

Перестройка населенности сверхтонких уровней резонансными импульсными электромагнитными полями

С. Б. Сазонов

Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 мая 2010 г.

Предлагается метод быстрой и глубокой перестройки населенности системы не одинаково заселенных сверхтонких уровней атома, в том числе подуровней основного состояния, путем воздействия на атом резонансных импульсных электромагнитных когерентных друг другу полей. Предлагаемый метод может быть применен, например, как в связи с созданием новых схем для усиления или эффективного поглощения проходящего через среду излучения, так и в связи с развитием новых направлений квантовой электроники – спинтроники, использующей ток поляризованных электронов, или для построения новых схем квантовых компьютеров.

Возможность целенаправленно изменять населенность заселенных сверхтонких уровней по-прежнему остается актуальной как в связи с созданием новых схем для усиления или эффективного поглощения проходящего через среду излучения, так и в связи с развитием новых направлений квантовой электроники – спинтроники, использующей ток поляризованных электронов, или создания схем для квантовых компьютеров и т.п.

Возможности методов поляризации атомов с помощью охлаждения образцов до сверхнизких температур практически исчерпаны. Более перспективными являются оптические методы поляризации. Одним из наиболее известных оптических методов поляризации сверхтонких уровней атома является метод оптической накачки – метод Кастлера [1], который не нуждается в очень низких температурах. Но он не свободен от мешающего воздействия эффекта Доплера. Использование его также затруднено в случае существования в атоме метастабильных уровней между основным и возбужденными состояниями. Кроме того, он требует относительно большого времени, так как использует спонтанные переходы.

В ряде работ [2] автором данной статьи совместно с Зарецким был исследован процесс воздействия различных импульсных резонансных электромагнитных полей на системы сверхтонких уровней. Эти работы тесно переплетаются с работами по взаимодействию полей с системами оптических атомных уровней в квантовой оптике (см., например, [3]). Показано, что действие на систему из трех уровней двух когерентных друг другу полей (бихроматическое поле), связывающих два уровня с третьим, приводит систему уровней в состояние, являющееся смесью всего лишь трех чистых квантовых состоя-

ний [3]. Этот эффект нашел широкое применение в квантовой оптике. На использовании его основаны такие известные явления как когерентное пленение населенностей [4], двойная лямбда-система в проектах лазеров без инверсии [5], схема так называемого “quantum beat laser” [6] и т.д. Широкое освещение этой темы можно найти в превосходном обзоре [7].

В работе [8] был предложен метод поляризации сверхтонких уровней основного состояния атома с помощью двух бихроматических полей разного частотного диапазона, но действующих не одновременно: СВЧ поле начинает воздействовать после того, как оптическое поле окончит взаимодействовать с атомом и в атоме с возбужденного уровня произойдут быстрые оптические спонтанные переходы, благодаря чему создастся ситуация, известная под названием когерентного пленения населенностей, а два подуровня основного состояния, находившиеся под действием оптического бихроматического поля, окажутся в особом, так называемом “темном”, когерентном квантовом состоянии.

В работе [9] предлагается метод поляризации атома, имеющего пустой возбужденный уровень, находящегося либо в основном состоянии, расщепленном на три неэквидистантных подуровня, либо в возбужденном состоянии, также предварительно расщепленном на три неэквидистантных подуровня, путем одновременного воздействия на атом двух когерентных друг с другом бихроматических полей, различающихся по частотному диапазону. Одно из этих полей есть бихроматическое поле оптического диапазона, а другое СВЧ поле. СВЧ поле может быть и бихроматическим и монохроматическим. Оптическое поле вносит в систему квантовых уровней когерентность и создает особые условия для действия СВЧ поля. Этот метод позволит поляризовать пер-

воначально равно заселенные сверхтонкие подуровни основного состояния атома и может оказаться более быстрым, чем методика, предложенная в [8], так как в нем не используются спонтанные переходы.

В настоящей работе теоретически исследована возможность целенаправленного изменения населенности первоначально не одинаково заселенных сверхтонких уровней в процессе их переселения из-за взаимодействия атома с резонансными импульсными СВЧ полями. В отличие от ситуации, рассмотренной в [9], здесь не предполагается наличие не заселенного оптического уровня. Рассмотрение воздействия импульсных полей на атом проведено в предположении, что длительность импульсов будет меньше времени всех релаксаций в атоме.

