

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Об экспериментах по обнаружению Т-нечетного электрического дипольного момента атома ^{129}Xe

И.И. Собельман, В.Н. Сорокин

Предложен новый метод поиска электрического дипольного момента атома ^{129}Xe , обусловленного нарушением симметрии по обращению знака времени. Рассмотрена принципиальная схема эксперимента по измерению электрического поля Т-нечетных ЭДМ спин-поляризованных атомов ^{129}Xe с помощью штарковского электрометра на ридберговских атомах.

PACS numbers: 06.20.-f, 11.30.Er, 32.10.Dk, 32.60.+i, 41.20.Cv

Содержание

1. Введение (979).

1.1. Об электрическом дипольном моменте квантовых систем. 1.2. Актуальность проблемы ЭДМ. 1.3. Эксперименты по поиску ЭДМ нейтрона. 1.4. ЭДМ атома. Теорема Шиффа. 1.5. Парамагнитные атомы. 1.6. Диамагнитные атомы.

2. Поиск электрического дипольного момента атома ^{129}Xe (984).

2.1. Оптический метод поляризации спинов атомов благородных газов. 2.2. Электрическое поле ЭДМ спин-поляризованных атомов ^{129}Xe . 2.3. Ридберговские состояния ns щелочных атомов. Эффект Штарка. 2.4. Принципиальная схема эксперимента по штарковскому сдвигу ридберговских уровней ns щелочных атомов. 2.5. Статистические ошибки. 2.6. Ложные аппаратные эффекты.

3. Заключение (993).

Список литературы (993).

1. Введение

Вводная часть настоящей статьи посвящена краткому обзору экспериментов по поиску электрического дипольного момента (ЭДМ) у квантовых систем и сегодняшнему состоянию проблемы. Подробнее об ЭДМ-квантовых систем см. [1, 2].

1.1. Об электрическом дипольном моменте квантовых систем

Изолированная квантовая система в невырожденном стационарном состоянии может обладать постоянным электрическим дипольным моментом (ЭДМ), если нару-

шена симметрия по отношению к операции обращения знака времени Т. Одновременно должна быть нарушена СР-симметрия, где С — операция зарядового сопряжения, Р — инверсия пространственных координат. Последнее утверждение вытекает из требования СРТ-инвариантности.

Следует сразу оговорить, что наглядная картина молекулы типа HCl, у которой электрический дипольный момент направлен по оси молекулы, не имеет отношения к рассматриваемой проблеме. Такая картина соответствует молекуле, которая удерживается внешними силами, т.е. не изолирована, и которой нельзя приписать определенное стационарное состояние. Последнее характеризуется квантовыми числами полного углового момента $\mathbf{J}^2 = J(J+1)$ и его проекцией на произвольно выбранную в пространстве ось $J_z = m$. В состоянии J, m электрический дипольный момент равен нулю. Он усредняется из-за вращения молекулы.

Итак, рассмотрим изолированную систему в невырожденном стационарном состоянии — элементарные частицы, атомное ядро, атом. В системе координат, в которой система покоится, она может характеризоваться единственным вектором — внутренним угловым моментом — спином \mathbf{J} .

ЭДМ системы \mathbf{d} может быть направлен только по тому же направлению, что и \mathbf{J} :

$$\mathbf{d} = A\mathbf{J}, \quad d_z = AJ_z. \quad (1.1)$$

При операции инверсии пространственных координат Р полярный вектор \mathbf{d} меняет знак, а аксиальный вектор \mathbf{J} не меняет. При обращении знака времени Т вектор \mathbf{d} не меняется, а вектор \mathbf{J} меняет знак. Это значит, что константа A в (1.1) может иметь только одно значение: $A = 0$. Таким образом, из (1.1) следует, что ЭДМ может иметь ненулевое значение только вследствие нарушения и Р-, и Т-симметрии.

После того как нарушение Р-симметрии в электро-слабых взаимодействиях было продемонстрировано в трех почти одновременных классических экспериментах

И.И. Собельман, В.Н. Сорокин. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский просп. 53, Российская Федерация
Тел. (095) 135-20-28, 135-85-44. Факс (095) 135-24-08
E-mail: mira@sci.lebedev.ru, sovni@sci.lebedev.ru

Статья поступила 31 января 2005 г.,
после доработки 16 февраля 2005 г.

1956–1957 гг. (см. [1, 2]), уже в 1957 г. Ландау показал [3], что для существования ЭДМ у элементарных частиц недостаточно нарушения симметрии слабого взаимодействия по отношению к операциям P и C по отдельности, а необходимо нарушение CP -инвариантности: "Можно легко показать, что в изложенной схеме, несмотря на отсутствие обычной четности, частицы не могут иметь дипольных моментов". Из CPT -инвариантности следует, что ЭДМ запрещен одновременно и CP -симметрией, и T -симметрией. Таким образом, проблемы нарушения T -симметрии и CP -симметрии оказались взаимосвязанными.

В той же работе [3] было также сформулировано весьма важное для проблемы ЭДМ утверждение, использованное в (1.1): единственный вектор, который можно образовать для покоящейся частицы — это вектор ее спина, являющийся инверсионно-четным и зарядово-нечетным.

В результате основное внимание при обсуждении проблемы ЭДМ стали уделять ее связи с нарушением T -симметрии, т.е. симметрии по обращению знака времени. Примерно в это же время, около 50 лет назад, были начаты эксперименты по поиску ЭДМ нейтрона.

1.2. Актуальность проблемы ЭДМ

В 1964 г. было открыто нарушение CP -симметрии в распаде K^0 -мезонов. В 2001 г. было обнаружено также нарушение CP -симметрии в распадах B^0 -мезонов. Первые экспериментальные результаты по распаду K -мезонов усилили интерес к экспериментам по поиску ЭДМ у различных квантовых объектов, в первую очередь, к уже ведущимся экспериментам по поиску ЭДМ нейтрона. Вскоре начались также поиски ЭДМ у электрона, атомов и молекул [1, 2, 4]. Были установлены верхние пределы на ЭДМ нейтрона, электрона и некоторых парамагнитных и диамагнитных атомов. Эти результаты оказались весьма значимыми для физики элементарных частиц, поскольку они позволили сформулировать ряд ограничений на теоретические модели нарушения CP -симметрии. Особенно большую роль сыграло установление предела на ЭДМ нейтрона.

Принятый в настоящее время верхний предел ЭДМ нейтрона [1, 2]

$$d_n \leq 6,3 \times 10^{-26} e \text{ см}, \quad (1.2)$$

где e — заряд электрона, является результатом примерно 50 лет экспериментальных работ. Многие теории, предложенные для объяснения нарушения CP -симметрии, отвергнуты, так как они предсказывали значение ЭДМ нейтрона большее, чем его экспериментальный верхний предел (1.2).

Наиболее популярная на сегодняшний день в физике элементарных частиц и ядерной физике стандартная модель предсказывает значительно меньшие значения ЭДМ нейтрона, порядка $10^{-32} - 10^{-34} e \text{ см}$. Для ЭДМ других квантовых объектов стандартная модель также предсказывает очень маленькие значения, недоступные для определения с помощью современной экспериментальной техники. Однако в ряде расширений стандартной модели предсказываются значения ЭДМ существенно более высокие, чем в самой стандартной модели (см., например, [2]). Как следствие, интерес к новым экспериментам по поиску ЭДМ квантовых объектов значительно вырос, поскольку было осознано, что к

результатам этих экспериментов крайне чувствительна новая физика, выходящая за рамки стандартной модели. В [5] ситуация резюмируется следующим образом (в почти дословном переводе): "Что касается механизма нарушения CP -симметрии в рамках стандартной модели электрослабых взаимодействий, которая наиболее популярна сегодня, предсказания для ЭДМ нейтрона меньше существующего экспериментального верхнего предела на шесть порядков величины. Разрыв для ЭДМ электрона еще больше.

Но означает ли это, что эксперименты по поиску ЭДМ не представляют серьезного интереса для физики элементарных частиц, что они являются не больше чем упражнениями в прецизионной спектроскопии? Совсем наоборот. Это означает, что подобные эксперименты теперь, при сегодняшнем уровне точности, являются исключительно чувствительными к возможной новой физике за рамками стандартной модели, к физике, нечувствительной к процессам распада K -мезонов".

Появилась надежда, что необходимые новые эксперименты могут быть проведены уже на базе современной экспериментальной техники при ее непросто, но реальном улучшении. Подробнее о проблеме ЭДМ квантовых систем см. [1, 2].

1.3. Эксперименты по поиску ЭДМ нейтрона

Среди экспериментальных исследований по поиску ЭДМ лидирующее положение принадлежит нейтрону. Основания для этого обсуждаются в [1, 2], а также в заявленной на ближайшие годы программе "Новые прецизионные измерения электрического дипольного момента нейтрона" [6]. В этой программе участвуют 10 международных центров, из них три из России: ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ПИЯФ им. Б.П. Константинова РАН, ГОИ им. С.И. Вавилова. Цель программы весьма амбициозна — стартовав от значения d_n (1.2), выйти к 2010 г. на уровень $d_n \sim 2 \times 10^{-28} e \text{ см}$.

Принципиальная идея эксперимента состоит в следующем. Спин частицы, обладающей магнитным моментом $\boldsymbol{\mu}$ и электрическим дипольным моментом \mathbf{d} , в коллинеарных магнитном \mathbf{B} и электрическом \mathbf{E} полях прецессирует с частотой

$$\Omega_{\pm} = \frac{2|\mu B \pm dE|}{\hbar}, \quad (1.3)$$

где знак (+) соответствует параллельным \mathbf{B} и \mathbf{E} , знак (–) — антипараллельным. Коэффициент 2 в (1.3) связан с тем, что амплитуды μ и d (магнитного и электрического дипольного моментов соответственно) определены как $\boldsymbol{\mu} = \mu \boldsymbol{\sigma}$, $\mathbf{d} = d \boldsymbol{\sigma}$, где $\boldsymbol{\sigma}$ — оператор спина Паули. При изменении направления поля \mathbf{E} на обратное частота прецессии должна меняться на величину

$$\Delta\Omega = \frac{4dE}{\hbar}. \quad (1.4)$$

По экспериментальному значению $\Delta\Omega$ из (1.4) находится ЭДМ d . При реализации подобной процедуры возникает неопределенность, связанная с необходимостью выделения искомого эффекта $\Delta\Omega$ на фоне флуктуаций частоты прецессии $\delta\Omega$ как статистической природы ($\delta\Omega_{\text{ст}}$), так и многочисленных ложных аппаратных эффектов ($\delta\Omega_{\text{ап}}$).

Поскольку в (1.3) величина μB превосходит величину dE на много порядков, основной вклад в $\delta\Omega$ дает

возникающая по целому ряду причин нестабильность магнитного поля, включая его изменение, обусловленное скоррелированными с изменением направления электрического поля токами утечки, нарушением коллинеарности полей \mathbf{B} и \mathbf{E} и т.п.

Величины $\delta\Omega_{\text{ст}}$ и $\delta\Omega_{\text{ап}}$ существенным образом зависят и от конкретной схемы и методики эксперимента, и от характеристик экспериментального комплекса.

Программа [6] предусматривает следующие этапы исследований:

I этап (2004–2005 гг.) $\rightarrow d_n \sim 10^{-26} e \text{ см}$,

II этап (2006–2007 гг.) $\rightarrow d_n \sim 10^{-27} e \text{ см}$,

III этап (2008–2010 гг.) $\rightarrow d_n \sim 2 \times 10^{-28} e \text{ см}$.

Планируется существенная модернизация имеющихся у участников программы специальных экспериментальных комплексов и создание совершенно новых. Планируется значительное повышение интенсивности источника ультрахолодных спин-поляризованных нейтронов (UCN — Ultra Cold Neutrons). Планируется создание нового ЭДМ-спектрометра, основанного на резонансном методе Рамси (Ramsey). В спектрометре предусматриваются четыре рабочих накопительных объема для UCN со сдвоенными камерами, в одной из них наложенное электрическое поле \mathbf{E} параллельно магнитному полю \mathbf{B} , в другой — антипараллельно \mathbf{B} . В дополнительных пяти камерах электрическое поле отсутствует. Контроль магнитного поля должен осуществляться с помощью 16 Cs-магнитометров. Камеры без электрического поля должны давать дополнительную информацию о магнитном поле, играя роль нейтронных магнитометров. Расположение всех 13 накопительных камер и 16 Cs-магнитометров выбирается таким образом, чтобы с помощью совместной обработки измерений 13 независимых сдвигов частоты прецессии Ω можно было обеспечить необходимый контроль и подавление ложных систематических аппаратурных эффектов. На завершающем этапе работы предполагается обеспечить следующие основные параметры экспериментального комплекса.

