

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРА, ПОМЕЩЕННОГО В АКСИАЛЬНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ, ДЛЯ ПОИСКА НАРУШЕНИЯ P-, T-ИНВАРИАНТНОСТИ

В. Г. Барышевский, С. Л. Черкас, Д. Н. Мацукевич*

1. Введение

Стандартная модель предсказывает электрический дипольный момент электрона на уровне 10^{-40} е·см, в то время как некоторые варианты суперсимметричных моделей прогнозируют намного большие величины порядка 10^{-30} е·см [1, 2, 3]. Поскольку суперсимметрия является важной составляющей современных теоретических построений, представляется привлекательным получить точность измерения ЭДМ, достаточную для проверки суперсимметрии. Следует отметить, что современное экспериментальное ограничение на величину ЭДМ составляет $d_e < 1.6 \times 10^{-27}$ [4].

Измерение угла поворота плоскости поляризации света, распространяющегося сквозь газ, помещенный в электрическое поле, является одним из способов получения ограничений на ЭДМ электрона, а также P-, T-неинвариантные взаимодействия электрона с ядром атома. Воздействие электрического поля на атомы приводит к расщеплению атомных уровней, аналогичному эффекту Зеемана и, следовательно, к вращению плоскости поляризации (по аналогии с эффектом Фарадея), когда фотоны распространяются вдоль направления электрического поля.

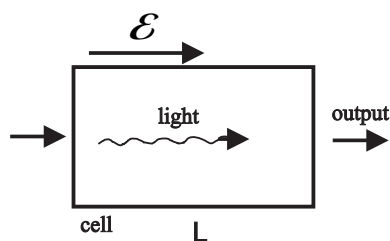


Рис. 1. Схема эксперимента по поиску P-, T-неинвариантного вращения плоскости поляризации

В работах [5–7] было показано, что кроме расщепления атомных уровней существует еще один механизм, приводящий к повороту плоскости поляризации света в электрическом поле, а именно интерференция Штарковской и P-, T-неинвариантной амплитуд рассеяния фотона на атоме.

В типичном эксперименте на прохождение света через ячейку с газом (рис. 1) интенсивность света убывает из-за поглощения. Это ограничивает длину, на которой измеряется угол поворота поляризации [8]. Однако была предложена идея [7] использовать фотонную ловушку с усилителем (рис. 2), чтобы компенсировать затухание света.

* Университет Мэриленда, США.

Поскольку ловушка содержит усилитель с возбужденной средой потери света компенсируются и свет может циркулировать по резонатору в течение длительного времени. Простейшую ловушку такого типа представляет собой лазер, помещенный в электрическое поле (рис. 3). Эта система имеет общие черты с лазером, помещенным в магнитное поле и изученным в 70-е гг. [9–13], а также недавно в свете лазерной магнитометрии [14, 15].

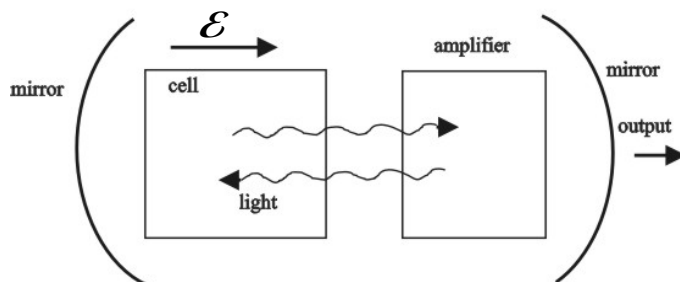


Рис. 2. Газовая ячейка с усилителем [7] для наблюдения Р-, Т-неинвариантного вращения плоскости поляризации света

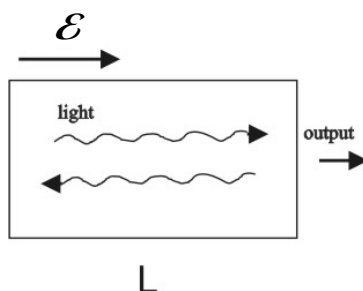


Рис. 3. Лазер, помещенный во внешнее электрическое поле

Главной трудностью в лазерной магнитометрии является анизотропия потерь резонатора лазера [14, 15]. Эта же трудность переносится на измерение Р-, Т-неинвариантного вращения поляризации света в электрическом поле, так как анизотропия потерь резонатора намного больше циркулярной анизотропии, создаваемой Р-, Т-неинвариантными взаимодействиями. Напомним, что в отсутствие линейной анизотропии потерь резонатора угол поворота плоскости поляризации линейно растет со временем, причем угловая скорость вращения пропорциональна Р-, Т-нечетной поляризуемости атома и напряженности электрического поля. При наличии большой анизотропии потерь плоскость поляризации не вращается, а именно при включении электрического поля она поворачивается на небольшой угол и останавливается. Именно этот угол подлежит измерению в экспериментах по поиску Р-, Т-неинвариантности. Ниже мы приведем детальный теоретический анализ фотонной ловушки, необходимой для таких экспериментов.

2. Угол поворота плоскости поляризации в электрическом поле

Рассмотрим установившуюся электромагнитную волну в резонаторе, содержащем возбужденную среду, проявляющую линейную и циркулярную ани-

зотропию. Эффект вращения плоскости поляризации описывается Р-, Т-неинвариантным слагаемым $n_{PT}^{ij} \sim e^{ijk} E^k$ в матрице показателя преломления среды [16, 17], где e^{ijk} – полностью антисимметричный тензор и E – внешнее электрическое поле. Пусть зеркала резонатора перпендикулярны оси z , и внешнее электрическое поле E направлено вдоль данной оси. Систему отсчета удобно выбрать так, чтобы матрица анизотропных потерь была диагональной. Таким образом, тензорная часть показателя преломления принимает вид

$$\Delta \hat{n}' = \begin{pmatrix} -d - i\chi & b + ia \\ b - ia & d + i\chi \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где χ , a описывают линейную анизотропию потерь и циркулярную анизотропию соответственно. Линейные фазовые анизотропии обозначены как b и d . Штрих в (1) означает, что данный показатель преломления соответствует возбужденной среде и отличается от показателя преломления в основном состоянии.

Показатель преломления действует как матрица в пространстве векторов $\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$,

где E_x и E_y – компоненты электрического поля электромагнитной волны.