Взаимодействие системы четырех сверхтонких уровней с электромагнитными полями. Пусть в атоме имеется система из четырех заселенных неэквидистантных сверхтонких уровней. Населенность каждого уровня определяется величиной $\rho_{ii}(t) = |a_i(t)|^2$. Уровни заселены не когерентно, так что величина амплитуды населения $a_i(t)$ при $t = 0$ равны $\pm A_i$. Импульсы полей считаются прямоугольными. Поля включаются в момент $t = 0$. Возможны различные схемы воздействия полей на атом. Мы рассмотрим две схемы воздействия на систему четырех уровней трех резонансных полей. Эти схемы представлены на рис.1 и рис.2.

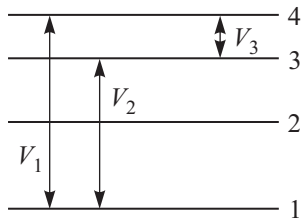


Рис.1. Схема взаимодействия системы четырех сверхтонких уровней с тремя резонансными полями. Два поля образуют V-схему

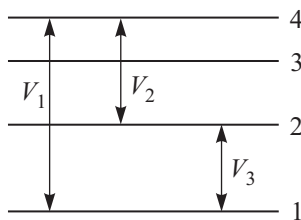


Рис.2. Схема взаимодействия системы четырех сверхтонких уровней с тремя резонансными полями. Два поля образуют Л-схему

Главным в этих схемах является то, что в них присутствует ситуация, когда хотя бы на один из уровней действуют одновременно два поля. Взаимодействие атома с полями описывается системой уравнений теории временных возмущений для амплитуд квантовых состояний. Схеме на рис.1 соответствует система дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} da_1/dt &= -iV_1 \exp(i\varphi_1)a_4 - iV_2 \exp(i\varphi_2)a_3, \\ da_3/dt &= -iV_3 \exp(i\varphi_3)a_4 - iV_2 \exp(-i\varphi_2)a_2, \\ da_4/dt &= -iV_3 \exp(-i\varphi_3)a_3 - iV_1 \exp(-i\varphi_1)a_1. \end{aligned} \quad (1)$$

Для схемы на рис.2 имеет место система уравнений:

$$\begin{aligned} da_1/dt &= -iV_3 \exp(i\varphi_3)a_2 - iV_1 \exp(i\varphi_1)a_4, \\ da_2/dt &= -iV_3 \exp(-i\varphi_3)a_1 - iV_2 \exp(i\varphi_2)a_4, \\ da_4/dt &= -iV_1 \exp(-i\varphi_1)a_1 - iV_2 \exp(-i\varphi_2)a_2. \end{aligned} \quad (2)$$

В уравнениях (1) и (2) V_i – матричные элементы взаимодействия атома с соответствующим полем (φ_i – фазы полей). Системы уравнений (1) и (2) решались в резонансном приближении, при котором пренебрегают быстро осциллирующими членами. Решения находились для начальных условий $a_i(0) = \pm A_i$. В конечном итоге вычислялись населенности уровней $|a_i(t)|^2$ как функции времени или длительности импульса полей – считается, что они все включаются одновременно в момент $t = 0$. При вычислении населенностей производилось суммирование по обоим знакам начальных значений амплитуд и таким образом учитывался некогерентный характер первоначального заселения уровней. Картину населенности уровней будем характеризовать разностями населенностей пар уровней как функциями времени. В общем случае полученные выражения имеют громоздкий вид. Для иллюстрации для схемы рис.1 приводим для равных по величине полей $V_1 = V_2 = V_3 = V$ выражения для разности населенностей уровней 2 и 1 – P_{21} и уровней 4 и 3 – P_{43} :

$$\begin{aligned} P_{21} &= A_2^2 - [A_1^2(1 + 2 \cos Qt)^2 + 2(1 - \cos Qt + \sin^2 Qt) \times \\ &\times (A_3^2 + A_4^2) + 2\sqrt{3}(\cos Qt - 1) \sin Qt(A_4^2 - A_3^2)]/9, \quad (3) \\ P_{43} &= [(A_4^2 - A_3^2)(6 \cos Qt + 3 \cos 2Qt) + \\ &+ 2\sqrt{3}(\cos Qt - 1) \sin Qt(A_3^2 + A_4^2 - 2A_1^2)]/9, \\ Q &= \sqrt{3}V. \end{aligned} \quad (4)$$