Заполнение четырех рабочих камер ультрахолодными спин-поляризованными нейтронами с периодичностью $\sim 10^3 \text{ с}$.

Кинетическая энергия нейтронов

$$e_k \approx 2,5 \times 10^{-7} \text{ эВ}. \quad (1.5)$$

Плотность нейтронов в рабочей камере

$$N = 3 \times 10^3 \text{ UCN см}^{-3}. \quad (1.6)$$

Полный объем рабочих камер и полное количество нейтронов соответственно

$$V = 2 \times 10^5 \text{ см}^3, \quad N_0 = NV = 6 \times 10^8 \text{ UCN}. \quad (1.7)$$

Магнитные и электрические поля

$$B = 2 \times 10^{-6} \text{ Тл}, \quad E = 15 \times 10^3 \text{ В см}^{-1}. \quad (1.8)$$

Частота прецессии Ω (1.3) и величина $\Delta\Omega$ (1.4), соответствующие заявленным в программе значениям d , должны иметь следующие значения:

$$\frac{\Omega}{2\pi} \sim 5 \times 10^2 \text{ Гц}, \quad \frac{\Delta\Omega}{2\pi} \sim 2 \times 10^{-8} \text{ Гц}, \quad \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \sim 4 \times 10^{-11}. \quad (1.9)$$

Подробный обзор совокупности возможных систематических ложных эффектов и методов их контроля дается в [6].

Для дальнейшего обсуждения особенно важно, что значение основной измеряемой величины

$$\frac{\Delta\Omega}{2\pi} \sim 2 \times 10^{-8} \text{ Гц} \quad (1.10)$$

суть малая добавка ($\sim 4 \times 10^{-11}$) к частоте прецессии Ω , возникающая в результате существования ЭДМ нейтрона $d_n \sim 10^{-28} e \text{ см}$.

Время накопления экспериментальных данных, необходимое для определения ЭДМ нейтрона с точностью на уровне $2 \times 10^{-28} e \text{ см}$, оценивается в [6] как $T = 1$ год (при 30 % "чистого" времени эксперимента).

1.4. ЭДМ атома. Теорема Шиффа

При обсуждении проблемы ЭДМ нейтрального атома возникает вопрос: какой ЭДМ может иметь атом, если его ядро или электроны обладают ЭДМ? Детальное обсуждение проблемы содержится в [1]. Кратко ответ можно сформулировать следующим образом. В приближении точечных зарядов, связанных электростатическим взаимодействием, атом не может иметь ЭДМ d_A , даже если существуют ЭДМ у ядра атома d_N и электронов d_e .

Сказанное является следствием своеобразного принципа экранирования, который часто называют теоремой Шиффа. Действие этой теоремы распространяется на любую систему точечных частиц, удерживаемых в связанном равновесном состоянии электростатическим взаимодействием. Наличие у частиц системы ЭДМ приводит к такой перестройке их конфигурации по сравнению с конфигурацией при нулевых ЭДМ, что суммарный ЭДМ системы равен нулю. В частности, как сказано выше, ЭДМ ядра и ЭДМ электронов экранируется таким образом, что у атома ЭДМ не индуцируется.

Запрет на существование ЭДМ системы вследствие эффекта экранирования нарушается в двух случаях: при учете конечных размеров частиц и при учете наряду с электростатическим взаимодействием также и магнитного взаимодействия. Этот результат был получен Шиффом в основополагающей работе [7], посвященной ЭДМ ядра атома ^3He . Запрет на ЭДМ нейтральных атомов также может быть нарушен по аналогичным причинам, что сделало возможным постановку экспериментов по поиску атомных ЭДМ.

1.5. Парамагнитные атомы

Для парамагнитных атомов основной интерес представляет ЭДМ атома, обусловленный ЭДМ электронов d_e .

В работах Сандарса [8] показано, что теорема Шиффа нарушается для парамагнитных атомов за счет магнитных взаимодействий, причем присутствует важный эффект "усиления" ЭДМ электронов. Отношение $R = d_A/d_e$ имеет порядок величины $10Z^3\alpha^2$, где Z — заряд ядра атома и $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры.

Вычисленные значения R для ряда атомов приведены в табл. 1 (см. [1, 2]).

Наиболее значимый предел на ЭДМ электрона d_e получен в эксперименте в Беркли [9].

Таблица 1

Атом	Z	Основное состояние	R
Na	11	$3s^2S_{1/2}$	0,3
Rb	37	$5s^2S_{1/2}$	30
Cs	55	$6s^2S_{1/2}$	115
Fr	87	$7s^2S_{1/2}$	1100
Tl	81	$6p^2P_{1/2}$	-585

Окончательный результат, опубликованный в 1994 г. [9],

$$d(^{205}\text{Tl}) = (-1,05 \pm 0,70 \pm 0,59) \times 10^{-24} \text{ e см.} \quad (1.11)$$

Полагая, что никакого другого вклада в ЭДМ атома Tl, кроме ЭДМ электрона, нет, и принимая коэффициент "усиления" R из табл. 1, можно получить верхний предел на ЭДМ электрона. В работе 2000 г. приведено значение [9]

$$d_e \leq (6,9 \pm 7,4) \times 10^{-28} \text{ e см.} \quad (1.12)$$

Подробное обсуждение значимости эксперимента [9] для проблемы нарушения CP- и T-симметрии содержится в [1].

О других планируемых экспериментах по ЭДМ парамагнитных атомов: с оптической накачкой паров Cs, о применении ловушек и охлаждения, о внедрении Cs в матрицу твердого ^4He — см. [2]. Мы ограничимся этой краткой информацией, так как основное внимание в данной статье уделяется диамагнитным атомам.

1.6. Диамагнитные атомы

Основное состояние диамагнитных атомов, т.е. атомов с заполненными электронными оболочками, есть состояние 1S_0 , следовательно, ЭДМ атома может определяться только ЭДМ ядра.

Различные механизмы и теоретические модели, которые, в принципе, могут быть ответственны за существование ЭДМ у атомных ядер, подробно обсуждаются в [1]. Одновременно дискутируется вопрос о том, какого типа информация и ограничения на константы соответствующих гамильтонианов могут быть получены из оптических атомных экспериментов по поиску ЭДМ. Особое внимание уделяется тяжелым атомам с ядерным спином $I = 1/2$, в частности таким, как ^{199}Hg и ^{129}Xe . Основную роль в ЭДМ ядер этих атомов играет эффект объема. Конкретной причиной является различие в функциях распределения заряда и ЭДМ по объему ядра. Величина соответствующего эффекта определяется так называемым моментом Шиффа S и измеряется в единицах $e \text{ см}^3$. Подробнее о моменте Шиффа и его вычислении см. [1]. Ожидаемый ЭДМ ядра легкого атома ^3He значительно меньше, чем ядер атомов ^{129}Xe и ^{199}Hg (на много порядков величины). Как показано в [7], для ядра ^3He эффект объема вообще не играет какой-либо роли. ЭДМ ядра ^3He определяется магнитным взаимодействием нуклонов.

Что касается ЭДМ атома, то полная экранировка ЭДМ ядра, которая должна иметь место для точечного ядра, снимается при учете конечного размера ядра. Относительно связи ЭДМ атома $d(A)$ и ЭДМ ядра $d(N)$ см. [1].

Коэффициент пересчета от ЭДМ ядра к ЭДМ атома тем больше, чем больше отношение размеров ядра к радиусам электронных оболочек, т.е. растет с увеличением Z .

Наиболее продвинут эксперимент по атому ^{199}Hg — первый эксперимент описан в [10] с последующим уточнением [11]. Имеются также эксперименты по ЭДМ атома ^{129}Xe — результаты первого эксперимента приведены в [12]. Хартри-фоковские расчеты ЭДМ атомов ^{199}Hg и ^{129}Xe выполнены в [13]. Анализ первых достаточно надежных экспериментальных данных по ЭДМ атомов ^{199}Hg и ^{129}Xe показал, что в оптических экспериментах по ЭДМ диамагнитных атомов содержится весьма ценная информация о T-нечетных эффектах. ЭДМ ядра у таких атомов индуцируется не только электрическим дипольным моментом внешнего нуклона (нейтрона), но и в значительной степени РТ-нечетным взаимодействием нуклон-нуклон. Как отмечается в [5], ЭДМ ядра за счет такого взаимодействия может существенно, вплоть до двух порядков величины, превосходить ЭДМ отдельного нуклона. Поэтому информация, которую могут дать эксперименты по ЭДМ диамагнитных атомов, существенно дополняет информацию, получаемую из нейтронных экспериментов.

Вторая часть настоящей статьи (разделы 2.2, 2.4, 2.5 и 2.6) посвящена возможно новому эксперименту по ЭДМ атома ^{129}Xe . Поэтому ограничимся лишь очень краткой информацией об известных экспериментах по ЭДМ атома ^{199}Hg (ядерный спин $I = 1/2$). В первом эксперименте группы Фортсона [10] поляризация ядерного спина создавалась оптической накачкой на переходе $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_1$ с использованием интеркомбинационной линии $\lambda = 254 \text{ нм}$. Плотность спин-поляризованных атомов составляла $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Измерялся сдвиг частоты прецессии спина атома $\Delta\Omega$ (1.4) в коллинеарных магнитном и электрическом полях, т.е. использовался принципиально тот же метод, что и в нейтронном эксперименте. Сравнивались частоты прецессии в двух смежных кюветках с общим магнитным полем, но с противоположным направлением электрических полей.

Во втором эксперименте группы Фортсона [11] оптическая накачка перехода $6^1S_0 - 6^3P_1$ атома ^{199}Hg осуществлялась четвертой гармоникой полупроводникового лазера с $\lambda = 253,7 \text{ нм}$ мощностью 6 мВт. Был сделан ряд важных технических усовершенствований. В результате получен следующий верхний предел ЭДМ атома ^{199}Hg (2001 г.):

$$d(^{199}\text{Hg}) < 2,1 \times 10^{-28} \text{ e см.} \quad (1.13)$$

О расчетах ЭДМ ядра атома ^{199}Hg и пересчете от ЭДМ ядра к ЭДМ атома методом Хартри-Фока см. [1, 5, 12]. Величина коэффициента этого пересчета не содержит такого фактора "усиления", как для парамагнитного атома Tl, и определяется конечным объемом ядра, который мал по сравнению с типичными атомными размерами. Если приписать ЭДМ атома ^{199}Hg валентному нейтрону в четно-нечетном ядре этого атома, то можно получить следующую оценку верхнего предела ЭДМ нейтрона:

$$d_n < 4 \times 10^{-25} \text{ e см,}$$

что почти на порядок хуже, чем результат нейтронного эксперимента (1.2). Однако имеются и другие интересные

возможности интерпретации эксперимента по ЭДМ атома ^{199}Hg (см. [5]).

Сложившаяся, начиная с работы [13], программа экспериментов по поиску и измерению ЭДМ атома ^{129}Xe исходит из той же принципиальной идеи эксперимента, что и программа [6] для ЭДМ нейтрона и экспериментов по ЭДМ атома ^{199}Hg [10, 11]. Выполняется измерение частоты прецессии спина атома ^{129}Xe в коллинеарных магнитном \mathbf{B} и электрическом \mathbf{E} полях Ω (1.3) и выделяется сдвиг $\Delta\Omega$ (1.4), возникающий при изменении направления электрического поля $\mathbf{E} \rightarrow -\mathbf{E}$. Естественно, метод поляризации спинов существенно другой.

Поляризация ядерных спинов атомов благородных газов в смеси с атомами рубидия осуществляется за счет передачи поляризации от оптически поляризованных атомов рубидия в атомных столкновениях (подробнее см. раздел 2.1). Именно такой механизм поляризации был использован в [13] при определении верхнего предела для ЭДМ ^{129}Xe , где приводится следующий результат (1984 г.):

$$d(^{129}\text{Xe}) = (0,2 \pm 1,1) \times 10^{-26} \text{ e см.}$$

За прошедшие 20 лет первоначальный вариант эксперимента значительно усовершенствован. Схема очень гибкая и допускает много различных вариантов реализации. Она позволяет поляризовать ядерные спины нескольких атомов благородных газов, находящихся в одной кювете в тождественных условиях, например смесь ^{129}Xe с ^3He . Ожидаемые значения их ЭДМ сильно различаются. Это дает возможность при измерении величины $\Delta\Omega$ (1.4) для атома ^{129}Xe использовать измерения частоты прецессии спина атома ^3He для эффективного контроля стабильности общего магнитного поля \mathbf{B} . На стабильность поля \mathbf{B} могут влиять как флуктуации лабораторного поля, так и токи, возникающие при переключении направления поля \mathbf{E} .

