциале, который строится из нелокального потенциала Дирака–Фока. В результате для полной связанной КЭД-поправки получено значение $-0,27(3)\%$, почти в два раза отличающееся от предыдущих оценок. Позднее в работе [53] был проведен полумпирический пересмотр предыдущих расчетов [50, 51], который дал значение для КЭД-поправки очень близкое к значению, полученному в [52].

Комбинируя КЭД-вклад с другими вкладами и сравнивая полученную полную амплитуду с результатом эксперимента для усредненного значения векторной поляризуемости $\beta = 26,99(5)a_B^3$ (см. [46] и ссылки в ней), получаем для слабого заряда ^{133}Cs :

$$Q_W = -72,65(29)_{\text{exp}}(36)_{\text{th}}. \quad (7)$$

Это значение отличается от предсказания СМ, $-73,19(13)$ [54], на $1,1\sigma$.

6. Заключение

Представленные здесь теоретические результаты по квантовой электродинамике многозарядных ионов и их сравнение с экспериментальными данными показывают, что в настоящее время наиболее глубокая проверка КЭД в сильных электрических полях достигнута в исследованиях энергий переходов в тяжелых многозарядных ионах. Исследование влияния КЭД-эффектов на сверхтонкую структуру тяжелых ионов, что означало бы проверку КЭД при одновременном присутствии сильных электрического и магнитного полей, сильно затруднено наличием большой неопределенности поправок, связанных с распределением магнитного момента по ядру. Значительное сокращение этой неопределенности в некоторой специфической разности сверхтонких расщеплений H- и Li-подобных ионов позволяет надеяться на то, что такая проверка станет возможной, когда соответствующие эксперименты (как уже проводящиеся, так и планируемые) будут завершены. Высокоточные измерения g-фактора многозарядных ионов и развитие соответствующей теории уже привели к уточнению значения массы электрона и, как ожидается, в самое ближайшее время послужат как для проверки КЭД во внешнем магнитном поле, так и для прецизионного определения ядерных магнитных моментов. Можно ожидать, что в недалеком будущем эти исследования обеспечат также независимое определение постоянной тонкой структуры с высокой точностью.

Большая погрешность расчетов корреляционных эффектов в тяжелых нейтральных атомах препятствует проверке КЭД в исследованиях таких систем. Однако в тех случаях, когда требуются особо высокоточные расчеты, как, например, при изучении эффекта несохранения пространственной четности в нейтральном атоме цезия, вычисления должны включать в себя КЭД-поправки. Техника КЭД-расчетов, развитая ранее для многозарядных ионов с несколькими электронами, оказалась применимой и для таких систем. С теоретической точки зрения, проверка Стандартной модели в нейтральных атомах сейчас ограничена погрешностями корреляционных эффектов. В связи с этим достаточно перспективными представляются исследования эффектов несохранения четности в многозарядных ионах [55], где нет такого рода ограничений на точность вычислений.

Работа частично поддержана грантом РФФИ (№ 07-02-00126) и грантом INTAS-GSI (№ 06-1000012-8881).