Для схемы рис. 2 аналогично (3) и (4) имеем:

$$\begin{aligned} P_{21} &= [(A_2^2 - A_1^2)(6 \cos Qt + 3 \cos 2Qt) + \\ &+ 2\sqrt{3}(\cos Qt - 1) \sin Qt(A_2^2 + A_1^2 - 2A_4^2)]/9, \end{aligned} \quad (5)$$

$$P_{43} = [A_4^2(1+2\cos Qt)^2 + 2(1-\cos Qt + \sin^2 Qt)(A_2^2 + A_1^2) + 2\sqrt{3}(\cos Qt - 1)\sin Qt(A_2^2 - A_1^2)]/9 - A_3^2. \quad (6)$$

Аналитически было получено, и это также видно из формул (3)–(6), что если все уровни первоначально заселены одинаково, то никакие поля ни по какой схеме не могут изменить их населенность и поляризовать атом. Но если первоначально уровни заселены неодинаково, то воздействие резонансных импульсных полей приводит к глубокой перестройке их населенности.

Расчеты эффекта воздействия резонансных полей производились без ориентации на какую-либо конкретную физическую ситуацию и в качестве начальных населенностей задавались условные значения, изменения которых подчеркивали бы эффект воздействия полей. Сумма населенностей всех уровней в любой момент времени равна сумме первоначальных населенностей этих уровней. Для приближения к реальной ситуации в расчетах полагалось, что первоначальные населенности более высоких по энергии уровней меньше первоначальных населенностей более низких.

На рис.3 представлены графики разностей населенностей $P_{21}(t)$, $P_{31}(t)$, $P_{42}(t)$ и $P_{43}(t)$ для схемы

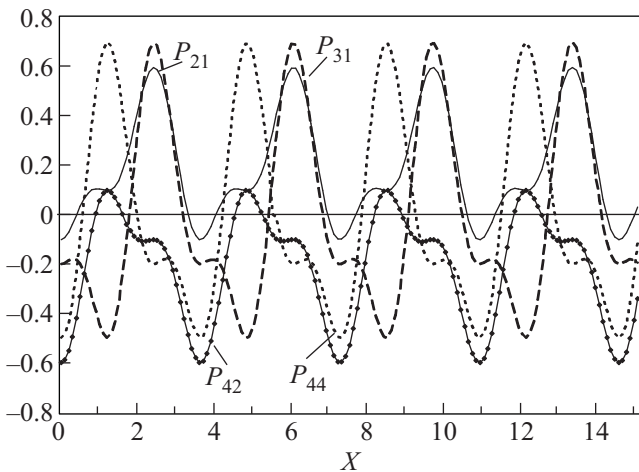


Рис.3. Результаты воздействия трех резонансных полей по схеме рис.1. Графики разностей населенности $P_{21}(t)$, $P_{31}(t)$, $P_{42}(t)$ и $P_{43}(t)$, рассчитанные для начальных условий: $\rho_{11}(0) = 1$, $\rho_{22}(0) = 0.9$, $\rho_{33}(0) = 0.8$, $\rho_{44}(0) = 0.3$. $V_1 = V_2 = V_3 = 1$, $X = \sqrt{3}t$

рис.1 для начальных условий $\rho_{11}(0) = 1$, $\rho_{22}(0) = 0.9$, $\rho_{33}(0) = 0.8$, $\rho_{44}(0) = 0.3$, $X = \sqrt{3}Vt$. Видно, что разности населенностей под действием резонансных полей приобретают осциллирующий во времени характер и в процессе этих осцилляций происходит глубокая перестройка населенности уровней: разности

населенностей меняют знак и могут сильно увеличиться по абсолютной величине по сравнению с первоначальным значением. Так для пары уровней 2 и 1, или 3 и 1, разность населенностей которых первоначально мала и отрицательна, появляется инверсная разность населенностей, по абсолютной величине близкая к максимальной величине из набора значений разностей начальных населенностей уровней в рассматриваемой схеме. Таким образом, в результате взаимодействия полей с атомом происходит перенос разностей заселения с одних уровней на другие, что можно использовать в практических целях.