Линейная анизотропия потерь может быть записана как $\chi = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{Q_y} - \frac{1}{Q_x} \right) \approx \frac{1}{4} \frac{\Delta Q}{Q^2}$, где $\Delta Q = Q_x - Q_y$ (см. приложение). Величины Q_x и Q_y

представляют собой добротности резонатора для света, поляризованного вдоль осей x и y соответственно. В принципе современные технологии позволяют достигнуть очень малой анизотропии резонатора. Например, в экспериментах [14, 15] величина $\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{Q_x - Q_y}{Q} \sim 10^{-5}$. В наших оценках мы использовали величину 10^{-6} , что является реальным для современных технологий получения однородных материалов и конструирования резонаторов.

Циркулярная анизотропия $a = \frac{1}{2} \Delta n'_{PT} = \frac{1}{2} (n'_+ - n'_-)$ возникает во внешнем электрическом поле при условии нарушения Р-, Т-инвариантности. Линейные фазовые анизотропии $d = \frac{1}{2} (n'_y - n'_x)$ и $b = -\frac{1}{2} (n'_{135^\circ} - n'_{45^\circ})$, где $n'_x, n'_y, n'_{135^\circ}, n'_{45^\circ}$ представляют собой показатели преломления для волны поляризованной вдоль оси x , y , а также под углом 135° и 45° (относительно оси x) соответственно. Если повернуть систему отсчета на угол 45° , величины b займут диагональные позиции в матрице показателя. Однако более удобен циркулярный $\begin{pmatrix} E_+ \\ E_- \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -E_x - iE_y \\ E_x - iE_y \end{pmatrix}$, в котором показатель преломления имеет вид

$$\hat{\Delta n}' = \begin{pmatrix} a & d - ib + i\chi \\ d + ib + i\chi & -a \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Измерения должны выполняться анализатором, размещенным перпендикулярно плоскости поляризации лазерного излучения (когда электрическое поле выключено). Ориентация плоскости поляризации лазерного излучения определяется остаточной анизотропией потерь и совпадает с одной из главных осей, т. е. направлена вдоль вектора $\mathbf{h} = \{\chi, 0, 0\}$.

При включении электрического поля возникает пропорциональная его напряженности циркулярная анизотропия a и плоскость поляризации повернется на угол ϕ_{las} , определяемый уравнением (29) из приложения, которое описывает стационарную поляризацию света. Угол ϕ_{las} равен половине угла между вектором $\mathbf{O}$ при $a = 0$, т. е. когда нет электрического поля и при некотором a , появившемся после включения электрического поля. В типичной экспериментальной ситуации $a, b, d \ll \chi$. Векторы $\mathbf{h}$, $\mathbf{r}$ в (29) равны $\mathbf{h} = \{\chi, 0, 0\}$ и $\mathbf{r} = \{d, b, a\}$. Стационарное решение для вектора $\mathbf{O}$, описывающее поляризационное состояние стоячей электромагнитной волны, имеет вид (29)

$$\mathbf{O}_0 = \left(1, \frac{a}{\chi} + \frac{bd}{\chi^2}, \frac{ad}{\chi^2} - \frac{b}{\chi} \right) \quad (3)$$

в первом порядке a, b, d .

Из выражения (3) легко найти угол поворота плоскости поляризации:

$$\phi_{las} \approx \frac{1}{2} \frac{O_{0y}}{O_{0x}} \approx \frac{a}{2\chi} \approx \Delta n'_{PT} \frac{Q^2}{\Delta Q}. \quad (4)$$

Как можно увидеть из уравнения (3), появляется также добавочный паразитный угол $\frac{bd}{2\chi^2}$, в котором, однако, отсутствует линейная зависимость от электрического поля. Еще один добавочный угол (так называемый «базовый» угол [8]) возникает из-за неточной перпендикулярности анализатора начальной плоскости поляризации лазерного излучения (до включения электрического поля).

В эксперименте обычно используют модуляцию базового угла с некоторой частотой Ω , помещая ячейку Фарадея между лазером и анализатором. Сигнал на выходе анализатора пропорционален квадрату суммы Р-, Т-нарушающего угла и базового угла. Присутствие компоненты с частотой Ω в Фурье преобразовании выходного сигнала и будет означать нарушение Р-, Т-инвариантности.

3. Оценки для эксперимента с ловушкой и эксперимента на прохождение

Проведем сравнение лазерного эксперимента с экспериментом на прохождение. Нарушающий Р-, Т-инвариантность показатель преломления не зависит от типа атомного перехода, т. е. он примерно одинаков для электрического дипольного, магнитного дипольного и сильно запрещенного магнитного дипольно-

го переходов [6]. В эксперименте на прохождение угол поворота поляризации оптимально измерять на примерно двух длинах поглощения, так что выгодно выбирать переходы с максимальной длиной поглощения, например, магнитные дипольные и сильно запрещенные магнитные дипольные. Угол поворота плоскости поляризации в ячейке длиной L равен [5–8]

$$\phi = \frac{1}{2} \Delta n_{PT} k L, \quad (5)$$

где k – волновое число фотона. Как уже указывалось, Δn_{PT} в уравнении (5) отличается от $\Delta n'_{PT}$ в выражении (4). Первая величина соответствует среде в основном состоянии и переходы происходят из основного состояния в возбужденное, в то время как в случае лазерной среды переходы происходят с верхнего уровня на нижний. Эти величины связаны друг с другом соотношением

$$\Delta n'_{PT} = \frac{\Delta N}{N} \Delta n_{PT}, \quad (6)$$

где N – концентрация атомов, и ΔN – плотность инверсно заселенных атомов. Подставляя $\Delta n'_{PT}$ из (6) в уравнение (4) мы получаем

$$\phi_{las} \sim \frac{\Delta N}{N} \Delta n_{PT} \frac{Q^2}{\Delta Q} \sim \Delta n_{PT} k \frac{1}{N \sigma} \frac{Q}{\Delta Q}. \quad (7)$$

При выводе этого выражения мы использовали условие функционирования лазера

$$\Delta N \sigma = \frac{k}{Q}, \quad (8)$$

где σ – сечение поглощения для данного перехода. Из уравнений (7) и (5) можно видеть, что угол вращения плоскости поляризации в лазерном эксперименте равен умноженному на $\frac{2Q}{\Delta Q}$ углу вращения на длине поглощения $L_{abs} = \frac{1}{N \sigma}$ в

эксперименте на прохождение. Таким образом, можно получить усиление в $\frac{2Q}{\Delta Q} \sim 2 \times 10^6$ раз по сравнению с экспериментом прохождения через ячейку. Однако мы должны напомнить, что эксперименты с ячейкой обычно используют сильно запрещенные магнитные переходы (переходы между оболочками с различными главными квантовыми числами), так что на самом деле выигрыш получится, только если лазер также работает на запрещенных переходах. В обычном лазере, работающем на электрических дипольных переходах, требуется очень низкая инверсия населенностей для компенсации поглощения в резонаторе, так как значение σ в формуле (8) велико. Поскольку действительная часть показателя преломления также пропорциональна инверсии населенностей, согласно (6), возникает подавление. Таким образом, большинство газовых лазеров

на $E1$ переходах непригодны в качестве ловушки для измерения нарушения Р-, Т-инвариантности. Хотя не известны лазеры, работающие на сильно запрещенных магнитных переходах, лазеры на магнитных дипольных переходах все же существуют. Одним из таких примеров является химический йодный лазер, рассмотренный ниже.