Современные простые и надежные источники излучения для оптической накачки на частоте резонансного перехода атома рубидия ($\lambda = 795 \text{ нм}$) — полупроводниковые лазерные линейки с мощностью в непрерывном режиме $\sim 15\text{--}50 \text{ Вт}$ позволяют работать с большими плотностями благородных газов, вплоть до десятка атмосфер [14, 15].

Очень важным достижением явилась разработка методов реализации мазерного режима генерации вместо режима свободной прецессии ядерных спинов. В работе [16] с помощью полупроводниковой лазерной накачки была осуществлена поляризация ядерных спинов ^3He и ^{129}Xe и показано, что стабильность частоты генерации мазеров на ^3He и ^{129}Xe составила $\sim 10^{-7} \text{ Гц}$.

Интересно отметить, что мотивацией эксперимента [16] стала не проблема атомного ЭДМ, а проблема нарушения СРТ-симметрии, которая базируется на таком общем принципе, как локальная лоренц-инвариантность, общем и для теории элементарных частиц, и для общей теории относительности. Современное состояние проблемы нарушения лоренц-инвариантности дано в обзоре [17]. Возможности нарушения СРТ-симметрии кратко обсуждаются также в [5].

Основной результат [16] — высокая стабильность частоты мазеров на ^3He и ^{129}Xe на уровне 10^{-7} Гц имеет первостепенное значение и для экспериментов по поиску ЭДМ атома ^{129}Xe .

Наконец, в эксперименте по измерению ЭДМ атома ^{129}Xe в работе [18] с помощью двухкамерной кюветы специальной геометрии был реализован режим одно-временной мазерной генерации на ^3He и ^{129}Xe , позволяющий получить высокую стабильность частоты прецессии. Атомы ^3He и ^{129}Xe , поляризованные в первой камере, камере "накачки", диффундируют во вторую, мазерную, камеру. Мазер на ^3He использовался как внутренний магнетометр, обеспечивающий дополнительный контроль магнитного поля и ряда систематических аппаратных эффектов. В результате получен следующий верхний предел ЭДМ атома ^{129}Xe [18], пониженный по сравнению с [13] в пять раз:

$$d(^{129}\text{Xe}) < 4 \times 10^{-27} \text{ e см.} \quad (1.14)$$

В планируемых новых экспериментах обсуждается возможность некоторых других модификаций метода измерений. Весьма интересной представляется возможность после поляризации атомов ^{129}Xe с помощью рассматриваемой оптической техники быстро охладить образец, переведя ксенон в жидкую фазу с плотностью $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$. При этом поляризация сохраняется достаточно продолжительное время ($\sim 10^3 \text{ с}$), а предельно допустимое значение электрического поля, определяемое пробоем, возрастает до $\sim 400 \text{ кВ см}^{-1}$ [19]. По оценкам автора, Ромалиса, ожидаемый результат эксперимента для верхнего предела ЭДМ (^{129}Xe) составит $\sim 10^{-31} \text{ e см}$. Следует отметить, что предложение [19] помещено лишь на сайте автора и подробно нигде не обсуждалось.

В литературе рассматриваются разные методы регистрации частоты прецессии Ω спинов ядер атомов, в том числе оптический метод регистрации по обратному воздействию спин-поляризованных атомов благородных газов на Rb. При этом можно работать как с остаточными парами Rb внутри кюветы (концентрация рубидия контролируется температурой), так и с Rb-магнетометром вне рабочего объема. Вариант такого метода был использован в [18]. Несмотря на большое разнообразие, ключевыми моментами всех известных планируемых экспериментов по ЭДМ атома ^{129}Xe являются достижение предельно возможной точности измерения частоты прецессии Ω (1.3) и ее сдвига $\Delta\Omega$ (1.4) при тщательном контроле многочисленных факторов, влияющих на стабильность Ω , и прежде всего на стабильность магнитного поля \mathbf{B} .

После очень важного шага — перехода от свободной прецессии ядерных спинов к мазерному режиму прецессии (см. [16, 18]) дальнейший прогресс экспериментов по ЭДМ ^{129}Xe в рамках той же принципиальной схемы видится, в основном, в технических усовершенствованиях, в тщательной отработке всех деталей и элементов эксперимента. Как далеко удастся продвинуться в этой работе, насколько достижима на этом пути поставленная цель — выход на эксперимент по ЭДМ с точностью порядка $2 \times 10^{-28} \text{ e см}$, т.е. большей, чем на порядок, величины по сравнению с [18], пока не ясно.

В этой связи представляется уместным обсудить возможность отказа от принципиальной основы предыдущих и планируемых экспериментов по ЭДМ атома ^{129}Xe — вместо метода высокоточных измерений частоты прецессии Ω (1.3) и выделения сдвига $\Delta\Omega$ (1.4) перейти к регистрации электрического поля ЭДМ спин-поляризованных атомов ^{129}Xe .

Обсуждение одной из возможных реализаций такого подхода составляет основное содержание настоящей статьи. В ней рассматривается метод, в котором должен регистрироваться квадратичный эффект Штарка на ридберговских уровнях щелочного атома, пропорциональный квадрату полного электрического поля $(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{\text{ЭДМ}})^2 \approx \mathbf{E}_0^2 + 2\mathbf{E}_0\mathbf{E}_{\text{ЭДМ}}$, где \mathbf{E}_0 — внешнее поле, $\mathbf{E}_{\text{ЭДМ}}$ — поле спин-поляризованных атомов ^{129}Xe . Эффект Штарка на ридберговских уровнях имеет повышенную чувствительность к электрическому полю. Поэтому возникает эффект специфического "усиления" измеряемой величины.

Важной особенностью предлагаемого метода является то обстоятельство, что в нем нет необходимости в высокоточном измерении частоты прецессии ядерных спинов Ω . Как следствие, снимаются исключительно высокие требования к стабильности магнитного поля \mathbf{B} (см. [6]). Центр тяжести эксперимента переносится на точность частотных измерений штарковского сдвига ридберговских уровней щелочных атомов в оптическом диапазоне частот.

Естественно, что в предлагаемом методе есть свои трудности, но они существенно другие, нежели в [6] и в [13, 18]. Изложение метода содержится ниже (см. разделы 2.2, 2.4, 2.5 и 2.6).

2. Поиск электрического дипольного момента атома ^{129}Xe

В этой части статьи предлагается и обсуждается новый возможный метод поиска ЭДМ атома ^{129}Xe . Представляется целесообразным дать краткий вводный раздел 2.1, посвященный методу оптической поляризации спинов атомов благородных газов.

2.1. Оптический метод поляризации спинов атомов благородных газов

Создание поляризации атомов благородных газов (поляризация ядра \mathbf{I}) представляет интерес для прецизионных экспериментов, направленных на решение ряда фундаментальных задач современной физики. Разработка методов получения спин-поляризованных ядер имеет давнюю историю.

Пожалуй, одной из первых задач, заставивших обратить серьезное внимание на оптический метод поляризации газовых мишеней, явилась задача создания эффективного поляризатора тепловых нейтронов — мишени из спин-поляризованного ^3He [20, 21]. Поляризация нейтронов происходит благодаря резонансному поглощению поляризованными ядрами ^3He нейтронов, спины которых антипараллельны спином ядра ^3He . При энергии нейтронов $\sim 0,02$ эВ сечение такого резонансного поглощения составляет $\sigma_{\text{res}} \sim 5,4 \times 10^{-21}$ см². При увеличении энергии нейтронов сечение σ_{res} уменьшается обратно пропорционально скорости нейтронов, но для энергий менее 10 эВ оно остается в тысячи раз большим, чем сечение поглощения нейтронов со спинами, параллельными спином ядра ^3He .

Универсальный оптический метод, позволяющий поляризовать любые атомы благородных газов с отличным от нуля ядерным спином (^3He , ^{21}Ne , ^{83}Kr , ^{129}Xe , ^{131}Xe), был опробован еще задолго до развития современной лазерной техники. Для проблемы ЭДМ представляют интерес только атомы ^3He и ^{129}Xe , у которых

ядерный спин $I = 1/2$. К благородному газу B добавляется щелочной металл A в небольшой концентрации $\sim 10^{13} - 10^{14}$ см⁻³. Создается поляризация электронных спинов атомов A за счет оптической накачки циркулярно поляризованным резонансным излучением (переход $^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{P}_{1/2}$, D_1 -линия)



Далее в столкновениях атомов A с атомами B поляризация электронного спина передается спину ядра B :



Широкое применение этого метода началось после появления достаточно мощных лазеров, позволяющих реализовать эффективную оптическую накачку атомов рубидия и калия, в первую очередь атомов Rb . Большую роль в развитии данного метода сыграли работы группы Хашпера [20, 21] — поляризация ^3He и группы Фортсона [13] — поляризация ^{129}Xe (работы долазерного периода и историю исследований по получению спин-поляризованных ядер см. [22–24]).

В первых работах оптическая накачка атомов Rb осуществлялась с помощью лазера на красителе с накачкой криптоновым или аргоновым ионными лазерами, что обеспечивало мощность накачки ~ 1 Вт в пределах контура D_1 -линии атома Rb . Переход на титан-сапфировые лазеры позволил увеличить мощность накачки до $\sim 3-4$ Вт. Дальнейшее увеличение мощности оптической накачки стало возможным благодаря использованию полупроводниковых лазерных линеек, у которых каждый лазерный диод настроен на D_1 -линию Rb . Применение подобной полупроводниковой линейки позволило поднять мощность накачки до 10–50 Вт. Таким образом, оказалось возможным работать со сравнительно большими объемами и концентрациями атомов благородного газа.

Спектральная ширина линии излучения полупроводниковой линейки значительно (примерно на порядок величины) превышает спектральную ширину линии поглощения Rb , уширенную посторонним газом (суммарное давление вплоть до ~ 10 атм). Это потребовало определенных изменений в технике эксперимента (см., например, [14, 15]). Накачка осуществляется в условиях большой оптической толщи паров рубидия в области D_1 -линии. Это позволяет использовать для накачки значительную часть крыльев контура поглощения и, как следствие, около 80 % мощности полупроводниковой линейки при спектральной ширине ее линии генерации, равной 2,4 нм.

Большая спектральная ширина D_1 -линии, уширенной посторонним газом, позволяет полностью пренебречь такими эффектами, как сверхтонкая структура и изотопный состав (в случае Rb — природная смесь ^{85}Rb и ^{87}Rb). Это учтено на рис. 1, где иллюстрируется принципиальная схема спин-поляризации атомов методом оптической накачки Rb .

Магнитные подуровни с $m = +1/2$ и $m = -1/2$ на рис. 1 соответствуют оси квантования, направленной по волновому вектору \mathbf{k} лазерного пучка. Лазерное излучение с $\lambda = 795$ нм циркулярно поляризовано так, что осуществляется поглощение только из состояния

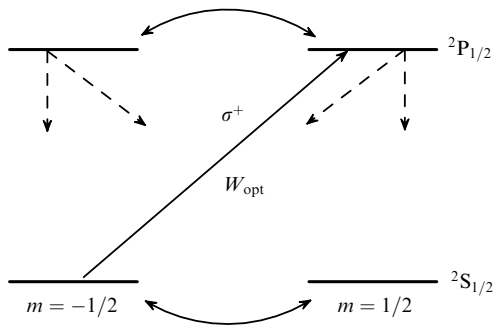
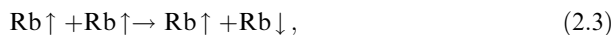


Рис. 1. Принципиальная схема спин-поляризации атома рубидия методом оптической накачки.

$m = -1/2$. Столкновения атомов Rb между собой и с посторонним газом эффективно "перемешивают" состояния $m = -1/2$ и $m = +1/2$. Поэтому и столкновения, и радиационный распад возбужденного состояния $^2P_{1/2}$ приводят к заселению состояний с $m = -1/2$ и $m = +1/2$ основного уровня $^2S_{1/2}$ с одинаковой вероятностью, тогда как поглощение циркулярно поляризованного излучения опустошает только подуровень $m = -1/2$, как это показано на рис. 1. В результате постоянно действующей накачки атомы Rb накапливаются в состоянии $^2S_{1/2}$, $m = +1/2$, т.е. реализуется поляризация электронного спина Rb по волновому вектору \mathbf{k} . Обсуждение различных процессов деполаризации спина Rb в атомных столкновениях содержится в [25] (см. также [14] и [15]). В условиях экспериментов [20, 21] одним из возможных и наиболее важных процессов деполаризации спина Rb оказываются столкновения двух поляризованных атомов Rb:



за который ответственно магнитное дипольное взаимодействие. В [20] приведено значение скорости такой релаксации спина Rb

$$\langle v\sigma \rangle = 0,8 \times 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \quad (2.4)$$

При максимальной для данного типа экспериментов концентрации Rb, равной 10^{15} см^{-3} , скорость релаксации $N_{\text{Rb}}\langle v\sigma \rangle \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$.