Для большей иллюстрации отмеченных эффектов и анализа влияния различных полей на рис.4–7 приведены графики $P_{21}(t)$ и $P_{43}(t)$ для схемы рис.1 для

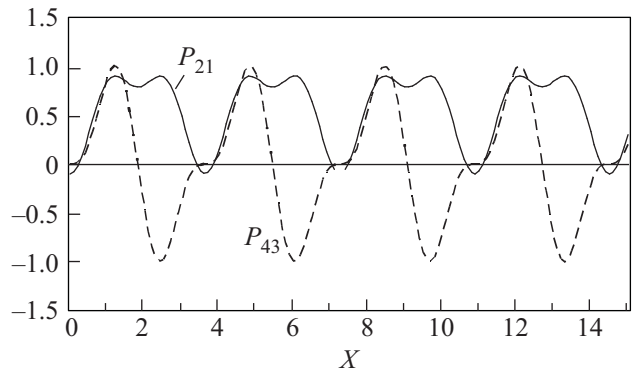


Рис.4. Результаты воздействия трех резонансных полей по схеме рис.1. Графики разностей населенности $P_{21}(t)$ и $P_{43}(t)$, рассчитанные для начальных условий: $\rho_{11}(0) = 2$, $\rho_{22}(0) = 1.9$, $\rho_{33}(0) = 1.001$, $\rho_{44}(0) = 1$. $V_1 = V_2 = V_3 = 1$, $X = \sqrt{3}t$

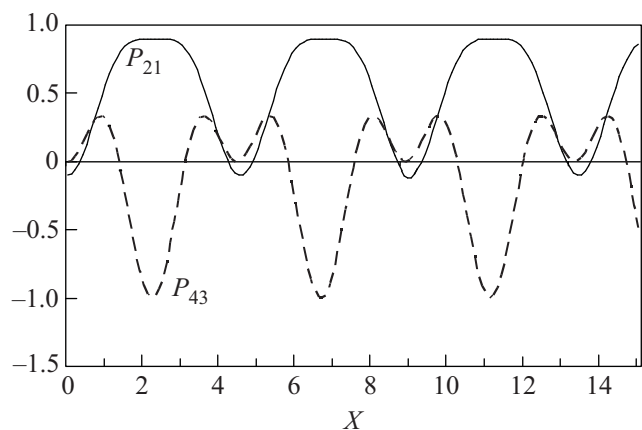


Рис.5. Результаты расчетов для условий, аналогичных рис.4, но с выключенным одним из полей. $V_1 = 1$, $V_2 = 0$, $V_3 = 1$, $X = \sqrt{2}t$

начальных условий $\rho_{11}(0) = 2$, $\rho_{22}(0) = 1.9$, $\rho_{33}(0) = 1.001$, $\rho_{44}(0) = 1$. В этом случае мы имеем систе-

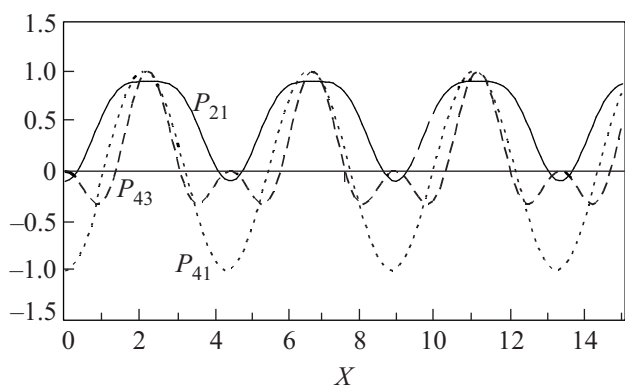


Рис.6. Результаты расчетов для условий, аналогичных рис.4, но с выключенным одним из полей. $V_1 = 0$, $V_2 = 1$, $V_3 = 1$, $X = \sqrt{2}t$