Р-, Т-нечетный показатель преломления выражается через Р-, Т-нечетную поляризуемость β_{PT} атома:

$$\Delta n_{PT} = -4\pi N \beta_{PT}. \quad (9)$$

Два механизма, дающих вклады в β_{PT} , были рассмотрены в работах [5–7]. Первый механизм представляет собой интерференцию Штарковской и Р-, Т-нечетной амплитуд перехода. Величину β_{PT} в этом случае можно оценить как

$$\beta_{PT}^{mix} \sim \sum_{m,n} \frac{\langle g | H_T | m \rangle \langle m | d^j | c \rangle \langle c | d^j | n \rangle \langle n | \mathbf{d} \mathbf{E} | g \rangle}{(\varepsilon_m - \varepsilon_c)(\varepsilon_g - \varepsilon_c + \omega + i\Gamma/2)(\varepsilon_n - \varepsilon_g)}, \quad (10)$$

где ω – рабочая частота лазера, соответствующая собственной частоте резонатора; m, n – промежуточные атомные состояния, $\varepsilon_g, \varepsilon_c, \varepsilon_n, \varepsilon_m$ – энергии атомных уровней, d^j – компоненты оператора дипольного момента атома $\mathbf{d}$ (суммирование по j подразумевается в (10) везде далее), H_T – оператор Р-, Т-нечетного взаимодействия. Переход $c \rightarrow g$ является рабочим лазерным переходом.

Зависимости поляризуемости от частоты описывается множителем $\frac{1}{\omega - \omega_0 + i\Gamma/2}$, где $\omega_0 = \varepsilon_c - \varepsilon_g$ – частота перехода, Γ – столкновительная ширина уровня. Чтобы учесть доплеровское уширение мы должны усреднить данный множитель по максвелловскому распределению скоростей атомов в газе. В результате данный множитель принимает вид [8]

$$\left\langle \frac{1}{\omega - \omega_0 + i\Gamma/2} \right\rangle \Rightarrow \frac{1}{\Delta_D} (g(u, v) - if(u, v)), \quad (11)$$

где $\Delta_D = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{2k_b T}{m}}$ – доплеровское уширение линии, c – скорость света, m – масса атома, k_b – постоянная Больцмана, T – температура, $v = \frac{\Gamma}{2\Delta_D}$, $u = \frac{\omega - \omega_0}{\Delta_D}$ – расстройка и

$$\frac{g(u, v)}{f(u, v)} = \frac{\text{Im}}{\text{Re}} \left\{ \sqrt{\pi} e^{-w^2} (1 - \Phi(-iw)) \right\},$$

$$w = u + iv, \quad \Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z dt e^{-t^2}.$$

Усредняя указанным образом (10), приходим к оценке:

$$\beta_{PT}^{mix} \sim \frac{\langle d \rangle^3 \mathbf{E}_z \langle H_T \rangle g(u, v)}{(\Delta \varepsilon)^2 \Delta_D}, \quad (12)$$

где $\langle d \rangle$ – типичная величина матричного элемента дипольного момента, $\Delta \varepsilon \sim Ry$ (Ry – постоянная) – характерная разность энергий атомных уровней, $\mathbf{E}_z$ – аксиальная компонента внешнего поля $\mathbf{E}$. Данная оценка β_{mix}^{PT} применима для всех видов переходов [6]: электрического дипольного, магнитного дипольного и сильно запрещенного магнитного дипольного.

Согласно второму механизму Р-, Т-нечетная поляризуемость возникает благодаря расщеплению атомных уровней в электрическом поле из-за наличия дипольного момента атома. Это приводит к следующей оценке [6]:

$$\beta_{PT}^{edm} \sim \sum_{m,n} \frac{\langle g | \mathbf{dE} | m \rangle \langle m | d^j | c \rangle \langle c | d^j | n \rangle \langle n | \mathbf{dE} | g \rangle \times}{(\varepsilon_m - \varepsilon_c)(\varepsilon_n - \varepsilon_g)} \times \mathbf{d}_{at} \mathbf{E} \frac{\partial}{\partial \omega} \frac{1}{\varepsilon_g - \varepsilon_c + \omega + i\Gamma/2} \quad (13)$$

для сильно запрещенного магнитного перехода,

$$\beta_{PT}^{edm} \sim \langle g | \mu^j | c \rangle \langle c | \mu^j | g \rangle \mathbf{d}_{at} \mathbf{E} \frac{\partial}{\partial \omega} \frac{1}{\varepsilon_g - \varepsilon_c + \omega + i\Gamma/2} \quad (14)$$

для магнитного дипольного перехода. Здесь μ^j обозначают компоненты магнитного момента атома, d_{at} – дипольный момент атома, который может быть оце-

нен как $d_{at} \sim \frac{\langle d \rangle \langle H_T \rangle}{\Delta \varepsilon}$. Усредняя (14), получим

$$\beta_{PT}^{edm} \sim \frac{\langle d \rangle^4 \mathbf{E}_z^3 d_{at}}{(\Delta \varepsilon)^2} \frac{1}{\Delta_D^2} \frac{\partial g(u, v)}{\partial u} \sim \frac{\langle d \rangle^5 \mathbf{E}_z^3 \langle H_T \rangle}{(\Delta \varepsilon)^3} \frac{\partial g(u, v)}{\partial u} \quad (15)$$

для сильно запрещенного магнитного перехода и

$$\beta_{PT}^{edm} \sim \langle \mu \rangle^2 d_{at} \mathbf{E}_z \frac{1}{\Delta_D^2} \frac{\partial g(u, v)}{\partial u} \sim \alpha^2 \frac{\langle d \rangle^3 \mathbf{E}_z \langle H_T \rangle}{\Delta \varepsilon \Delta_D^2} \frac{\partial g(u, v)}{\partial u} \quad (16)$$

для магнитного дипольного перехода, где $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ [18] – постоянная тонкой структуры, $\langle \mu \rangle \sim \alpha \langle d \rangle$, $\langle d \rangle \sim e a_0$, a_0 – радиус Бора.