В зависимости от давления и внешнего магнитного поля в деполаризацию спина рубидия может дать вклад также процесс образования ван-дер-ваальсовых молекул Rb_2 в тройных столкновениях $\text{Rb}\uparrow + \text{Rb}\uparrow + \text{He}$. Состояние $\text{Rb}_2(^3\Sigma_u)$ можно приближенно отнести к типу связи "в" по Гунду, когда спин "не привязан" к оси молекулы и ее вращательные уровни расщеплены слабым взаимодействием спин-ось. Время жизни молекулы $\text{Rb}_2(^3\Sigma_u)$ в плотном газе невелико, и в результате деполаризация происходит по диффузионному закону. Зависимость от магнитного поля проявляется из-за того, что магнитное поле разрывает связь спина с вращательным моментом (см. [25]).

При радиационном переходе $^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$ излучаются фотоны с поляризацией, отличной от поляризации излучения накачки, что в свою очередь может приводить к дополнительному механизму деполаризации Rb. Для предотвращения этого процесса в рабочую

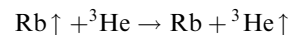
кювету добавляется азот (N_2) при давлении около 100 торр. Сечение тушения излучательного перехода $\text{Rb } ^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$ за счет столкновений $\text{Rb}-\text{N}_2$ составляет $\sim 6 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ и приводит к вкладу в ширину линии $\sim 75 \text{ МГц}$, что более чем в 10 раз превышает радиационную ширину. В экспериментах по ЭДМ атома ^{129}Xe [13, 18] добавление N_2 позволяет увеличить электрическое поле, предотвращая пробой, т.е. приводит к дополнительному положительному эффекту.

Эффективность передачи поляризации электронного спина \mathbf{s} атома ядерному спину инертного атома \mathbf{I} в бинарных столкновениях для ^3He и ^{129}Xe существенно различна. Основную роль в этом процессе играет контактное взаимодействие

$$H' \propto |\Psi(0)|^2 \mathbf{s}\mathbf{I}, \quad (2.5)$$

где $\Psi(0) = \Psi(R=0)$ — волновая функция электрона атома Rb, описывающая его движение в поле ядра атома благородного газа, при столкновениях $\text{Rb}-^3\text{He}$ и $\text{Rb}-^{129}\text{Xe}$, взятая при $R=0$.

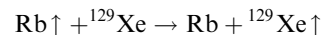
Экспериментальные значения константы скорости $\langle v\sigma \rangle$ реакции обмена поляризацией между спинами \mathbf{s} и \mathbf{I} в столкновениях $\text{Rb}-^3\text{He}$ и $\text{Rb}-^{129}\text{Xe}$, приводимые в [20] и [26] соответственно, хорошо согласуются с теоретическими оценками, выполненными квазиклассическим методом [15]: процесс



характеризуется константой скорости

$$\langle v\sigma \rangle = 1 \times 10^{-19} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}, \quad (2.6)$$

процесс



характеризуется константой скорости

$$\langle v\sigma \rangle = (1-2) \times 10^{-16} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \quad (2.7)$$

Таким образом, поляризация ядерного спина атома ^{129}Xe в столкновениях с поляризованными атомами Rb за счет взаимодействия (2.5) в 10^3 раз более эффективна, чем в случае столкновений $\text{Rb}-^3\text{He}$. Это объясняется большим значением заряда ядра атома ^{129}Xe ($Z=54$), "натягивающим" на себя волновую функцию валентного электрона Rb.

Дополнительно к бинарным столкновениям $\text{Rb}-^{129}\text{Xe}$ передача поляризации от электронного спина рубидия \mathbf{s} ядерному спину \mathbf{I} атома ^{129}Xe может происходить в процессе образования ван-дер-ваальсовой молекулы в столкновениях $\text{Rb}-^{129}\text{Xe}$ в присутствии третьего тела [24]. Соотношение этого канала реакции с каналом бинарных столкновений зависит от концентрации атомов ^{129}Xe и молекул N_2 , играющих роль третьего тела. При достаточно высокой концентрации "третьего тела" эффективность передачи поляризации ядерному спину в случае ^{129}Xe может быть до 10^4 раз большей, чем в случае с ^3He . Атомы рубидия и гелия образовать ван-дер-ваальсову молекулу не могут.

Процессы релаксации спин-поляризации ядер ^3He , ^{129}Xe также существенно различны и сильно зависят от

конкретных условий эксперимента. Очень большую роль в релаксации ядерных спинов ${}^3\text{He}$ и ${}^{129}\text{Xe}$ играют такие факторы, как степень очистки рабочих веществ, материал и характер обработки стенок рабочей кюветы, применяемые специальные покрытия и т.п. Поэтому приведем лишь некоторые усредненные характеристики и параметры экспериментов, отсылая за более подробной информацией к цитированным выше работам. После отключения накачки ядерная поляризация ${}^3\text{He}$ сохраняется значительное время (от нескольких часов до десятков часов). В случае ${}^{129}\text{Xe}$ это время значительно меньше ($10^3 - 10^4$ с).

Состав рабочей смеси варьируется в зависимости от целей эксперимента. Так, в эксперименте по поиску ЭДМ атома ${}^{129}\text{Xe}$ [18] использовалась рабочая смесь пары рубидия с концентрацией $2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, ксенон (90 %-ного обогащения изотопом ${}^{129}\text{Xe}$), ${}^3\text{He}$ и N_2 при парциальных давлениях 110, 1115 и 80 торр соответственно.

Применение полупроводниковой линейки мощностью $\sim 15-50$ Вт в качестве источника оптической накачки позволяет реализовать примерно 50 %-ную поляризацию атомов ${}^3\text{He}$ с концентрацией $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и атомов ${}^{129}\text{Xe}$ с концентрацией $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

В заключение этого раздела отметим, что в последние годы неожиданно возникло новое перспективное направление использования благородных газов с поляризованными ядрами в медицине. Было показано, что вдыхаемый поляризованный благородный газ ${}^3\text{He}$ и особенно ${}^{129}\text{Xe}$ позволяет проводить диагностику легких методом ЯМР-томографии (см., например, [27, 28]).

2.2. Электрическое поле ЭДМ спин-поляризованных атомов ${}^{129}\text{Xe}$

Электрическое поле, создаваемое поляризацией единицы объема неограниченной диэлектрической среды \mathbf{P} , может быть вычислено методом, развитым в микроскопической теории дисперсии [29]. В случае ограниченного объема вычисление этого поля внутри и вне объема требует специального рассмотрения, причем для каждой конкретной формы объема — шара, цилиндра и т.п. Возьмем для определенности диэлектрический шар. Он может быть однородно поляризован как внешним полем \mathbf{G} , так и принудительной ориентацией постоянных (не зависящих от \mathbf{G}) диполей внутри шара. Поляризацию \mathbf{P} , создаваемую ЭДМ спин-поляризованных атомов ${}^{129}\text{Xe}$, можно представить как поляризацию из-за сторонних токов в рамках макроскопической электродинамики подобно тому, как рассматривается поляризация в случае пьезоэлектриков.

Рассмотрим диэлектрический шар в однородном электрическом поле \mathbf{G} , следуя [30, с. 63, 64] и [31, § 24].

Зададим потенциалы поля φ и напряженности поля $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$ внутри (i) и вне (e) шара в виде

$$\varphi^{(i)} = -\mathbf{G}\mathbf{R} + \mathbf{F}\mathbf{R}, \quad \mathbf{E}^{(i)} = \mathbf{G} - \mathbf{F}, \quad (2.8)$$

$$\varphi^{(e)} = -\mathbf{G}\mathbf{R} + \left(\frac{R_0}{R}\right)^3 \mathbf{F}\mathbf{R}, \quad (2.9)$$

$$\mathbf{E}^{(e)} = \mathbf{G} - \left(\frac{R_0}{R}\right)^3 [\mathbf{F} - 3\mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{F})].$$

Здесь R_0 — радиус шара, $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$, \mathbf{F} — произвольный вектор, вообще говоря, неколлинеарный \mathbf{G} , определяемый граничными условиями на поверхности шара.

Граничные условия на поверхности шара $\mathbf{R} = \mathbf{R}_0$ для потенциалов $\varphi^{(i)}(\mathbf{R}_0) = \varphi^{(e)}(\mathbf{R}_0)$ удовлетворяются соотношениями (2.8) и (2.9) автоматически. Необходимо удовлетворить также условие непрерывности нормальной проекции вектора индукции \mathbf{D}

$$\mathbf{R}_0\mathbf{D}^{(i)} = \mathbf{R}_0\mathbf{D}^{(e)}.$$

Поскольку

$$\begin{aligned} \mathbf{R}_0\mathbf{D}^{(e)} &= \varepsilon^{(e)}\mathbf{R}_0\mathbf{E}^{(e)} = \varepsilon^{(e)}\mathbf{R}_0\mathbf{G} - \varepsilon^{(e)}\mathbf{R}_0[\mathbf{F} - 3\mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{F})] = \\ &= \varepsilon^{(e)}\mathbf{R}_0\mathbf{G} + 2\varepsilon^{(e)}\mathbf{R}_0\mathbf{F}, \end{aligned}$$

исключая с помощью (2.8) вектор $\mathbf{F} = \mathbf{G} - \mathbf{E}^{(i)}$, получим

$$\mathbf{R}_0\mathbf{D}^{(i)} = \varepsilon^{(e)}\mathbf{R}_0(3\mathbf{G} - 2\mathbf{E}^{(i)})$$

или

$$\mathbf{R}_0(\mathbf{D}^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)}\mathbf{E}^{(i)} - 3\varepsilon^{(e)}\mathbf{G}) = 0.$$

Ввиду произвольности \mathbf{R}_0 можно получить следующее важное соотношение между векторами $\mathbf{E}^{(i)}$ и $\mathbf{D}^{(i)}$ внутри шара (см. формулу (8.1) в [30]):

$$\mathbf{D}^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)}\mathbf{E}^{(i)} = 3\varepsilon^{(e)}\mathbf{G}. \quad (2.10)$$

В формулах (2.8)–(2.10) $\varepsilon^{(i)}$ и $\varepsilon^{(e)}$ — диэлектрическая проницаемость внутри и вне шара.

Соотношение (2.10) универсально. Никаких предположений о связи $\mathbf{D}^{(i)}$ и $\mathbf{E}^{(i)}$ внутри шара не использовано. В частности, нет предположения о линейности связи и о коллинеарности $\mathbf{D}^{(i)}$ и $\mathbf{E}^{(i)}$. Последнее утверждение как раз и связано с расширенным рассмотрением в [31] по сравнению с [30].

Положим так же, как и для пьезоэлектриков (см. [30, с. 85–87]),

$$\mathbf{D}^{(i)} = \varepsilon^{(i)}\mathbf{E}^{(i)} + 4\pi\mathbf{P},$$

Без члена $4\pi\mathbf{P}$ имеет место обычная связь между $\mathbf{D}^{(i)}$ и $\mathbf{E}^{(i)}$ в изотропном диэлектрике. Член $4\pi\mathbf{P}$ дает поляризацию от сторонних токов, которыми в данном случае является ЭДМ спин-поляризованных атомов ${}^{129}\text{Xe}$:

$$\mathbf{P} = N\mathbf{d}, \quad (2.11)$$

где N — плотность спин-поляризованных атомов ${}^{129}\text{Xe}$, \mathbf{d} — ЭДМ атома ${}^{129}\text{Xe}$.