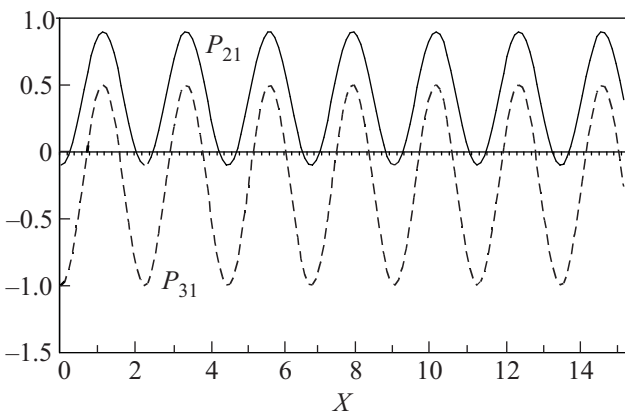


Рис.7. Результаты расчетов $P_{21}(t)$ и $P_{31}(t)$ для условий, аналогичных рис.4, но с выключенным одним из полей. $V_1 = 1$, $V_2 = 1$, $V_3 = 0$, $X = \sqrt{2}t$

му уровней, состоящую из двух пар попарно близких по населенности уровней. Если на рис.4 представлена ситуация, когда включены все три поля, то на рис.5 – 7 представлены расчеты для ситуаций, когда одно из полей выключено. Важно отметить, что во всех случаях рис.5 – 7 в системе есть уровень, на который одновременно действуют два поля, вносящие когерентность в систему и создающие условия для глубокой перестройки населенности системы. Этот эффект имеет место не на всех уровнях, что иллюстрирует рис.8, где представлена зависимость $P_{43}(t)$ для ситуации рис.7, которая по абсолютной величине не превышает малого первоначального значения, хотя и колеблется во времени.

На рис.6 представлен график разницы населенностей верхнего и нижнего уровней $-P_{41}(t)$ в ситуации, когда эти уровни непосредственно не связаны резонансным полем ($V_1 = 0$), а связаны двумя меньшими по частоте полями ($V_2 = V_3$). Кривая демонстрирует,

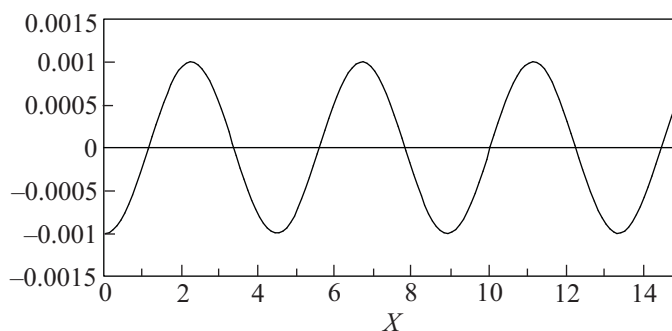


Рис.8. График $P_{43}(t)$ для ситуации рис.7

что таким способом можно создать инверсную разность населенностей между уровнями 1 и 4 с помощью полей, меньшими по частоте, чем расстояние по энергии между этими уровнями. Этот пример показывает, что предлагаемым методом можно создавать нужную разность населенностей, в том числе инверсную, с помощью полей, частоты которых не имеют непосредственного отношения к интересующему нас переходу.

Появление знакопеременных осцилляций разности населенностей под действием переменного поля не является неожиданным. Так, известно, что под воздействием резонансного поля V в системе двух некогерентно и не одинаково заселенных уровней возникают осцилляции разности населенностей вида

$$P_{21}(t) = P_{21}(0) \cos 2Vt, \quad (7)$$

амплитуда которых не превышает первоначального значения. Другая ситуация возникает, когда на один уровень в системе воздействуют одновременно два когерентных поля, которые интерферируют друг с другом, что приводит к конкуренции переходов.

Поляризацию в системе двух первоначально одинаково заселенных уровней можно получить, подключив к ним другие, иначе населенные уровни, и воздействуя одним монохроматическим полем. Так, если в схеме рис.1 положить $V_1 = 1$, $V_2 = V_3 = 0$ и начальные населенности $\rho_{11}(0) = A_1^2$, $\rho_{22}(0) = A_2^2$, $\rho_{33}(0) = A_3^2$, $\rho_{44}(0) = A_4^2$, то под действием поля V_1 разность населенностей уровней 2 и 1, первоначально равная нулю ($A_1^2 = A_2^2$), согласно решению уравнений (1) будет определяться формулой

$$P_{21}(t) = A_2^2 - A_1^2 \cos^2 V_1 t - A_4^2 \sin^2 V_1 t = -P_{41}(0) \sin^2 V_1 t. \quad (8)$$

Из (8) видно, что в этом случае поляризация пары уровней 2 и 1 имеет постоянный знак, хотя носит осциллирующий характер.