Источниками Р-, Т-нарушения являются ЭДМ электрона и нуклона, а также Р-, Т- нечетное электрон-нуклонное взаимодействие [6]. Пока, в качестве источника, мы рассмотрим только ЭДМ электрона. Матричный элемент между атомными состояниями может быть оценен $\langle H_T \rangle \sim 150 \frac{d_e}{\langle d \rangle} \Delta \varepsilon$ [6]. Здесь предполагается, что ЭДМ атома порядка $d_{at} \sim \langle d \rangle \frac{\langle H_T \rangle}{\Delta \varepsilon} \sim 150 d_e$, где принято

во внимание, что, согласно теореме Шиффа, в нерелятивистской квантовой механике ЭДМ атома должен быть равен нулю и появляется только благодаря релятивистским эффектам [8]. Последние вносят подавляющий множитель $V^2/c^2 \sim Z^2\alpha^2$ [8], где V – характерная скорость электрона в атоме, Z – атомный номер. Однако теорема Шиффа не касается «смешивающего» механизма, поскольку ЭДМ атома целиком в нем не фигурирует. Таким образом, мы должны использовать два различных $\langle H_T \rangle$ для описания механизмов «смешивания» и «расщепления». В работе [6] мы использовали один и тот же $\langle H_T \rangle$ с релятивистским подавлением для обоих механизмов. В данной работе мы будем брать $\langle H_T \rangle \sim 150 \frac{d_e}{\langle d \rangle} \Delta \varepsilon$ для «расщепления» и $\langle H_T \rangle \sim \frac{150}{Z^2\alpha^2} \frac{d_e}{\langle d \rangle} \Delta \varepsilon$ для «смешивания».

Сечение поглощения может быть записано как

$$\sigma = \pi A \frac{c^2}{\omega^2} \frac{f(u, v)}{\Delta_D}, \quad (17)$$

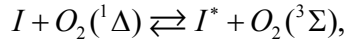
где A – коэффициент Эйнштейна для данного перехода. Угол поворота плоскости поляризации на одной длине поглощения $\frac{1}{N\sigma}$ равен

$$\phi(L_{abs}) = \frac{2\pi\omega\beta_{PT}}{c\sigma}. \quad (18)$$

Хотя не существует лазеров, работающих на сильно запрещенных переходах, известен лазер, работающий на магнитном переходе М1. Это химический йодный лазер, использующий $^2P_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ ($\lambda = 1.315$ мкм) переход [19, 20], для которого $A = 7.7 \text{ с}^{-1}$. Согласно уравнению (12), Р-, Т-нечетная поляризуемость для механизма «смешивания» записывается как $\beta_{PT}^{mix} = B_{PT}^{mix} \frac{g[u, v]}{\Delta_D}$, где

B_{PT}^{mix} определяется только свойствами атома и величиной напряженности электрического поля, но не расстройкой и уширением линии. Для атома йода вышеприведенные оценки дают $B_{PT}^{mix} = 4.5 \times 10^{-33} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ при $E = 10^4 \text{ В/см}$. Угол поворота плоскости поляризации на одной длине поглощения $\phi(L_{abs})$ и для лазерной системы в целом $\phi_{las} = \phi(L_{abs}) \frac{2Q}{\Delta Q}$ приведены в таблице.

Две первые строки соответствуют настольному йодному лазеру [21–24], использующему химическое возбуждение атомов йода синглетным кислородом:



где синглетный кислород генерируется вне лазера и затем подается в лазерную полость с парами йода. В нашем случае конструкция ввода реагента должна быть сделана максимально симметричной, чтобы избежать поперечной анизотропии активной среды.

Р-, Т-нечетная поляризуемость, угол поворота плоскости поляризации на одной длине поглощения и угол поворота плоскости поляризации для йодного лазера рассчитанные в рамках механизмов «расщепления» (вследствие ЭДМ атома) и «смешивания» ; $d_e = 10^{-30}$, $E = 10^4$ В/см, $Q/\Delta Q = 10^6$

Механизм	u	v	σ , см ²	β_{PT} , см ³	$\phi(L_{abs})$, рад	ϕ_{las} , рад
Смешивание	1	0.0021	6.7×10^{-18}	4.7×10^{-42}	2.1×10^{-19}	4.2×10^{-13}
Расщепление	1	0.0021	6.7×10^{-18}	7.8×10^{-43}	3.4×10^{-20}	6.9×10^{-14}
Смешивание	2.5	0.078	2.2×10^{-19}	1.95×10^{-42}	2.7×10^{-18}	5.4×10^{-12}
Расщепление	2.5	0.078	2.2×10^{-19}	1.2×10^{-42}	1.6×10^{-18}	3.2×10^{-12}

Лазеры данного типа работают при температуре 60–80 °С (т. е. термический дрейф аппаратуры, по-видимому, будет малым), давление синглетного кислорода $p \approx 1$ Торр, давление паров йода $p_{[I^*]} \approx 10^{-2} p$. Почти все атомы йода находятся в возбужденном состоянии, так как равновесие в данной химической реакции смещено вправо из-за большой концентрации $O_2(^1\Delta)$. Таким образом, плотность I^* составляет $N_{[I^*]} = 2.7 \times 10^{-14}$ см⁻³. Столкновительное уширение линии при давлении $p = 1$ Торр, с учетом радиуса атома йода $r_{[I]} = 0.136$ нм оценивается как $\Gamma/(2\pi) = 16p r_{[I]}^2 / \sqrt{\pi m k_b T} = 0.7$ МГц, в то время как доплеровское уширение составляет $2\sqrt{\ln 2} \Delta_D/(2\pi) = 0.27$ ГГц. Условие лазерной генерации удовлетворяется, например, при длине полости $L = 50$ см с двумя зеркалами, имеющими коэффициент отражения $R = \exp(-\sigma N_{[I^*]} L) = 0.9$.