Из (2.10) и (2.11) следует

$$(\varepsilon^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)})\mathbf{E}^{(i)} + 4\pi\mathbf{P} = 3\varepsilon^{(e)}\mathbf{G}$$

или

$$\mathbf{E}^{(i)} = \frac{3\varepsilon^{(e)}\mathbf{G}}{\varepsilon^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)}} - \frac{4\pi\mathbf{P}}{\varepsilon^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)}}. \quad (2.12)$$

При $\varepsilon^{(e)} = \varepsilon^{(i)} = 1$ имеем

$$\mathbf{E}^{(i)} = \mathbf{G} - \frac{4\pi}{3}\mathbf{P}. \quad (2.13)$$

Заменяя в (2.9) в выражении для поля $\mathbf{E}^{(e)}$ вне шара вектор \mathbf{F} на $\mathbf{G} - \mathbf{E}^{(i)}$, получаем

$$\mathbf{E}^{(e)} = \mathbf{G} - \frac{\varepsilon^{(i)} - \varepsilon^{(e)}}{\varepsilon^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)}} \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 [\mathbf{G} - 3\mathbf{n}(\mathbf{nG})] - \frac{4\pi}{\varepsilon^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)}} \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 [\mathbf{P} - 3\mathbf{n}(\mathbf{nP})]. \quad (2.14)$$

Первые два члена в (2.14) дают электрическое поле при поляризации шара внешним полем \mathbf{G} . Дополнительное к внешнему полю \mathbf{G} поле вне шара, создаваемое поляризацией \mathbf{P} , есть

$$\mathbf{E}_{\text{ЭДМ}}^{(e)} = -\frac{4\pi}{\varepsilon^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)}} \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 [\mathbf{P} - 3\mathbf{n}(\mathbf{nP})]. \quad (2.15)$$

Если вектор \mathbf{R} ортогонален вектору \mathbf{P} , то

$$\mathbf{E}_{\text{ЭДМ}}^{(e)} = -\frac{4\pi\mathbf{P}}{\varepsilon^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)}} \left(\frac{R_0}{R} \right)^3. \quad (2.16)$$

Итак, полное поле вне шара \mathbf{E}_{tot} есть (при $\varepsilon^{(i)} = \varepsilon^{(e)} = 1$ и $\mathbf{R} \perp \mathbf{P}$)

$$\mathbf{E}_{\text{tot}} = \mathbf{G} - \frac{4}{3}\pi \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 \mathbf{P}. \quad (2.17)$$

В точке на расстоянии L от поверхности шара в направлении \mathbf{R} , малом по сравнению с R_0 (например, $L \leq 0,25R_0$), фактор $(R_0/R)^3$ близок к единице:

$$\left(\frac{R_0}{R_0 + L} \right)^3 \approx 1 - 0,5.$$

Поэтому для подобных значений L

$$\mathbf{E}_{\text{tot}} \simeq \mathbf{G} - \frac{4}{3}\pi\mathbf{P}. \quad (2.18)$$

На расстояниях $R \gg R_0$ из (2.17) следует

$$\mathbf{E}_{\text{tot}} = \mathbf{G} - \frac{\mathbf{D}_{\text{tot}}}{R^3}, \quad (2.19)$$

где \mathbf{D}_{tot} — полный ЭДМ шара, равный $(4/3)\pi R_0^3 \mathbf{Nd}$, что и следовало ожидать.

Если перпендикулярно к плоскости (\mathbf{G}, \mathbf{P}) наложить магнитное поле \mathbf{B} , то в результате прецессии спинов поляризованных атомов ^{129}Xe с частотой Ω скалярное произведение \mathbf{PG} и компонента вектора \mathbf{P} на направление \mathbf{G} будут осциллировать:

$$P_G = P \cos(\Omega t + \varphi_0), \quad \mathbf{PG} = PG \cos(\Omega t + \varphi_0). \quad (2.20)$$

2.3. Ридберговские состояния ns щелочных атомов. Эффект Штарка

Ридберговские состояния щелочных атомов nl , $l \gg 1$, водородоподобны. Энергия этих состояний записывается в виде

$$E_{nl} \approx -\frac{\text{Ry}}{n^2} \left(1 + 2 \frac{A_l}{n} \right), \quad (2.21)$$

где $\text{Ry} = (1/2)me^4/\hbar^2$ — постоянная Ридберга ($\text{Ry} = 13,5$ эВ или $2,15 \times 10^{-11}$ эрг), A_l — квантовый дефект.

Энергия расщепления состояний ns , np равна

$$\Delta E_{\text{sp}} \approx -2 \frac{\text{Ry}}{n^3} (A_s - A_p). \quad (2.22)$$

Для всех щелочных атомов (от Li до Cs) $A_s - A_p = 0,346 - 0,485$.

Для атомов Rb и Cs, которые будут в основном рассматриваться ниже, разность $A_s - A_p$ равна соответственно 0,485 и 0,477 и

$$\Delta E_{\text{sp}} \approx -0,95 \frac{\text{Ry}}{n^3}. \quad (2.23)$$

Приведем также значение матричного элемента радиус-вектора электрона r_{sp} и радиационное время жизни T уровня с главным квантовым числом n , усредненное по всем подуровням l, m :

$$r_{\text{sp}} = \frac{3}{2} n^2 a_0, \quad (2.24)$$

$$T = \frac{1}{3} \left[\frac{n^5}{\ln(n/1,1)} \right] A_0^{-1}, \quad (2.25)$$

где $A_0 = 7,9 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$.

Радиационное время жизни состояния ns отличается от усредненного (2.25). Этот вопрос обсуждается в разделе 2.5.

Смещение уровня ns в электрическом поле E (квадратичный эффект Штарка) равно

$$\Delta E_{ns} = \frac{e^2 r_{\text{sp}}^2}{\Delta E_{\text{sp}}} E^2 = \frac{9}{4} n^4 \frac{e^2 a_0^2}{\Delta E_{\text{sp}}} E^2. \quad (2.26)$$

Эта формула применима при $\Delta E_{ns} < \Delta E_{\text{sp}}$:

$$\frac{9}{4} n^4 e^2 a_0^2 E^2 < 0,95 \frac{\text{Ry}^2}{n^6}, \quad (2.27)$$

$$n^{10} E^2 < 0,3 \times 10^{14}. \quad (2.28)$$

Здесь напряженность электрического поля E выражена в единицах CGSE (1 CGSE соответствует 300 В см^{-1}), a_0 — атомная единица длины.

Рассмотрим эффект Штарка щелочного атома в состоянии ns , который одновременно испытывает воздействие поля ЭДМ спин-поляризованных атомов ^{129}Xe и внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 . Для определенности будем считать, что спин-поляризованные атомы ^{129}Xe заполняют шаровой объем с радиусом R_0 , щелочной атом находится вне этого объема, внешнее поле \mathbf{E}_0 однородно. Выбранная конфигурация позволяет воспользоваться формулой (2.18) (для $L \leq 0,25R_0$)

$$\mathbf{E}_{\text{tot}} = \mathbf{E}_0 - \frac{4\pi}{3} \mathbf{P}. \quad (2.29)$$

Положим

$$\mathbf{P} = N\mathbf{d}, \quad (2.30)$$

где N — число спин-поляризованных атомов ^{129}Xe в 1 см^3 , \mathbf{d} — искомым ЭДМ, который примем равным

$$d = 2 \times 10^{-28} e \text{ см} \approx 10^{-37} \text{ CGSE}, \quad (2.31)$$

что соответствует целям программ по поиску ЭДМ нейтрона [6] и атома ^{129}Xe . Поскольку $E_0 \gg 4\pi Nd$, из

формул (2.26), (2.23), (2.29) и (2.30) следует

$$\frac{1}{2\pi} \frac{\Delta E_{ns}}{\hbar} \approx I + \Delta I = - \left(\frac{0,7}{2\pi} \right) \times 10^3 n^7 \left\{ E_0^2 - \frac{8\pi}{3} N E_0 d \right\}. \quad (2.32)$$

Зависящая от искомого ЭДМ величина $\Delta I \propto d$ есть

$$\Delta I = \frac{5,8}{2\pi} \times 10^3 n^7 N E_0 d. \quad (2.33)$$

Для удобства сравнения ΔI с основной характеристикой искомого эффекта ЭДМ в (1.4) величиной $4E_0 d/\hbar$ перепишем (2.33) в виде

$$\Delta I = \frac{1,5}{2\pi} \times 10^{-4} n^7 \left(\frac{N}{10^{20}} \right) \times 4 \frac{E_0 d}{\hbar}. \quad (2.34)$$

Здесь использовано то обстоятельство, что ниже будут рассматриваться большие значения N порядка $10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$, ΔI представлено в герцах.

Отношение ΔI к основному члену I в (2.32) при $N = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и значении d из (2.31) равно

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{8\pi}{3} \frac{N E_0 d}{E_0^2} \approx 0,8 \times 10^{-16} \frac{1}{E_0}. \quad (2.35)$$

Из (2.28) следует, что квадратичный эффект Штарка уровня ns описывается формулами (2.26), (2.32), (2.34) и (2.35) при условии выполнения неравенства (2.28), которое удовлетворяется при связанных между собой значениях n и E_0 , приводимых ниже в табл. 2. В этой таблице также даются значения ΔI (2.34) и отношения $\Delta I/I$ (2.35) для каждой из возможных пар параметров n и E_0 . Принято $N = 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В соответствии с неравенством (2.28) максимально допустимые значения $E_0 \propto 1/n^5$, а $\Delta I \propto n^2$. Следует отметить, что выход за пределы квадратичного эффекта Штарка нежелателен, так как для дальнейшего важно, что измеряемая величина пропорциональна $E_0 E_{\text{ЭДМ}}$, а не просто $E_{\text{ЭДМ}}$, как в случае линейного эффекта.

Как видно из табл. 2, наиболее перспективные для предлагаемого эксперимента значения величин находятся в последних трех столбцах (значения $n \sim 100 - 200$). Необходимое уменьшение поля E_0 для удовлетворения (2.21) с избытком компенсируется фактором n^7 в (2.34). Измеряемая величина ΔI , по которой может быть определен ЭДМ d для $n = 100$ и $n = 200$, примерно в 2×10^4 превосходит величину $\Delta\Omega/2\pi = 2 \times 10^{-8} \text{ Гц}$ из (1.10). При этом отношение $\Delta I/I$ сопоставимо по величине с $\Delta\Omega/\Omega \approx 2 \times 10^{-11}$ из (1.9). Принципиальной схеме эксперимента, в котором может быть реализовано измерение эффекта Штарка ридберговских атомов в электрическом поле (2.22), посвящен следующий раздел.

Таблица 2

n	20	100	150	200
E_0 , CGSE, менее	1,7	$5,5 \times 10^{-4}$	$6,6 \times 10^{-5}$	$1,7 \times 10^{-5}$
E_0 , В см ⁻¹ , менее	500	$1,7 \times 10^{-1}$	2×10^{-2}	5×10^{-3}
$\Delta I/I$	$1,6 \times 10^{-17}$	$6,7 \times 10^{-14}$	$3,3 \times 10^{-13}$	$1,7 \times 10^{-12}$
ΔI , Гц	$6,7 \times 10^{-6}$	$1,6 \times 10^{-4}$	$3,3 \times 10^{-4}$	$6,7 \times 10^{-4}$

2.4. Принципиальная схема эксперимента по штарковскому сдвигу ридберговских уровней ns щелочных атомов

Возможна следующая принципиальная схема эксперимента по наблюдению эффекта Штарка на щелочном атоме в ридберговском состоянии ns , который одновременно испытывает воздействие поля ЭДМ спин-поляризованных атомов ^{129}Xe и внешнего электрического поля E_0 (рис. 2). Вблизи поверхности объема со спин-поляризованными атомами ^{129}Xe и ^3He формируется коллимированный пучок щелочных атомов, движущихся со скоростью v , и накладывается электрическое поле E_0 , параллельное v . В области максимального приближения пучка к объему спин-поляризованных атомов ^{129}Xe и ^3He осуществляется лазерное возбуждение атомов пучка в одно из состояний ns с $n \sim 100 - 200$ (точное значение n несущественно). После пролета зоны возбуждения поток щелочных атомов регистрируется ионизационным детектором, который реагирует только на сильно возбужденные ридберговские атомы.