Результаты, аналогичные показанным на рис.3, имеют место и для схемы рис.2. Они получены для

тех же начальных условий, что на рис.3: $\rho_{11}(0) = 1$, $\rho_{22}(0) = 0.9$, $\rho_{33}(0) = 0.8$, $\rho_{44}(0) = 0.3$, и представлены на рис.9.

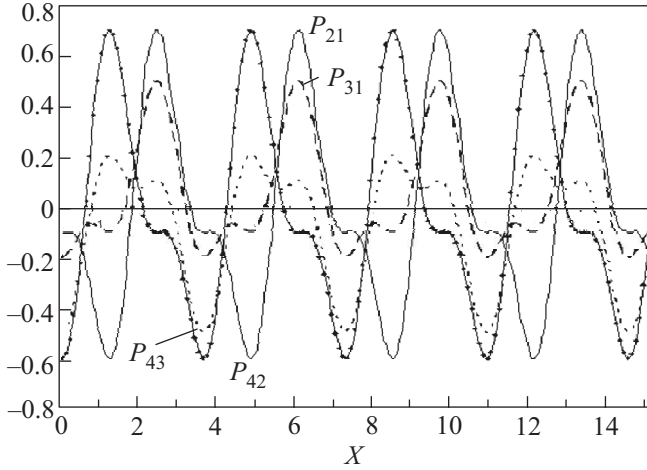


Рис.9. Результаты воздействия трех резонансных полей по схеме рис.2. Графики разностей населенности $P_{21}(t)$, $P_{31}(t)$, $P_{42}(t)$ и $P_{43}(t)$, рассчитанные для начальных условий: $\rho_{11}(0) = 1$, $\rho_{22}(0) = 0.9$, $\rho_{33}(0) = 0.8$, $\rho_{44}(0) = 0.3$. $V_1 = V_2 = V_3 = 1$, $X = \sqrt{3}t$

Из формул (3) – (6) следует, что созданная под воздействием полей поляризация не будет исчезать при усреднении по времени, что соответствует времени воздействия поля на атом, значительно большему, чем период раби-осцилляций. Для схемы рис.1 получаем из (3) и (4), усредняя по времени,

$$P_{21} = \frac{4}{3}A_2^2 - \frac{N}{3}; \quad P_{43} = 0. \quad (9)$$

Для схемы рис.2 имеют место соотношения:

$$P_{21} = 0; \quad P_{43} = \frac{N}{3} - \frac{4}{3}A_3^2. \quad (10)$$

В формулах (9) и (10) величина N обозначает суммарную заселенность всех уровней.

Для достижения необходимых результатов в переселении уровней можно использовать различные схемы взаимодействия резонансных полей с атомами. Различные схемы могут быть выгодны по-разному. Для иллюстрации на рис.10 приведем результаты расчетов величины $P_{23}(t)$ для схемы рис.1 (кривая 2) и для схемы рис.2 (кривая 1). Отметим, что величина $P_{23}(t)$ характеризует переход, на котором не действуют резонансные поля. Расчеты проведены для начальных условий $\rho_{11}(0) = 3$, $\rho_{22}(0) = 1.701$, $\rho_{33}(0) = 1.7$, $\rho_{44}(0) = 0.5$. Хотя начальная разность населенностей уровней 2 и 3 мала (0.001), в процессе осцилляций она сильно возрастает (до величины порядка единицы), но для разных схем по-разному.