Список литературы

- Gumberidze A et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 223001 (2005)
- Schweppe J et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 1434 (1991)
- Brandau C et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 073202 (2003)
- Beiersdorfer P et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 233003 (2005)
- Shabaev V M *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **26** 1103 (1993)
- Mohr P J *Ann. Phys. (New York)* **88** 26 (1974)
- Soff G, Mohr P J *Phys. Rev. A* **38** 5066 (1988)
- Манаков Н Л, Некипелов А В, Файнштейн А Г *ЖЭТФ* **95** 1167 (1989) [Manakov N L, Nekipelov A V, Fainshtein A G *Sov. Phys. JETP* **68** 673 (1989)]
- Шабаев В М *ТМФ* **82** 83 (1990) [Shabaev V M *Theor. Math. Phys.* **82** 57 (1990)]; Шабаев В М *Изв. вузов. Сер. Физика* **33** (8) 43 (1990) [Shabaev V M *Sov. Phys. J.* **33** 660 (1990)]
- Shabaev V M *Phys. Rep.* **356** 119 (2002)
- Blundell S A et al. *Phys. Rev. A* **48** 2615 (1993); Lindgren I et al. *Phys. Rev. A* **51** 1167 (1995)
- Persson H et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 204 (1996)
- Artemyev A N, Shabaev V M, Yerokhin V A *Phys. Rev. A* **56** 3529 (1997)
- Yerokhin V A, Artemyev A N, Shabaev V M *Phys. Lett. A* **234** 361 (1997)
- Artemyev A N et al. *Phys. Rev. A* **60** 45 (1999); Yerokhin V A et al. *Phys. Rev. A* **60** 3522 (1999); Yerokhin V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 4699 (2000); Sapirstein J, Cheng K T *Phys. Rev. A* **64** 022502 (2001); Andreev O Yu et al. *Phys. Rev. A* **67** 012503 (2003)
- Artemyev A N et al. *Phys. Rev. A* **71** 062104 (2005)
- Artemyev A N et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 173004 (2007)
- Yerokhin V A, Indelicato P, Shabaev V M *Phys. Rev. Lett.* **91** 073001 (2003); Ерохин В А, Инделикато П, Шабаев В М *ЖЭТФ* **128** 322 (2005) [Yerokhin V A, Indelicato P, Shabaev V M *JETP* **101** 280 (2005)]
- Yerokhin V A, Indelicato P, Shabaev V M *Phys. Rev. Lett.* **97** 253004 (2006)
- Лабзовский Л Н, в сб. *Доклады 17-го Всесоюзного съезда по спектроскопии, Минск, 1971 Ч. 2 Теория атомных спектров* (М., 1972) с. 89
- Браун М А *ЖЭТФ* **64** 413 (1973) [Braun M A *Sov. Phys. JETP* **37** 211 (1973)]
- Шабаев В М *ТМФ* **63** 394 (1985) [Shabaev V M *Theor. Math. Phys.* **63** 588 (1985)]
- Шабаев В М *ЯФ* **47** 107 (1988) [Shabaev V M *Sov. J. Nucl. Phys.* **47** 69 (1988)]
- Yelkhovskiy A S, Preprint No. 94-27 (Novosibirsk: Budker Inst. of Nucl. Phys., 1994); Pachucki K, Grotch H *Phys. Rev. A* **51** 1854 (1995); Shabaev V M *Phys. Rev. A* **57** 59 (1998); Adkins G S, Morrison S, Sapirstein J *Phys. Rev. A* **76** 042508 (2007)
- Artemyev A N, Shabaev V M, Yerokhin V A *Phys. Rev. A* **52** 1884 (1995)
- Plunien G, Soff G *Phys. Rev. A* **51** 1119 (1995); **53** 4614 (1996)
- Nefiodov A V et al. *Phys. Lett. A* **222** 227 (1996)
- Kozhedub Y S et al. *Phys. Rev. A* **77** 032501 (2008)
- Klaft I et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 2425 (1994)
- Crespo López-Urrutia J R et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 826 (1996); *Phys. Rev. A* **57** 879 (1998)
- Seelig P et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 4824 (1998)
- Beiersdorfer P et al. *Phys. Rev. A* **64** 032506 (2001)
- Shabaev V M et al. *Phys. Rev. A* **56** 252 (1997)
- Sen'kov R A, Dmitriev V F *Nucl. Phys. A* **706** 351 (2002)
- Elizarov A A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **235** 65 (2005)
- Shabaev V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 3959 (2001)
- Häffner H et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 5308 (2000)
- Shabaev V M *Phys. Rev. A* **64** 052104 (2001)
- Shabaev V M, Yerokhin V A *Phys. Rev. Lett.* **88** 091801 (2002)
- Yerokhin V A, Indelicato P, Shabaev V M *Phys. Rev. Lett.* **89** 143001 (2002)
- Verdú J et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 093002 (2004)
- Mohr P J, Taylor B N *Rev. Mod. Phys.* **77** 1 (2005)
- Shabaev V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 253002 (2006)
- Khriplovich I B *Phys. Scripta* **T112** 52 (2004)
- Wood C S et al. *Science* **275** 1759 (1997); Bennett S C, Wieman C E *Phys. Rev. Lett.* **82** 2484; **83** 889 (1999)
- Dzuba V A, Flambaum V V, Ginges J S M *Phys. Rev. D* **66** 076013 (2002)
- Derevianko A *Phys. Rev. Lett.* **85** 1618 (2000)

48. Kozlov M G, Porsev S G, Tupitsyn I I *Phys. Rev. Lett.* **86** 3260 (2001)
 49. Johnson W R, Bednyakov I, Soff G *Phys. Rev. Lett.* **87** 233001 (2001)
 50. Kuchiev M Yu *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **35** L503 (2002); Kuchiev M Yu, Flambaum V V *Phys. Rev. Lett.* **89** 283002 (2002); *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **36** R191 (2003)
 51. Milstein A I, Sushkov O P, Terekhov I S *Phys. Rev. Lett.* **89** 283003 (2002); *Phys. Rev. A* **67** 062103 (2003)
 52. Shabaev V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 213002 (2005); *Phys. Rev. A* **72** 062105 (2005)
 53. Flambaum V V, Ginges J S M *Phys. Rev. A* **72** 052115 (2005)
 54. Rosner J L *Phys. Rev. D* **65** 073026 (2002)
 55. Labzowsky L N et al. *Phys. Rev. A* **63** 054105 (2001)

PACS numbers: 06.20.Jr, 06.30.Ft, 12.20.Fv, 32.10.Fn, 32.30.Jc, 42.62.Fi
 DOI: 10.3367/UFNr.0178.200811g.1225

Прецизионная лазерная спектроскопия холодных атомов и поиск дрейфа постоянной тонкой структуры