В кювете с поляризованной смесью ^{129}Xe и ^3He инициируется прецессия ядерных спинов в приложенном перпендикулярно плоскости (E_0, P) магнитном поле B . Предполагается, что в атоме ^{129}Xe ЭДМ существует, а в атоме ^3He отсутствует. Прецессия спина ^{129}Xe должна приводить к появлению переменного электрического поля $E_{\text{ЭДМ}}$ с частотой Ω , которое планируется измерять по штарковскому сдвигу ридберговского уровня ns щелочного атома. Поток возбужденных атомов на некотором удалении от кюветы регистрируется ионизационным детектором, по сигналу с которого частота лазера с помощью сравнительно медленной петли обратной связи автоматически поддерживается на склоне контура линии возбуждения уровня ns . Изменение длины волны перехода, обусловленное изменением приложенного электрического поля $E_0 + E_{\text{ЭДМ}}$, есть мера штарковского сдвига уровня ns . Вклад члена $\Delta I \propto E_0 E_{\text{ЭДМ}}$ (2.34) выделяется из сигнала детектора на сравнительно высокой частоте прецессии спина атома ^{129}Xe Ω . При этом сигнал на частоте прецессии ^3He будет использоваться для контроля ложных эффектов. Про-

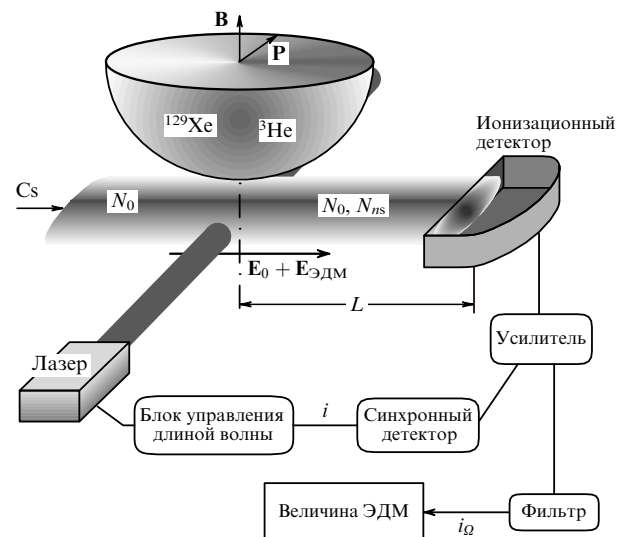


Рис. 2. Принципиальная схема эксперимента.

цедура измерений калибруется путем изменения электрического поля E_0 на известную величину.

В качестве кандидата на роль ридберговского атома подходят щелочные атомы Rb и Cs. Наиболее привлекательным для возбуждения уровней ns представляется двухфотонное возбуждение на встречных лазерных пучках, при котором минимизируется вклад эффекта Доплера. Для двухфотонного возбуждения $n_0s \rightarrow ns$ (n_0 — основное состояние, $n \sim 100-200$) требуются лазеры с длиной волны генерации $\lambda \sim 0,59$ мкм и $\lambda \sim 0,63$ мкм соответственно. Однако это оказывается практически невозможным. В обоих случаях ближайший виртуальный уровень $\tilde{n}r$ расположен таким образом, что дефект резонанса $E_{n_0s} + \hbar\omega - E_{\tilde{n}r}$ слишком велик, порядка $(0,1-0,05) \text{ Ry} \sim 10^{-12}$ эрг. В результате сечение двухфотонного возбуждения, примерно одинаковое для Rb и Cs, мало:

$$\sigma_{n_0s \rightarrow ns} \sim 10^{-39} \text{ см}^4 \text{ с}. \quad (2.36)$$

Имея в виду непрерывный одночастотный лазер, следует рассчитывать на интенсивности F порядка $10^{17}-10^{18}$ фотон $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Тогда вероятность возбуждения составит $W = \sigma F^2 \sim 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ (напомним, что атом находится в лазерном пучке в течение времени пролета порядка 10^{-4} с). Согласно приведенным оценкам в обсуждаемом эксперименте двухфотонное возбуждение нереально.

В качестве альтернативы можно рассмотреть двухступенчатую схему $n_0s \rightarrow n_1r \rightarrow ns$. Выбор конкретной схемы и подходящих лазеров для ступенчатого возбуждения диктуется необходимостью обеспечить приемлемое время накопления сигнала, необходимое для усреднения статистических ошибок.

Обсуждение данной проблемы содержится в разделе 2.5. Там показано, что большие преимущества дает реализация конечной ступени возбуждения $n_1r \rightarrow ns$ в инфракрасном диапазоне (10,6 или ~ 100 мкм), где доплеровское уширение намного меньше, чем в оптическом. В настоящее время доступны длины волн в режиме лазерной генерации в дальнем инфракрасном диапазоне при мощности более 100 мВт $\lambda = 118,83$ мкм (генерация на молекулах CH_3OH) и $\lambda = 184,31$ мкм (генерация на молекулах CH_2F_2). Это лазерная система SIFIR-50 (накачка — CO_2 -лазер с селекцией по длине волны) производства фирмы Coherent Inc. Лазер накачки GEM Select 50 обеспечивает большой набор длин волн генерации в диапазоне 9,174–10,835 мкм при выходной мощности более 10 мВт.

Как и во многих других экспериментах с участием ридберговских атомов, возникает проблема теплового излучения стенок (вообще всей полости экспериментального объема). Для ридберговских состояний $n \sim 100$ тепловое излучение в области спектра ω , $\omega + \Delta\omega$ описывается формулой Рэлея–Джинса для плотности потока фотонов

$$\Delta N_{\omega}^{\phi} = \frac{\omega \Delta\omega kT}{\pi^2 c^2 \hbar}, \quad \omega \ll \frac{kT}{\hbar}, \quad (2.37)$$

здесь k — постоянная Больцмана. Ниже, в оценках, будет приниматься $T = 300$ К и $kT/\hbar \approx 4 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Возникает вопрос, может ли тепловое излучение (2.37) вызывать ионизацию состояния ns , т.е. фотоэффект, на пути от зоны возбуждения до детектора и, кроме того, перемешивание состояний n , $n + \Delta n$.

Оценим вероятность $W(\text{с}^{-1})$ обоих процессов. Эффективное сечение фотоэффекта σ_n^{ϕ} для уровня n , усредненное по всем l подуровням, в приближении Крамерса равно (см., например, [32])

$$\sigma_n^{\phi} = \frac{64\pi}{3\sqrt{3}} \alpha \left(\frac{\text{Ry}}{\hbar\omega} \right) \frac{a_0^2}{n^5}, \quad (2.38)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$. Для оценки можно принять $\omega = \text{Ry}/n^2 \hbar = 2 \times 10^{16}/n^2$ (граница фотоэффекта) и $\Delta\omega \simeq \omega/2$. В результате получим

$$W^{\phi} = \Delta N_{\omega}^{\phi} \sigma_n^{\phi} \simeq \frac{0,7 \times 10^6}{n^3} [\text{с}^{-1}]. \quad (2.39)$$

При $n \sim 100$ вероятность $W^{\phi} \sim 1 \text{ с}^{-1}$. На пути L от зоны возбуждения до детектора, т.е. для времени $\tau = L/v$, заведомо не превышающего 10^{-2} с, $W^{\phi} \tau < 10^{-2}$. Это означает, что фотоионизацией состояния ns , $n \sim 100$, за счет теплового излучения стенок можно пренебречь.

Оценим также перемешивание состояний n , $n \pm \Delta n$ за счет теплового излучения (2.37). Переходу $ns \rightarrow nr$ соответствует эффективное сечение

$$\sigma_{ns, nr}^{\phi} = \frac{\lambda^2 A}{4\Delta\omega}, \quad (2.40)$$

где λ — длина волны

$$\frac{2\pi c}{\omega} = \frac{2\pi c \hbar}{\text{Ry}} n^3,$$

A — вероятность спонтанного радиационного перехода $nr \rightarrow ns$, $\Delta\omega$ — ширина спектра поглощения:

$$A = \frac{4\omega^3}{3\hbar c^3} |e \mathbf{r}_{ns, nr}|^2. \quad (2.41)$$

Матричный элемент $\mathbf{r}_{ns, nr}$ в случае атома водорода вычисляется точно. Радиальный интеграл (см. (2.24)) $r_{ns, nr} = (3/2)a_0 n^2$, поэтому для водородоподобных состояний $n \sim 100$

$$A = 24\pi^3 \left(\frac{a_0}{\lambda} \right)^3 \left(\frac{e^3}{a_0 \hbar} \right) n^4 \simeq 0,7 \times 10^{10} \frac{1}{n^5} [\text{с}^{-1}]. \quad (2.42)$$

В результате получим

$$W(ns, nr) = \Delta N_{\omega}^{\phi} \sigma_{ns, nr}^{\phi} \simeq 10^7 \frac{1}{n^2} [\text{с}^{-1}]. \quad (2.43)$$

Вероятность переходов $ns \rightarrow (n + \Delta n)r$, $\Delta n = 1, 2, \dots$, можно оценить с помощью формулы Крамерса для вероятности спонтанного радиационного перехода $n + \Delta n \rightarrow n$, усредненной по l, l' подуровням уровней n и $n + \Delta n$ (см. (9.337) в [32])

$$A_{n+\Delta n, n} = 1,2 \times 10^{10} \frac{1}{n^5 \Delta n} [\text{с}^{-1}]. \quad (2.44)$$

Примем, что в качестве оценки можно положить $A_{(n+\Delta n)r, ns} \simeq A_{n+\Delta n, n}$ из (2.44)

При $\Delta n = 1$ величины (2.42) и (2.44) примерно одинаковы, что и позволяет воспользоваться приближением

(2.44). Спектральные ширины $\Delta\omega$ при умножении ΔN_ω^Φ из (2.37) на сечение

$$\sigma_{ns, (n+\Delta n)p}^\Phi = \frac{\lambda^2 A_{n+\Delta n, n}}{4\Delta\omega}$$

сокращаются и окончательно для вероятности перехода $n \rightarrow n + \Delta n$ под воздействием теплового излучения получаем

$$W(ns, (n + \Delta n)p) \simeq 1,2 \times 10^7 \frac{1}{n^2(\Delta n)^2} [\text{с}^{-1}]. \quad (2.45)$$

Формулой (2.45) можно пользоваться как для $\Delta n > 0$, так и для $\Delta n < 0$ ($\Delta n = 1, 2, \dots$), что соответствует вынужденному излучению вместо поглощения.

При $n \sim 100$ вероятности (2.43) и (2.45) имеют порядок величины 10^3 с^{-1} и $10^3 \times 1/\Delta n^2 \text{ с}^{-1}$ соответственно. Благодаря пропорциональности $1/\Delta n^2$, перемешивание состояния ns с соседями $n \pm 1, n \pm 2, \dots$ за счет теплового излучения стенок на пути от зоны возбуждения до детектора распространяется только на ближайших соседей и поэтому не играет роли в предлагаемом варианте измерений. Это является важной спецификой обсуждаемой схемы эксперимента, поскольку регистрируется поток возбужденных атомов без определения их точной принадлежности к конкретному n и l .

2.5. Статистические ошибки

Так же, как и в нейтронном эксперименте, в обсуждаемом методе необходимо выделять искомый эффект $\Delta I \propto E_0 \mathbf{d}/\hbar$ (2.34) на фоне статистических ошибок $\delta I_{\text{ст}}$ и систематических, аппаратных ошибок $\delta I_{\text{ап}}$. В настоящем разделе рассматривается статистический шум, обусловленный пуассоновским распределением потока $N_{ns}(L)$ возбужденных щелочных атомов в состоянии ns , достигающих ионизационного детектора (L — расстояние от зоны возбуждения состояния ns до детектора). Для усреднения этого шума до уровня, позволяющего регистрировать искомый эффект ΔI , необходимо время накопления сигнала T , определяемое соотношением

$$\frac{\Delta I}{\Delta\omega/2\pi} = \frac{1}{\sqrt{N_{ns}(L)T}}. \quad (2.46)$$

Здесь $\Delta\omega$ — ширина спектра возбуждения состояния ns .

В случае двухфотонного возбуждения $n_0s \rightarrow ns$ на встречных пучках величина $\Delta\omega$ определяется пролетным уширением $\Delta\omega_\tau = 1/\tau$. Для выбранных выше щелочных атомов Rb и Cs применение двухфотонного возбуждения вызывает затруднение вследствие малости эффективного сечения этого процесса $\sigma(n_0s \rightarrow ns) \sim 10^{-39} \text{ см}^4$ (см. раздел 2.4). Поэтому ниже рассматривается только двухступенчатое возбуждение $n_0s \rightarrow n_1p \rightarrow ns$. В этом случае $\Delta\omega$ есть доплеровская ширина:

$$\frac{\Delta\omega_D}{2\pi} = \frac{\omega v_\perp}{2\pi c} = \frac{v_\perp}{\lambda},$$

где v_\perp — поперечная составляющая скорости щелочного атома (проекция на направление лазерного пучка), λ — длина волны перехода $n_1p \rightarrow ns$.

В результате левая часть соотношения (2.46) примет вид $\Delta I/\lambda/v_\perp$. Полагая $\Delta I = 10^{-3}$ Гц (см. табл. 2), а

$v_\perp \sim 10^{-3} v \approx 10 \text{ см с}^{-1}$, получаем

$$T \sim \left(\frac{10^4}{\lambda}\right)^2 \frac{1}{N_{ns}(L)} [\text{с}^{-1}]. \quad (2.47)$$

Здесь λ выражена в сантиметрах.