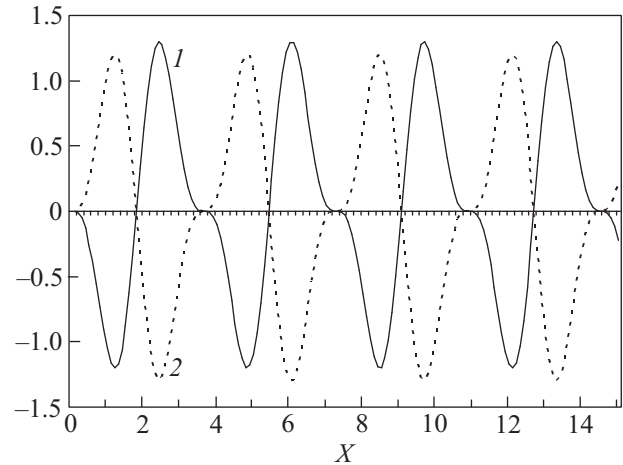


Рис.10. Результаты расчетов величины $P_{23}(t)$ для схемы рис.1 (кривая 2) и для схемы рис.2 (кривая 1). Расчеты проведены для начальных условий: $\rho_{11}(0) = 3$, $\rho_{22}(0) = 1.701$, $\rho_{33}(0) = 1.7$, $\rho_{44}(0) = 0.5$. $X = \sqrt{3}t$

Заключение. Представленные результаты показывают, что с помощью резонансных импульсных полей можно быстро и глубоко изменить картину населенности не одинаково и не когерентно заселенных сверхтонких уровней, в том числе подуровней основного состояния, и без использования пустого оптического уровня, как это было предложено в [9]. Особенно интересна возможность переноса разности населенностей одной пары уровней на другую и создания на интересующем нас переходе большой знакопеременной разности населенностей. Показано, что предлагаемым методом можно создавать нужную разность населенностей, в том числе инверсную, с помощью полей, частоты которых не имеют непосредственного отношения к интересующему нас переходу, в том числе поля могут быть меньшими по частоте, чем расстояние по энергии между уровнями. Предлагаемый метод будет быстрее широко известных методов оптической накачки, так как здесь не используются спонтанные оптические переходы. Он может быть применен, например, для создания новых схем для усиления или эффективного поглощения проходящего через среду излучения, или для получения токов поляризованных электронов в полупроводниках, а также при построении новых схем квантовых компьютеров в примесных центрах в диэлектриках. Предлагаемая методика применима и для усиления поляризации сверхтонких уровней атомов газа. В газе существенно влияние эффекта Доплера. В этом случае применение нескольких полей будет более предпочтительным по сравнению с использованием одного монохроматического поля, так, как показано в работах

[8, 9], использование бихроматических полей уменьшает влияние эффекта Доплера.

Уже говорилось, что импульсы полей должны быть меньше времени поперечной релаксации τ . Это накладывает ограничение на величину полей: $\mu H \tau \sim \hbar$. Здесь μ – дипольный момент сверхтонкого уровня: $\mu \sim \mu_B$, где μ_B – электронный магнетон Бора.

H – напряженность резонансного поля. Отсюда следует, что при $\tau \sim 10^{-5}$ с H должна иметь величину порядка 10^{-2} Гс. В случае атомов газа за время τ надо брать время столкновений. Оно может быть больше 10^{-5} с и, следовательно, H может быть меньше указанного значения.

1. A. Kastler, Proc. Phys. Soc. A **67**, 853 (1954); A. Kastler, Journ. Opt. Soc. Amer. **47**, 460 (1957).
2. Д. Ф. Зарецкий, С. Б. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **60**, 682 (1994); D. F. Zaretsky and S. B. Sazonov, Lasers Physics **7**, 1 (1997); Д. Ф. Зарецкий, С. Б. Сазонов, ЖЭТФ **121**, 521 (2000).
3. М. О. Скалли, М. С. Зубайри, *Квантовая оптика*, М.: Физматлит, 2003, с. 180–200.
4. Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, УФН **163**, 1 (1993).
5. Olga Kocharovskaya and Paul Mandel, Phys. Rev. A **42**, 523 (1990).
6. M. O. Scully and M. S. Zubairy, Phys. Rev. A **35**, 752 (1987).
7. E. Arimondo, in *Progress in Optics*, Ed. E. Wolf **35**, Elsevier Science, Amsterdam, 1996, p. 257.
8. Д. Ф. Зарецкий, С. Б. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **86**, 89 (2007).
9. С. Б. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **90**, 557 (2009).