Желательно было бы реализовать какую-нибудь установку, работающую на сильно запрещенных переходах. Для этой цели можно рассмотреть двухсекционную систему (рис. 4), состоящую из ячейки с парами цезия в электрическом поле и усилителя. Пусть длина ячейки равна L_1 и длина усилителя L_2 . Циркулярная анизотропия существует только в ячейке, так что средний Р-, Т-неинвариантный показатель преломления можно записать как $\Delta n_{PT} \frac{L_1}{L_1 + L_2}$. Вещество

ячейки является поглощающим и дает вклад в общее поглощение (см. также приложение):

$$\frac{1}{2Q} = -\frac{\ln(R_1 T_{12}^2 R_2 e^{-2L_1/L_{abs}})}{4k(L_1 + L_2)} = -\frac{\ln(R_1 T_{12}^2 R_2)}{4k(L_1 + L_2)} + \frac{L_1}{2k L_{abs} (L_1 + L_2)}, \quad (19)$$

где T_{12} – коэффициент прохождения перегородки между усилителем и ячейкой.

Первое слагаемое $\frac{1}{2Q_0} = -\frac{\ln(R_1 T_{12}^2 R_2)}{4k(L_1 + L_2)}$ в (19) описывает потери пустого резонатора.

Угол поворота в такой двухсекционной системе имеет вид

$$\phi_{2las} \sim \Delta n_{PT} \frac{L_1}{L_1 + L_2} \left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{k L_{abs}} \frac{L_1}{L_1 + L_2} \right)^{-2} \frac{1}{\Delta Q_0}, \quad (20)$$

где ΔQ_0 описывает линейную анизотропию потерь резонатора. Соответственно условие генерации имеет вид

$$2\kappa L_2 - 2L_1/L_{abs} = -\ln(R_1 R_2 T_{12}^2), \quad (21)$$

где κ – усиление на единицу длины усилителя $Q_0 = \frac{k(L_1 + L_2)}{\kappa L_2 - L_1/L_{abs}}$.

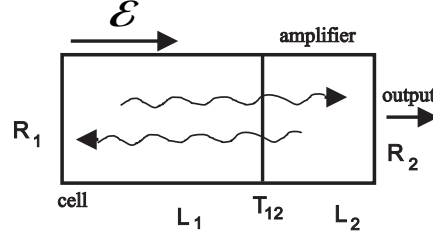


Рис. 4. Упрощенная схема двухсекционной системы

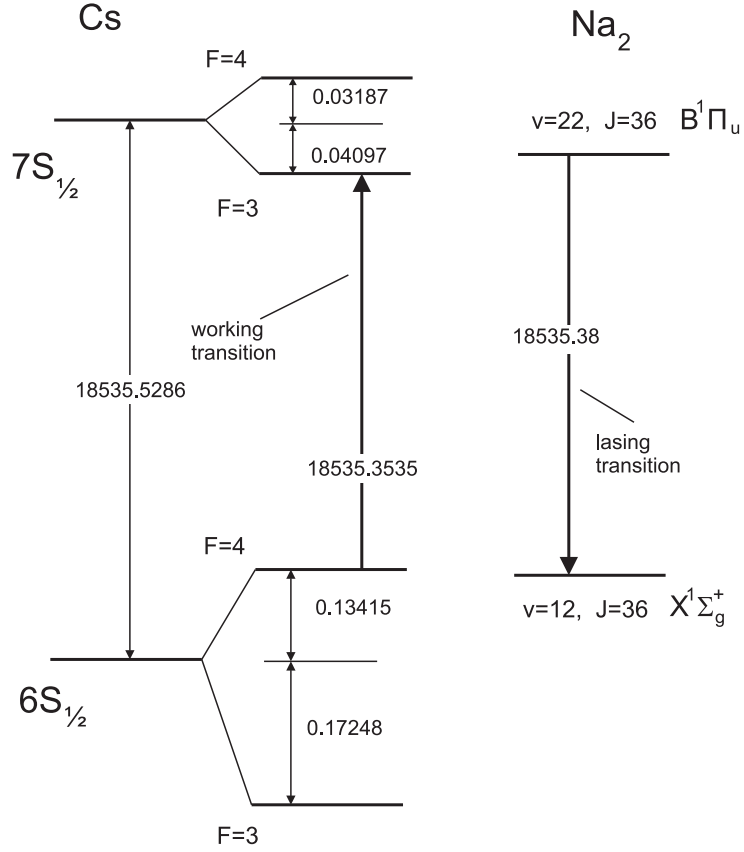


Рис. 5. Энергия рабочего перехода цезия и лазерного перехода Na_2 , cm^{-1}

Можно использовать сильно запрещенный магнитный переход в атоме цезия $6S_{1/2} \rightarrow 7S_{1/2}$, а в качестве усилителя использовать пары молекулярного натрия Na_2 . Линия 539.4 ± 0.1 нм перехода $B^1\Pi_u \rightarrow X^1\Sigma_g^+$ между вибрационными уровнями Na_2 исследовалась в [26], где был обнаружен лазерный переход при накачке 472.7 нм аргоновым лазером. Рабочая полость содержала пары натрия при 820 К, $p = 11$ Торр и буферный газ (аргон) с парциальным давлением $p_{[Ar]} = 8$ Торр [26]. Давление молекулярного натрия составляло $p_{[Na_2]} \approx 0.05 p$, соответственно плотность молекул $N_{[Na_2]} \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Усиление составляло $\kappa = 0.1 \text{ см}^{-1}$. Более точно энергия этого лазерного перехода была измерена в результате спектроскопии [27] и оказалась равной 18535.38 см^{-1} .

Сверхтонкая структура перехода $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ цезия найдена нами компиляцией данных работ [28–30] и показана на рис. 5. Наиболее близкую энергию к лазерному переходу имеет переход между сверхтонкими компонентами $F = 4$ и $F = 3$.

Давление паров цезия при температуре $T = 820$ К составляет 27 кПа (205 Торр), так что концентрация атомов Cs равна $N = 2.4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Столкновительное уширение линии при радиусе цезия $r_{[Cs]} = 262$ нм оценивается как $\Gamma/(2\pi) = 0.33 \text{ ГГц}$. Доплеровское уширение составляет $2\sqrt{\ln 2} \Delta_D/(2\pi) = 1 \text{ ГГц}$.