Если переход $n_1p \rightarrow ns$ соответствует оптической области спектра, $\lambda \sim (0,5-1) \times 10^{-4} \text{ см}$, то, принимая $N_{ns}(L) \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$, имеем

$$T \sim 10^8 \text{ с}.$$

Ситуацию можно существенно улучшить, если использовать для возбуждения перехода конечной ступени $n_1p \rightarrow ns$ инфракрасные лазеры. В соответствии с (2.47) при $N_{ns}(L) = 10^8 \text{ с}^{-1}$

$$T \sim \begin{cases} 10^6 \text{ с} & \text{для } \lambda \approx 10 \text{ мкм}, \\ 10^4 \text{ с} & \text{для } \lambda \approx 100 \text{ мкм}. \end{cases} \quad (2.48)$$

Для $\lambda \approx 100 \text{ мкм}$ доплеровская ширина линии возбуждения выходит на уровень времяпролетной ширины, поэтому дальнейшее увеличение длины волны возбуждения перехода $n_1p \rightarrow ns$ с целью уменьшения $\Delta\omega_D$ не имеет смысла.

Для возбуждения перехода $n_1p \rightarrow ns$ лазером с $\lambda \approx 10 \text{ мкм}$ необходимо осуществлять возбуждение с уровня n_1p , $n_1 \approx 14-17$, для возбуждения перехода $n_1p \rightarrow ns$ лазером с длиной волны $\lambda \approx 100 \text{ мкм}$ необходимы уровни с $n_1 \approx 33-38$. Сказанное одинаково относится к атомам Rb и Cs.

Ниже для определенности будем, в основном, рассматривать атом Cs. Эффективное возбуждение $n_1p \rightarrow ns$ одного из ридберговских состояний ns представляется целесообразным обеспечить с помощью лазерной системы SIFIR-50 (Стабилизированная Интегрированная лазерная система для Далекого ИнфраКрасного диапазона длин волн) в далекой ИК области спектра: на длине волны $\lambda = 118,83 \text{ мкм}$ (одночастотная генерация на молекулах CH_3OH) и $\lambda = 184,34 \text{ мкм}$ (одночастотная генерация на молекулах CH_2F_2). Накачка этих молекул осуществляется с помощью CO_2 -лазера с селекцией по длине волны. Система SIFIR-50 на обеих длинах волн обеспечивает мощность более 100 мВт, спектральный дрейф линии свободной генерации за 15-секундный интервал составляет не более 100 кГц.

Первая ступень возбуждения $6s \rightarrow n_1p$, $n_1 = 34$ или 35 , $\lambda \sim 0,34 \text{ мкм}$, может быть осуществлена с помощью удвоения частоты генерации лазера на красителе или титан-сапфире.

Поток $N_{ns}(L)$ удобно выразить через полный поток щелочных атомов N_0 , измеряемый в единицах с^{-1} :

$$N_{ns}(L) = \beta_1\beta_2\beta_3 N_0, \quad (2.49)$$

где β_1 — эффективность первой ступени возбуждения $n_0s \rightarrow n_1p$, β_2 — эффективность второй ступени $n_1p \rightarrow ns$, β_3 — коэффициент ослабления потока на пути L .

Высокие требования по частотным параметрам (ширина спектра, стабильность) предъявляются к лазеру последней ступени. Лазер первой ступени должен обеспечить такую интенсивность излучения F ($\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$), чтобы вероятность поглощения $\sigma_{\gamma\gamma} F$ (с^{-1}) превышала обратное время пролета рабочей зоны $1/\tau$ (с^{-1}) и вероят-

ность радиационного распада заселяемого уровня A_γ (с^{-1}).

В условиях, когда доплеровская ширина перехода $\Delta\omega_D$ превышает $1/\tau$ и A_γ , сечение поглощения определяется соотношением

$$\sigma_{\gamma'\gamma} = \frac{\lambda^2}{4} \frac{A_{\gamma\gamma'}}{\Delta\omega_D} \approx \frac{\lambda^3 A_{\gamma\gamma'}}{8\pi v_\perp} \sim 4 \times 10^{-3} \lambda^3 A_{\gamma\gamma'}. \quad (2.50)$$

Величины $A_{\gamma\gamma'}$ и соответствующие сечения поглощения $\sigma_{\gamma'\gamma}$ для переходов $6s \rightarrow 35p$ и $35p \rightarrow ns$, вычисленные с помощью ФАС [33], даются ниже:

$$A(35p^2P_{1/2} \rightarrow 6s^2S_{1/2}) = 0,65 \times 10^3 \text{ с}^{-1}, \quad (2.51)$$

$$\sigma(6s^2S_{1/2} \rightarrow 35p^2P_{1/2}) = 1,4 \times 10^{-13} \text{ см}^2,$$

$$A(ns^2S_{1/2} \rightarrow 35p^2P_{1/2}) = 1 \text{ с}^{-1},$$

$$\sigma(35p^2P_{1/2} \rightarrow ns^2S_{1/2}) = 5 \times 10^{-9} \text{ см}^2. \quad (2.52)$$

Примем, что переход через промежуточное состояние $35p$ осуществляется через уровень $^2P_{1/2}$, а не через уровень $^2P_{3/2}$. При $F \sim 10^{18} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ выполняются условия

$$F\sigma(6s^2S_{1/2} \rightarrow 35p^2P_{1/2}) \gg A(35p^2P_{1/2} \rightarrow 6s^2S_{1/2}), \quad \frac{1}{\tau},$$

которые с учетом вынужденных переходов $35p \rightarrow 6s$ (условие насыщения) обеспечивают соотношение

$$N_{6s}(\text{out}) = N_{35p}(\text{out}) = \frac{1}{2} N_0, \quad \beta_1 = \frac{1}{2}, \quad (2.53)$$

где $N_{35p}(\text{out})$ — заселенность состояния $35p$ на выходе из зоны возбуждения, N_0 — полный поток атомов Cs в основном состоянии $6s$ на входе в зону возбуждения.

Для заселения уровня ns оптимальным является режим, при котором условия насыщения не достигаются:

$$N_{ns}(\text{out}) \sim N_{35p}(\text{out}) F\sigma(35p \rightarrow ns) \frac{1}{\Gamma_{35p} + 1/\tau}, \quad (2.54)$$

где Γ_{35p} — полная радиационная вероятность распада. Вычисленное с помощью ФАС [33] значение этой величины равно

$$\Gamma_{35p} = 2 \times 10^4 \text{ с}^{-1}, \quad (2.55)$$

и можно положить

$$\frac{F\sigma(35p \rightarrow ns)}{\Gamma_{35p} + 1/\tau} \approx \frac{1}{3},$$

что вместе с (2.53) и (2.54) дает следующий поток $N_{ns}(\text{out})$:

$$N_{ns}(\text{out}) = \frac{1}{3} N_{np}(\text{out}), \quad \beta_2 = \frac{1}{3}, \quad (2.56)$$

причем необходимая лазерная накачка на переходе $35p \rightarrow ns$ составляет всего

$$F(\omega_{ns \rightarrow 35p}) = 0,5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}.$$

Важно, что благодаря (2.55) на пути $L \sim 50$ см от рабочей зоны до детектора состояние $35p$ полностью

распадается:

$$\exp\left(-\Gamma_{35p} \frac{L}{v}\right) = \exp(-20) \ll 1.$$

Особое внимание следует уделить процессам девозбуждения атомов в состоянии ns на пути от рабочей зоны до детектора. Расчет суммарной вероятности радиационного распада состояний ns , $n = 150$ для атома цезия, выполненный по программе ФАС [33], дал следующие результаты:

$$\Gamma_{100s} \simeq 1,1 \times 10^3 \text{ с}^{-1}, \quad \Gamma_{150s} \simeq 0,33 \times 10^3 \text{ с}^{-1}. \quad (2.57)$$

Это означает, что поток атомов Cs в состоянии $150s$, достигающих детектора, который находится на расстоянии $L = 50$ см от рабочей зоны $N_{150s}(L)$, составляет

$$N_{150s}(L) = N_{150s}(\text{out}) \exp(-1,55) = 0,21 N_{150s}(\text{out}), \quad (2.58)$$

$$\beta_3 = 0,21.$$

Учитывая вместе (2.53), (2.56) и (2.58), получим поток атомов в состоянии ns на ионизационный детектор:

$$N_{150s}(L) = 0,03 N_0. \quad (2.59)$$

Оценки процесса фотоионизации с уровня ns под действием лазера с $\lambda \sim 0,4$ мкм, используемого в рабочей зоне для возбуждения состояния $35p$, показывают, что за время $\tau = 10^{-4}$ с этот процесс роли не играет.

Фотоионизация состояния ns за счет теплового излучения стенок на пути от зоны возбуждения до детектора пренебрежимо мала. Перемешивание состояния ns с соседними $n \pm 1$, $n \pm 2, \dots$ тепловым излучением распространяется только на ближайших соседей и поэтому также не играет роли (см. раздел 2.4). Это является спецификой обсуждаемой схемы эксперимента, поскольку ионизационный детектор регистрирует весь поток возбужденных (ридберговских) атомов без определения их принадлежности к конкретному n .

Приведенные в этом разделе оценки показывают, что, осуществляя возбуждение состояния ns инфракрасным лазером с $\lambda \sim 100$ мкм, можно обеспечить время накопления (ср. (2.47), (2.49), (2.60))

$$T = 10^4 \frac{10^8}{N_{150s}(L)} = \frac{1}{3} \times 10^{14} \frac{1}{N_0}, \quad (2.60)$$

где N_0 — начальный поток атомов Cs в основном состоянии. Как видно из (2.60), при $N_0 = 3 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ время накопления составляет $T = 10^5$ с. Напомним, что такое время накопления получено при определенных сделанных выше предположениях о значении ряда характерных величин. Например, значение измеряемой величины $\Delta I = 10^{-3}$ Гц соответствует концентрации спинполяризованного ксенона $\sim 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что может оказаться несколько завышенным. Значение поперечной скорости в пучке $v_\perp \sim 10^{-3}v$ может оказаться слишком заниженным. Поэтому приведенные в этом разделе оценки нуждаются в уточнении применительно к конкретным условиям эксперимента. Кроме того, выражение (2.46), определяющее необходимое время накопления T , исходит только из пуассоновского шума в распределении потока возбужденных атомов на детектор. Учет

дополнительного, избыточного "технического" шума может привести к некоторому увеличению T . Правда, имеется определенный резерв в величине потока N_0 атомов Cs. Представляется реальным организовать поток $N_0 \sim 10^9 - 10^{10} \text{ с}^{-1}$, т.е. больший, нежели принятый в оценке времени T поток $N_0 = 3 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$, примерно на порядок величины.

Специального внимания требует вопрос спектральных измерений. Здесь следует учитывать то обстоятельство, что в предлагаемом методе не требуется измерять абсолютную частоту перехода с точностью $\Delta I = 10^{-4} - 10^{-3} \text{ Гц}$, а надо зарегистрировать такое "дрожание" спектральной линии на частоте ядерной прецессии. Для этого необходимо с помощью системы активной стабилизации (см. рис. 2) поддерживать положение линии генерации ИК-лазера на склоне линии поглощения перехода $n_1 p \rightarrow ns$. Учитывая, что времени накопления $T = 10^5 - 10^6 \text{ с}$ при синхронном детектировании соответствует полоса частот $\Delta \nu \approx 2 \times 10^{-6} - 2 \times 10^{-7} \text{ Гц}$, можно допустить "техническое дрожание" частоты лазера (или приведенную к штарковскому сдвигу нестабильность электрического поля) на уровне долей килогерца. Эта задача, безусловно, не простая: необходима регистрация фазы прецессии, может потребоваться дополнительная привязка частоты лазера к внешнему реперу, специальные средства стабилизации величины электрического поля \mathbf{E}_0 и т.п.

Суммируя сказанное в этом разделе, можно прийти к заключению, что, осуществляя возбуждение перехода $n_1 p \rightarrow ns$ ($n = 150$) лазером SIFIR-50 с $\lambda = 118,83 \text{ мкм}$ или $\lambda = 184,31 \text{ мкм}$, можно обеспечить вполне приемлемое время накопления $T = 10^5 - 10^6 \text{ с}$, необходимое для определения ЭДМ атома ^{129}Xe с точностью на уровне $2 \times 10^{-28} \text{ е см}$.

2.6. Ложные аппаратные эффекты

Детальный анализ и обсуждение ложных аппаратных эффектов возможны применительно к конкретному экспериментальному комплексу. Поэтому ниже, оставаясь в рамках принципиальной схемы эксперимента, мы ограничимся кратким обсуждением лишь некоторых характерных примеров аппаратных эффектов $\delta I_{\text{ап}}$, контроль и подавление которых необходимы для измерения искомого эффекта $\Delta I \propto \mathbf{E}_0 \mathbf{d}$ (см. (2.34)).