Н.Н. Колачевский

1. Введение

В данном докладе представлены основные научные результаты, полученные в течение нескольких последних лет сотрудниками лаборатории оптики активных сред Отделения оптики ФИАН. Целью работ является поиск и исследование высокодобротных оптических резонансов в атомных ансамблях. Это позволяет проводить чувствительные тесты фундаментальных физических теорий и открывает возможность создания перспективных реперов частот оптического диапазона. Представлен новый лабораторный метод поиска дрейфа постоянной тонкой структуры с использованием гребенки частот фемтосекундного лазера и выполнены чувствительные экспериментальные тесты теории квантовой электродинамики. Начаты работы по лазерному охлаждению атома тулия, обладающего узким переходом в области 1,14 мкм. Осуществлен экспериментальный и теоретический анализ возможности охлаждения, определены наиболее перспективные для охлаждения переходы. Разработано новое поколение сверхстабильных оптических резонаторов для стабилизации частоты лазерных систем, что позволяет регистрировать оптические резонансы с субгерцевым разрешением. Создана компактная магнито-оптическая ловушка для атомов рубидия, проведены исследования взаимодействия излучения фемтосекундного лазера с лазерно-охлажденным ансамблем атомов.

Область прецизионной лазерной спектроскопии и лазерного охлаждения атомных ансамблей относится к одной из наиболее динамично развивающихся в современной физике. В последнее десятилетие наиболее яркие достижения были отмечены Нобелевскими премиями по физике: за разработку методов охлаждения и захвата атомов лазерным излучением (1997 г.), за экспериментальное обнаружение конденсации Бозе–Эйнштейна в разреженных газах щелочных атомов (2001 г.) и за вклад в разработку методов прецизионной спектроскопии и создание частотной гребенки фемтосекундного лазера (2005 г.) [1]. Активные исследования в области прецизионной лазерной спектроскопии и метрологии начались около 30 лет назад [2, 3], однако потребовался длитель-

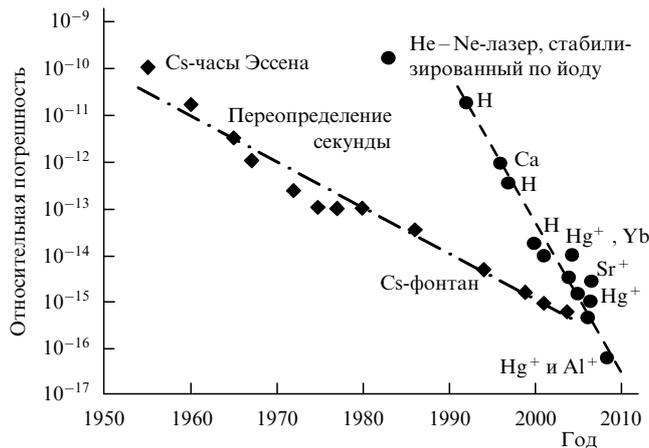


Рис. 1. Динамика снижения погрешности микроволновых (ромбы, штрихпунктирная линия) и оптических (кружки, штриховая линия) реперов частоты. Существенный прогресс в области разработки оптических стандартов связан с развитием новых сверхстабильных лазерных систем, метода измерения и сравнения оптических частот с помощью оптической гребенки, а также с разработкой новых объектов для спектроскопии на основе захваченных и охлажденных атомов и ионов.

ный путь для того, чтобы приблизиться к уровню погрешности измерений 10^{-17} – 10^{-18} , намеченному в пионерских работах А.Л. Шавлова, В.П. Чеботаева, В.С. Летохова, Т.В. Хэнша, Дж. Холла и других классиков нелинейной лазерной спектроскопии. В результате многолетней работы ученых из метрологических и лазерных центров США, Германии, России, Франции, Англии и других стран удалось снизить относительную погрешность реперов оптического диапазона вплоть до уровня 2×10^{-17} [4], что на порядок превышает точность наилучших первичных стандартов — цезиевых фонтанов [5]. На рисунке 1а представлено сравнение относительной погрешности стандартов микроволнового и оптического диапазонов.

Быстрый прогресс оптических стандартов во многом связан с разработкой простых в использовании и обладающих превосходными характеристиками лазерных систем, удовлетворяющих самым строгим требованиям экспериментаторов. Лазерные системы используются для охлаждения и удержания атомов и ионов в ловушках, подготовки их внутренних состояний, а также для спектроскопии сверхузких "часовых" переходов в одиночных ионах (см., например, [6, 7]), ансамблях лазерно-охлажденных нейтральных атомов [8, 9] и атомных пучках [10, 11]. Разрабатываются принципиально новые схемы охлаждения, захвата и спектроскопии атомов [4, 12, 13], позволяющие выполнять исследования при минимальном влиянии внешних возмущений на часовой переход. В свою очередь, использование гребенки оптических частот на основе фемтосекундного лазера с пассивной синхронизацией мод [14] открыло возможность проводить прямое сравнение реперов радиочастотного и оптического диапазонов, связав их воедино простым и универсальным "мостом".

Столь точные измерения и сравнения частот оптического диапазона являются не только важным рубежом в современной метрологии, но и открывают новые возможности для проведения чувствительных тестов фундаментальных теорий. К одной из актуальных задач со-