Таким образом, параметр $\nu = 0.28$ и расстройка $u = \frac{\omega_{[Cs]} - \omega}{\Delta_D} = 1.36$, где ω –

частота Na_2 лазерного перехода и $\omega_{[Cs]}$ – частота рабочего перехода цезия. Коэффициент Эйнштейна для перехода $6S_{1/2} \rightarrow 7S_{1/2}$ цезия во внешнем электрическом поле 10^4 кВ/см составляет $A = 0.034 \text{ с}^{-1}$. Длина поглощения равна $L_{abs} = 5$ м. Если взять $L_1 = 30$ см, $L_2 = 10$ см, то из (21) находим $Q_0 = 5 \times 10^6$, что может быть реализовано на двух одинаковых зеркалах с коэффициентом отражения $R = \exp\left(-\frac{Q_0}{k(L_1 + L_2)}\right) = 0.34$, где T_{12} для простоты мы положили равным единице. Согласно [6], постоянная $B_{PT}^{mix} = 5.8 \times 10^{-34} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, если взять $d_e = 10^{-30} \text{ е} \cdot \text{см}$ и внешнее поле $E = 10$ кВ/см. Без релятивистского подавляющего фактора $Z^2 \alpha^2 = 0.16$ мы имеем $B_{PT}^{mix} = 3.6 \times 10^{-33} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, что дает Р-, Т-нарушающую поляризуемость $\beta_{PT}^{mix} = B_{PT}^{mix} g(u, \nu)/\Delta_D = 7.1 \times 10^{-43} \text{ см}^3$.

Соответственно угол поворота плоскости поляризации для двухсекционной системы $\phi_{2las} = 7 \times 10^{-11}$ рад при $\Delta Q_0 = 10^{-6} Q_0$. Однако при увеличении числа границ может увеличиться остаточная анизотропия системы. В принципе можно

избежать добавочной границы, если использовать смесь газов в одной лазерной полости. Можно, например, взять натриевый лазер с насыщенными парами (205 Торр) вместо буферного газа аргона при 8 Торр. Если такой лазер не будет работать из-за тушения возбужденных состояний Na_2 атомами цезия, то можно уменьшить количество цезия. Допустим, однако, что такой лазер будет работать. Тогда при усилении $\kappa = 0.1 \text{ см}^{-1}$ и длине $L = 40 \text{ см}$ условие генерации удовлетворяется с зеркалами, имеющими коэффициент отражения $R = \exp(-\kappa L) = 0.02$ (что показывает большой резерв на случай тушения). Из уравнений (4), (9) и предыдущих оценок для плотности атомов цезия и уширения мы имеем $\phi_{las} = 2.5 \times 10^{-11} \text{ рад}$.

Отметим, что при достижимой в настоящее время экспериментальной чувствительности $10^{-8} \text{ рад}/\sqrt{\text{Гц}}$ для угла поворота [31]. При времени накопления 10^6 с (11.5 дней) мы получим величину 10^{-11} рад .

Сделаем некоторые заключения об остаточной анизотропии резонатора. Предположим, что резонатор состоит из двух идентичных зеркал и анизотропия создается анизотропией коэффициента отражения ΔR . Таким образом, мы имеем $\frac{\Delta Q}{Q} = -\frac{1}{\ln R} \frac{\Delta R}{R}$. Данное выражение указывает нам, что чем больше коэффициент отражения зеркал, тем больше $\Delta Q/Q$ при том же $\Delta R/R$. В соответствии с выражением $\phi_{las} = \Delta n_{PT} Q^2 / \Delta Q$ угол поворота плоскости поляризации лазера со смесью газов может быть переписано в терминах $\Delta R/R$ как $\phi_{las} = \Delta n_{PT} k L \frac{R}{\Delta R}$. В

двухсекционной системе мы имеем (20): $\phi_{2las} = \Delta n_{PT} k L_1 \frac{R}{\Delta R}$ при $k L_{abs} \gg Q_0$.

Эти оценки показывают, что поскольку рабочая длина резонатора L или L_1 не может быть намного увеличена, поскольку должна находиться в сильном внешнем электрическом поле, то единственной возможностью повышения чувствительности является понижение анизотропии потерь ΔR зеркал.

4. Заключение

Мы рассмотрели Р-, Т-неинвариантное вращение плоскости поляризации лазера, помещенного в продольное электрическое поле. При этом могут быть получены новые ограничения на Р-, Т-неинвариантные взаимодействия. Главными проблемами, которые нужно решить для проведения такого эксперимента, являются измерение малых углов поворота плоскости поляризации и создания резонаторов с малой остаточной анизотропией потерь. Можно предположить некоторые пути решения данных проблем. Например, резонатор может быть изготовлен из движущихся зеркал, включенных в самосогласованную схему измерений, подавляющую остаточную анизотропию с помощью подстройки.

Для понижения анизотропии зеркала можно производить из хаотически ориентированных элементов.

Можно также модулировать внешнее электрическое поле или наложить слабое магнитное поле, как это делается в лазерной магнитометрии [15], что позволит уменьшить систематические ошибки.

Подводя итог можно сказать, что использование фотонной ловушки с усилителем для измерения нарушения Р-, Т-инвариантности при современном уровне технологий (остаточная анизотропия $\frac{\Delta Q}{Q} \sim 10^{-6}$, внешнее электрическое поле 10 кВ/см, способность измерять углы поворота плоскости поляризации $10^{-11} - 10^{-12}$ рад) позволит достичь чувствительности 10^{-30} е·см для дипольного момента электрона.

5. Приложение

Как известно, условие стационарных колебаний в резонаторе можно получить полагая, что амплитуда бегущей волны за проход туда и обратно становится равной начальной амплитуде. Если, например, резонатор заполнен средой с постоянным показателем преломления n , то амплитуда бегущей волны, вышедшей из точки вблизи зеркала 1 (рис. 5) и вернувшейся в ту же точку, будет равна $\mathbf{E} = e^{-2iknL} \mathbf{E}_0$, где k – волновое число в вакууме, L – длина резонатора. Из равенства конечной амплитуды начальной следует $knL = m\pi$, где m – некоторое целое число. Отличие показателя преломления от удовлетворяющего условию стационарности на величину Δn приведет к изменению амплитуды за один проход $\Delta \mathbf{E} = -2i\Delta n k L \mathbf{E}$. Разделив данное уравнение на время прохода $T \approx 2L/c$, находим

$$\frac{d\mathbf{E}}{dt} = -i\Delta n \omega \mathbf{E}. \quad (22)$$

Данное уравнение может быть выведено более строго [9–13]. Коэффициенты отражения зеркал резонатора могут быть «размазаны» по объему резонатора добавлением к показателю преломления Δn величины

$$\frac{i}{2Q} = -\frac{i}{2} \frac{\ln(R_1 R_2)}{2kL}, \quad (23)$$

где R_1, R_2 – коэффициенты отражения зеркал. Как легко видеть, при этом за полный проход амплитуда волны помножится на $\sqrt{R_1 R_2}$. Если существует несколько областей с небольшими вариациями показателя преломления, то мы должны взять средний показатель преломления $\Delta n = \frac{L_1 \Delta n_1 + L_2 \Delta n_2 + \dots}{L_1 + L_2 + \dots}$. Ампли-

туда волны содержит две компоненты $\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$, если волна распространяется

вдоль оси z . Удобно использовать циркулярный базис $E_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}(E_x + iE_y)$,

$E_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_x - iE_y)$. В общем случае анизотропной среды и резонатора, Δn является комплексной 2×2 матрицей, которая может быть записана в $\hat{\Delta n} = (N_0 + \boldsymbol{\sigma} \mathbf{N})$, где $N_0 = r_0 + ih_0$ – комплексное число, $\mathbf{N} = \mathbf{r} + i\mathbf{h}$ – комплексный вектор, $\boldsymbol{\sigma} \equiv \{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z\}$ – матрицы Паули.