Синхронная прецессия поляризации \mathbf{P} и намагниченности \mathbf{M} дают в точке нахождения щелочного атома и поле $\mathbf{E}_{\text{ЭДМ}}$, и магнитное поле \mathbf{H}' квазистатического магнитного диполя \mathbf{M} на частоте прецессии Ω . Последнее приводит к эффекту Зеемана. Выделение штарковского сдвига $\Delta I \propto \mathbf{E}_0 \mathbf{d}$ уровня $ns^2 S_{1/2}$ на фоне много большего симметричного зеемановского расщепления (уширения) представляется возможным, если модулировать внешнее поле \mathbf{E}_0 на частоте Ω_1 . В этом случае штарковскому сдвигу $\Delta I \propto \mathbf{E}_0 \mathbf{d}$ будет соответствовать сигнал на частоте $\Omega_1 \pm \Omega$, в то время как зеемановское расщепление даст вклад на частоте Ω .

Более опасен эффект, возникающий вследствие движения щелочного атома, который ниже называется эффектом векторного произведения $\mathbf{v} \times \mathbf{H}'$.

В системе координат движущегося со скоростью \mathbf{v} щелочного атома на него действует электрическое поле

$$\mathbf{E}' = \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H}' . \quad (2.61)$$

Здесь \mathbf{H}' — магнитное поле квазистатического магнитного диполя (см. [30, § 29]),

$$\mathbf{E}' = \frac{1}{c} \frac{4\pi}{3} \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 \left\{ \mathbf{v} \times [\mathbf{M} - 3(\mathbf{nM}) \mathbf{n}] \right\} , \quad (2.62)$$

где $\mathbf{M} = N\boldsymbol{\mu}$, $\boldsymbol{\mu}$ — ядерный магнитный момент атома ^{129}Xe : $\boldsymbol{\mu} \sim 10^{-24} \text{ CGSE}$, N — концентрация поляризованных атомов ксенона, \mathbf{n} — единичный вектор, направленный из центра шара на щелочной атом.

Выполним оценки, когда \mathbf{n} перпендикулярен плоскости $(\mathbf{E}_0, \mathbf{P})$. Искомый эффект предлагаемого метода $\Delta I \propto \mathbf{E}_0 \mathbf{E}_{\text{ЭДМ}}$ и возникающий благодаря (2.62) ложный эффект $\delta I_{\text{ап}} \propto \mathbf{E}_0 \mathbf{E}'$ одинаково зависят от частоты прецессии Ω . Дополнительная модуляция электрического поля \mathbf{E}_0 , которая позволяет отстроиться от некоторых ложных эффектов, например от вклада эффекта Зеемана, в данном случае не помогает: и $\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_{\text{ЭДМ}}$, и $\mathbf{E}_0 \mathbf{E}'$ будут проявляться на одинаковых комбинационных частотах.

В выражении для штарковского сдвига кроме члена ΔI , пропорционального $\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_{\text{ЭДМ}} = (4/3) \pi N \mathbf{d}$ (2.29), появляется дополнительный член

$$\delta I_{\text{ап}} \propto \mathbf{E}_0 \mathbf{E}' = \frac{1}{c} \mathbf{E}_0 (\mathbf{v} \times \mathbf{H}') . \quad (2.63)$$

В эксперименте должны быть предусмотрены условия минимизации (2.63). Если скорость \mathbf{v} направлена по \mathbf{E}_0 (именно это предусмотрено выше в описании принципиальной схемы эксперимента), то \mathbf{E}' в (2.61) перпендикулярно \mathbf{E}_0 и скалярное произведение $\mathbf{E}_0 \mathbf{E}'$ равно нулю. То же самое утверждение $\mathbf{E}_0 \mathbf{E}' = 0$ справедливо и для других скоростей \mathbf{v} , пока они остаются в плоскости $(\mathbf{E}_0, \mathbf{P})$. При небольшом отклонении скорости \mathbf{v} от плоскости $(\mathbf{E}_0, \mathbf{P})$ в (2.63) имеем

$$\mathbf{E}_0 \mathbf{E}' \sim \frac{v_{\perp}}{c} E_0 H' , \quad (2.64)$$

где v_{\perp} — нормальная к плоскости $(\mathbf{E}_0, \mathbf{P})$ компонента скорости \mathbf{v} , причем при изменении знака v_{\perp} величина $\mathbf{E}_0 \mathbf{E}'$ меняет знак. Это означает, что при усреднении по распределению скоростей щелочных атомов в пучке эффект $\mathbf{v} \times \mathbf{H}'$ может быть подавлен, по крайней мере в принципе.

Исключительно важным представляется то обстоятельство, что в предлагаемом эксперименте возможен надежный контроль неусредненного, остаточного эффекта $\mathbf{v} \times \mathbf{H}'$. Дело в том, что в одной кювете, в полностью тождественных условиях предполагается поляризация ядерных спинов атомов и ^{129}Xe , и ^3He . Поскольку ЭДМ ядра ^3He должен быть много меньше ЭДМ ядра ^{129}Xe , по сигналу на частоте прецессии ядерного спина ^3He можно контролировать результат усреднения величины $\delta I_{\text{ап}}$ (на этой частоте $\Delta I = 0$).

Выше уже отмечалось, что в предлагаемом методе значительно снижены требования к стабильности и контролируемости магнитного поля \mathbf{B} . Частота прецессии не является основной измеряемой величиной, а служит лишь индикатором вклада ΔI в сигнал. В результате снимаются очень жесткие требования к магнитным экранам и к контролю \mathbf{B} . Взамен возникает необходимость в экранировке от случайных электрических полей, прежде всего на частоте Ω .

3. Заключение

Последний, наиболее совершенный эксперимент по поиску ЭДМ атома ^{129}Xe дал следующее значение верхнего предела ЭДМ [18]:

$$|d(^{129}\text{Xe})| < 4 \times 10^{-27} e \text{ см.}$$

Новые планируемые эксперименты по поиску ЭДМ атома ^{129}Xe преследуют цель выйти на уровень $|d(^{129}\text{Xe})| \sim 2 \times 10^{-28} e \text{ см}$, что соответствует дискутируемым в литературе теоретическим предсказаниям ожидаемого значения ЭДМ атома ^{129}Xe в различных вариантах расширения стандартной модели (см., например, [2, 34]).

Таким образом, ставится цель получения важной информации для новой физики вне рамок стандартной модели.

Несмотря на большое разнообразие всех известных из литературы проектов по поиску ЭДМ атома ^{129}Xe , их ключевым моментом является измерение частоты прецессии Ω (1.3) в коллинеарных магнитном \mathbf{B} и электрическом \mathbf{E} полях и выделение сдвига этой частоты $\Delta\Omega$ (1.4) при изменении знака поля \mathbf{E} .

В настоящей статье предлагается другой метод измерения ЭДМ атома ^{129}Xe , основанный на регистрации электрического поля ЭДМ спин-поляризованных атомов ^{129}Xe по создаваемому этим полем шарковскому сдвигу ридберговских уровней ns щелочных атомов.

Пока новый экспериментальный метод не реализован и детально не опробован, нельзя говорить с определенностью о его преимуществе перед общепринятым традиционным методом. Можно говорить лишь о его принципиальных особенностях, позволяющих надеяться на преодоление трудностей, стоящих на пути поиска и измерения ЭДМ атома ^{129}Xe на уровне $\sim 2 \times 10^{-28} e \text{ см}$.

Спецификой предлагаемого метода является то, что центр тяжести эксперимента переносится на точность частотных измерений шарковского сдвига в инфракрасном диапазоне длин волн. Непосредственно измеряемая величина ΔI (2.34) превышает измеряемую величину $\Delta\Omega$ в наиболее успешном эксперименте [18] на несколько порядков (вплоть до $10^4 - 10^5$). Требования к высокоточному измерению частоты прецессии Ω и к стабильности магнитного поля \mathbf{B} многократно снижены.

Выражаем благодарность нашим коллегам А.В. Акимову, И.Л. Бейгману, В.А. Исакову, Н.Н. Колачевскому, С.И. Канорскому, А.В. Масалову, С.Г. Раутиану, И.Ю. Толстихиной за обсуждение и помощь в работе.

Список литературы

1. Khriplovich I B, Lamoreaux S K *CP Violation Without Strangeness: Electric Dipole Moments of Particles, Atoms, and Molecules* (Berlin: Springer-Verlag, 1997)
2. Commins E D, in *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics* Vol. 40 (New York: Academic Press, 1999) p. 1; <http://www.slac.stanford.edu/gen/meeting/ssi/1999/media/commins.pdf>
3. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **32** 405 (1957)
4. Weis A, in *Electron Theory and Quantum Electrodynamics: 100 Years Later* (NATO ASI Ser., Ser. B, Vol. 358, Ed. J P Dowling) (New York: Plenum Press, 1997) p. 149
5. Khriplovich I B *Phys. Scripta* **T112** 52 (2004)
6. Aleksandrov E B et al. "A new precision measurement of the neutron electric dipole moment (EDM)", <http://ucn.web.psi.ch> (2002)
7. Schiff L I *Phys. Rev.* **132** 2194 (1963)
8. Sandars P G H *Phys. Lett.* **14** 194 (1965); **22** 290 (1966)
9. Commins E D et al. *Phys. Rev. A* **50** 2960 (1994); Regan B C et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 071805 (2002)
10. Jacobs J P et al. *Phys. Rev. A* **52** 3521 (1995)
11. Romalis M V et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 2505 (2001)
12. Vold T G et al. *Phys. Rev. Lett.* **52** 2229 (1984)
13. Mårtensson-Pendrill A-M *Phys. Rev. Lett.* **54** 1153 (1985)
14. Skoy V R et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **501** 547 (2003)
15. Колачевский Н Н и др. *Квантовая электроника* **33** 18 (2003)
16. Bear D et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 5038 (2000)
17. Bluhm R *Phys. World* **17** (3) 41 (2004)
18. Rosenberry M A, Chupp T E *Phys. Rev. Lett.* **86** 22 (2001)
19. Romalis M V "CP violation experiment", <http://www.atomic.princeton.edu/romalis/CP/> (2004)
20. Chupp T E et al. *Phys. Rev. C* **36** 2244 (1987)
21. Coulter K P et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **270** 90 (1988)
22. Happer W *Rev. Mod. Phys.* **44** 169 (1972)
23. Лалоз Ф и др. *УФН* **147** 433 (1985)
24. Bouchiat C C, Bouchiat M A, Pottier L C L *Phys. Rev.* **181** 144 (1969)
25. Папченко А А, Собельман И И, Юков Е А, Препринт № 124 (М.: ФИАН, 1989)
26. Cates G D et al. *Phys. Rev. A* **45** 4631 (1992)
27. Albert M S et al. *Nature* **370** 199 (1994)
28. Ebert M et al. *Lancet* **347** 1297 (1996)
29. Born M, Wolf E *Principles of Optics* (Oxford: Pergamon Press, 1959)
30. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982)
31. Тамм И Е *Основы теории электричества* (М.: Наука, 1989)
32. Собельман И И *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Наука, 1977); Sobelman I I *Atomic Spectra and Radiative Transitions* (Springer Series on Atoms+Plasmas, Vol. 12) 2nd ed. (Heidelberg: Springer-Verlag, 1992)
33. Gu Ming Feng "Flexible Atomic Code"; <http://kipac-tree.stanford.edu/fac/>
34. Yoshimi A et al. (RIKEN, Tokyo Institute of Technology, 2004), <http://www.nucl.phys.titech.ac.jp/~sqs04/presentation/SOS04220pm6Yoshimi.pdf>

On experiments to search for the T-odd electric dipole moment of the ^{129}Xe atom

I.I. Sobel'man, V.N. Sorokin

*P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 135-20 28, 135-85 44
Fax (7-095) 135-24 08
E-mail: mira@sci.lebedev.ru, sovn@sci.lebedev.ru*

A new method to search for the permanent electric dipole moment (EDM) of the ^{129}Xe atom arising due to time-reversal invariance violation is discussed. The scheme of an experiment is presented in which Stark-effect on Rydberg atoms can be used to measure the electric field produced by T-odd EDM of spin-polarized ^{129}Xe atoms.

PACS numbers: **06.20.-f**, **11.30.Er**, **32.10.Dk**, **32.60.+i**, **41.20.Cv**
Bibliography — 34 references
Uspekhi Fizicheskikh Nauk **175** (9) 979–993 (2005)

Received 31 January 2005, revised 16 February 2005
Physics – Uspekhi **48** (9) (2005)