Определим поляризационную матрицу плотности $\rho_{ij}(t) = E_i(t)E_j^*(t)$ и параметризуем ее параметрами ξ_0 и ξ как $\rho = (\xi_0 + \boldsymbol{\sigma} \xi)/2$. Взяв производные от матрицы плотности и заменяя $\frac{dE_j}{dt}$ с помощью (22), находим

$i \frac{1}{\omega} \frac{d\rho}{dt} = \Delta \hat{n} \rho - \rho \Delta \hat{n}^+$, что приводит к

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\omega} \frac{d\xi}{dt} &= h_0 \xi + \xi_0 \mathbf{h} + \mathbf{r} \times \xi, \\ \frac{1}{2\omega} \frac{d\xi_0}{dt} &= h_0 \xi_0 + (\mathbf{h} \cdot \xi). \end{aligned} \quad (24)$$

Из определения матрицы плотности следует, что

$$\begin{aligned} \xi_x &= \langle \sigma_x \rangle = E_+^* E_- + E_-^* E_+, \\ \xi_y &= \langle \sigma_y \rangle = -i(E_+^* E_- - E_-^* E_+), \\ \xi_z &= \langle \sigma_z \rangle = E_+^* E_+ - E_-^* E_-, \\ \xi_0 &= \langle I \rangle = E_+^* E_+ + E_-^* E_-, \end{aligned} \quad (25)$$

где I обозначает единичную матрицу. Вместо ξ и ξ_0 введем единичный вектор

$\mathbf{O} = \frac{\xi}{\xi_0}$, в результате чего уравнение (24) принимает вид

$$\frac{1}{2\omega} \frac{d\mathbf{O}}{dt} = \mathbf{r} \times \mathbf{O} + \mathbf{h} - \mathbf{O}(\mathbf{h} \cdot \mathbf{O}). \quad (26)$$

Для полностью поляризованного света $|\mathbf{O}| = 1$ и уравнение (26) сводится к

$$\frac{1}{2\omega} \frac{d\mathbf{O}}{dt} = \mathbf{r} \times \mathbf{O} + \mathbf{O} \times (\mathbf{h} \times \mathbf{O}). \quad (27)$$

Ориентация эллипса поляризации описывается углом ϕ , который образует его большая ось с осью x [32]:

$$\operatorname{tg} 2\phi = \frac{E_y E_x^* + E_x E_y^*}{E_x E_x^* - E_y E_y^*} = -i \frac{E_+ E_-^* - E_- E_+^*}{E_+ E_-^* + E_- E_+^*} = -\frac{O_y}{O_x}.$$

Таким образом, угол поворота эллипса поляризации равен удвоенному углу поворота вектора в плоскости $xу$, взятому с противоположным знаком. Например, при повороте $\mathbf{O}_\perp$ на угол $\left(-\frac{\pi}{2}\right)$ эллипс поляризации повернется на угол $\frac{\pi}{4}$. Поворот $\mathbf{O}_\perp$ на угол (-2π) означает, что эллипс поляризации повернется на угол π и после поворота совпадет сам с собой.

Компонента z вектора $\mathbf{O}$ равна эллиптичности лазерного излучения.

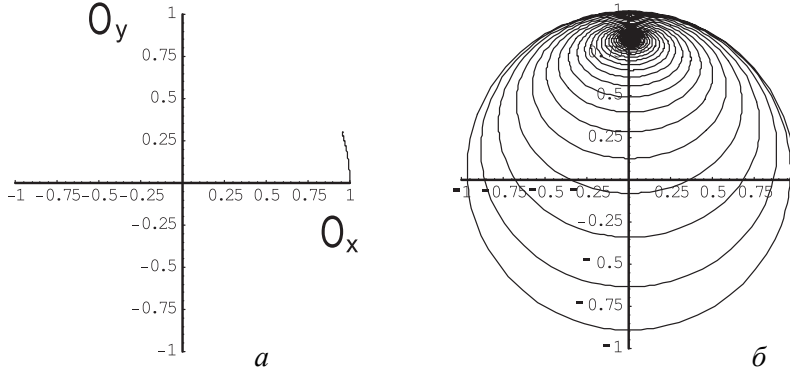


Рис. 6. Эволюция поляризации к стационарному значению при $a - \mathbf{r} = \{0.01, 0, 0.3\}, \mathbf{h} = \{1, 0, 0\}$; $b - \mathbf{r} = \{0.01, 0, 1.2\}, \mathbf{h} = \{1, 0, 0\}$

В общем случае $(\mathbf{h} \cdot \mathbf{r}) \neq 0$ поляризация всегда стремится к стационарному значению. Типичная картина эволюции показана на рис. 6. При постоянных $\mathbf{h}$ и $\mathbf{r}$ стационарное решение уравнения (26) имеет вид

$$\mathbf{O}_0 = \alpha \mathbf{r} + \beta \mathbf{h} + \gamma \mathbf{r} \times \mathbf{h}, \quad \gamma = \frac{h^2 + r^2 - \sqrt{(h^2 + r^2)^2 - 4|\mathbf{h} \times \mathbf{r}|^2}}{2|\mathbf{h} \times \mathbf{r}|^2},$$

$$\alpha = \pm \sqrt{\gamma(1 - \gamma h^2)}, \quad \beta = \pm \frac{\gamma^{3/2}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{h})}{\sqrt{1 - \gamma h^2}}. \quad (28)$$

Знак $\pm$ соответствует двум различным решениям. Одно из них является стабильным. В частном случае $(\mathbf{h} \cdot \mathbf{r}) = 0$ решение (28) упрощается:

$$\mathbf{O}_0 = \pm \frac{\sqrt{h^2 - r^2}}{h^2} \mathbf{h} + \frac{\mathbf{r} \times \mathbf{h}}{h^2}, \quad |\mathbf{h}| > |\mathbf{r}|; \quad \mathbf{O}_0 = \pm \frac{\sqrt{r^2 - h^2}}{r^2} \mathbf{r} + \frac{\mathbf{r} \times \mathbf{h}}{r^2}, \quad |\mathbf{r}| > |\mathbf{h}|. \quad (29)$$

Нелинейные свойства лазерной среды приводят к зависимости h_0 от $|E|^2 = \xi_0$. В этом случае мы также должны рассматривать уравнение

$$\frac{1}{2\omega} \frac{d \ln \xi_0}{dt} = h_0 + (\mathbf{h} \cdot \mathbf{O}). \quad (30)$$

Однако нелинейность этого типа не влияет на эволюцию поляризации.

Еще одним возможным типом нелинейности является так называемое «самовращение» [12], заключающееся в том, что

$$\frac{i}{\omega} \frac{d\mathbf{E}}{dt} \sim a_{sf} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) \mathbf{E}^*. \quad (31)$$

Для E_- и E_+ мы имеем:

$$\begin{aligned} \frac{i}{\omega} \frac{dE_-}{dt} &\sim \frac{i}{\omega\sqrt{2}} \left(\frac{dE_x}{dt} - i \frac{dE_y}{dt} \right) \sim \frac{a_{sf}}{\sqrt{2}} E^2 (E_x^* - iE_y^*) \sim -a_{sf} E^2 E_+^* \sim 2a_{sf} |E_+|^2 E_-, \\ \frac{i}{\omega} \frac{dE_+}{dt} &\sim -\frac{i}{\omega\sqrt{2}} \left(\frac{dE_x}{dt} + i \frac{dE_y}{dt} \right) \sim -\frac{a_{sf}}{\sqrt{2}} E^2 (E_x^* + iE_y^*) \sim -a_{sf} E^2 E_-^* \sim 2a_{sf} |E_-|^2 E_+, \end{aligned}$$

где использовано соотношение $E^2 = -2E_-E_+$. Поскольку $|E_+|^2 = \frac{\xi_0}{2}(1 + O_z)$

и $|E_-|^2 = \frac{\xi_0}{2}(1 - O_z)$ мы видим, что в z-компонентах $\mathbf{r}$ и $\mathbf{h}$ появляются слагае-

мые. $r_z \sim -\text{Re } a_{sf} \xi_0 O_z$, $h_z \sim -\text{Im } a_{sf} \xi_0 O_z$. Это будет приводить к вращению плоскости поляризации даже в отсутствие циркулярной анизотропии, однако это вращение не зависит от внешнего электрического поля и может быть отделено от P-, T-инвариантного вращения модуляцией внешнего поля. К тому же эллиптичность O_z лазерного излучения, которой пропорционален эффект «самовращения», крайне мала.

Литература

1. Ellis J. R et al. // Phys. Lett. B. 2002. Vol. 528. P. 86.
2. Masina I. // Nucl. Phys. B 2003. Vol. 671. P. 432.
3. Farzan Y, Peskin M. E. // Phys. Rev. D. 2004. Vol. 70. P. 095001.
4. Regan B.C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. P. 071805-4.
5. Baryshevsky V. G. // Phys. Lett. A 1999. Vol. 260. P. 24.
6. Baryshevsky V. G., Matsukevich D. N. // Phys. Rev. A 2002. Vol. 66. P. 062110.
7. Baryshevsky V. G., Cherkas S. L., Matsukevich D. N. // J. Phys. B. 2006. Vol. 39. P. 2467.
8. Хриплович И. Б. Несохранение четности в атомных явлениях. 1988.
9. Lamb W. E. // Phys. Rev. A. 1964. Vol. 134. P. 1429.
10. Дьяконов М. И. // ЖЭТФ 1966. Т. 49. С. 169.
11. Haeringen W. V. // Phys. Rev. 1967. Vol. 158. P. 256.
12. Алексеев А. И., Галицкий В. М. // ЖЭТФ 1969. Т. 57. С. 1002.
13. Войтович А. П. Магнитооптика газовых лазеров. 1984.
14. Bretenaker F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 69. P. 909.
15. Emil O. et al. // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83. P. 4994.
16. Баранова Н. Б., Богданов Ю. В., Зельдович Б. Я. // УФН 1977. Т. 123. С. 349.
17. Сушков О. П., Фламбаум В. В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 72. С. 1208.
18. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. 1989.
19. Hohla K., Kompa K. L. Handbook of chemical lasers. 1976.
20. Brederlow G., Fill E., Witte K. J. The high-power iodine laser. 1983.
21. Bernard D. J. et al. // Appl. Phys. Lett. 1979. Vol. 34. P. 40.

22. *Richardson R. J., Wiswall C. E.* // Appl. Phys. Lett. 1979. Vol. 35. P. 138.
23. *Вагин Н. П. и др.* // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. С. 1688.
24. *Churassy S. J. et al.* // J. Physique III. 1994. Vol. 4. P. 2013.
25. *Zagidullin M. V., Nikolaev V. D.* // Proc. SPIE. 1999. Vol. 3688. P. 54.
26. *Wellegehausen B. et al.* // Appl. Phys. 1977. Vol. 13. P. 97.
27. *Camacho J. J. et al.* // J. Mol. Spectrosc. 1998. Vol. 191. P. 248.
28. *Arditi M., Carver T. R.* // Phys. Rev. 1958. Vol. 112. P. 449.
29. *Gilbert S. L., Watts R. N., Wieman C. E.* // Phys. Rev. A. 1983. Vol. 27. P. 581.
30. *Weber K.-H., Sansonetti C. J.* // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 35. P. 4650.
31. *Cameron R. et al.* // Phys. Rev. D. 1993. Vol. 47. P. 3707.
32. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. 1988.

LASER IN AXIAL ELECTRIC FIELD AS A TOOL TO SEARCH FOR P-, T-INVARIANCE VIOLATION

V. G. Baryshevsky, S. L. Cherkas, D. N. Matsukevich*

We consider rotation of polarization plane of the laser light when a gas laser is placed in a longitudinal electric field (10 kV/cm). It is shown that residual anisotropy of the laser cavity 10^{-6} and the sensitivity to the angle of polarization plane rotation about $10^{-11} - 10^{-12}$ rad allows one to measure an electron EDM with the sensitivity about 10^{-30} e·cm.

* Joint Quantum Institute and Department of Physics, University of Maryland, USA.