

## Поляризация атомов одновременными импульсами электромагнитных полей разных частотных диапазонов

С. Б. Сазонов

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

Поступила в редакцию 16 июня 2009 г.

После переработки 31 августа 2009 г.

Предлагается метод быстрой и глубокой поляризации системы сверхтонких подуровней основного состояния атома, имеющего возбужденный оптический уровень, или системы подуровней возбужденного состояния путём одновременного воздействия на атом резонансных бихроматических импульсных полей оптического и СВЧ диапазонов. Рассматривается также схема поляризации подуровней основного состояния бихроматическим и монохроматическим СВЧ полями.

PACS: 03.67.Lx, 29.25.Pj, 32.80.Pj

Проблема создания атомов с неравно заселенными сверхтонкими уровнями, другими словами, поляризации атомов по-прежнему остается актуальной, например, в связи с развитием новых направлений квантовой электроники – спинтроники, где используются токи поляризованных электронов, и попыток создания квантового компьютера.

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.

В данной работе предлагается более быстрый, чем метод Кастлера, способ поляризации атомов и ядер, который может быть свободен от влияния эффекта Доплера и не зависит от присутствия атомных метастабильных состояний. Этот способ основывается на том, что действие на систему из трех уровней двух когерентных друг другу полей (бихроматическое поле), связывающих два из уровней с третьим, создает в этой системе когерентность, так как приводит ее в состояние, которое есть смесь всего трех чистых квантовых состояний [2]. Этот эффект нашел широкое применение в квантовой оптике. На использовании этого явления основаны такие известные схемы, как двойная лямбда-система в проектах лазеров без инверсии [3] или схема так называемого “quantum beat laser” [4]. В ряде работ автором данной статьи

совместно с Д.Ф.Зарецким был рассмотрен эффект воздействия импульсного бихроматического поля на систему квантовых уровней [5].

В данной работе предлагается использовать упомянутое явление для поляризации атома, находящегося либо в основном состоянии, расщепленном на три неэквидистантных равно заселенных подуровня, либо в возбужденном состоянии, также предварительно расщепленном на три неэквидистантных подуровня, путем воздействия на атом двух 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 и СВЧ поля действуют одновременно. Оптическое поле вносит в систему квантовых уровней когерентность и создает особые условия для действия СВЧ поля. Рассматриваемый метод позволит поляризовать первоначально равно заселенные сверхтонкие подуровни основного состояния атома, что подразумевает, что поляризуемый атом не находится в условиях сверхнизких температур. В дальнейшем будет показано, что требуемые напряженности СВЧ полей составляют порядка 10 Гс, а оптического 0.1 Гс.

Кроме этого, показано, что с помощью двух СВЧ полей, одно из которых бихроматическое, а другое монохроматическое, можно частично поляризовать систему четырех неэквидистантных равно заселенных сверхтонких подуровней основного состояния.

**1. Метод поляризации атома в основном состоянии.** Пусть в атоме имеется система из четырех уровней (рис.1), состоящая из трех неэквидистантных сверхтонких подуровней основного состояния (уровни 1, 2 и 3) и возбужденного оптического уровня 4. Будем считать, что воздействие

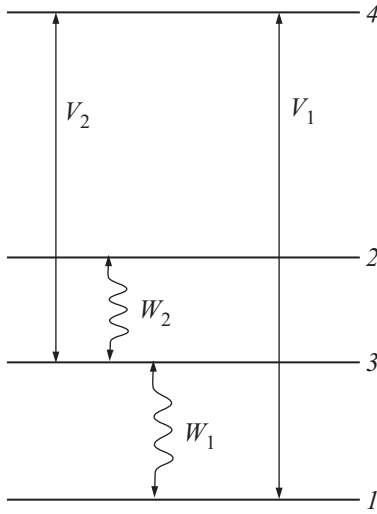


Рис.1. Схема взаимодействия атома с оптическим бихроматическим полем (прямые стрелки) и с бихроматическим СВЧ полем (волнистые стрелки). 1, 2 и 3 – подуровни основного состояния атома, 4 – возбужденное состояние

импульсного бихроматического оптического поля на атом происходит по  $\Lambda$ -схеме и связывает возбужденный уровень 4 с подуровнями основного состояния 1 и 3 (рис.1, прямые стрелки).

Предположим, что все подуровни основного состояния равно заселены  $\rho_{ii}(0) = A_i^2$  ( $i = 1, 2, 3$ ), где  $A_i = \pm 1$  (подуровни заселены не когерентно) есть амплитуды заселенности при  $t = 0$ , а возбужденный уровень пуст  $-\rho_{44}(0) = 0$ . Взаимодействие второго бихроматического СВЧ поля с системой сверхтонких подуровней происходит по  $\Xi$ -схеме. На рис.1 переходы под воздействием компонент СВЧ поля обозначены волнистыми стрелками. Отметим, что действие оптического поля и СВЧ поля происходит в качественно различных условиях: в системе трех уровней, на которые действует оптическое бихроматическое поле, один уровень первоначально пуст, а в системе трех подуровней, на которые действует бихроматическое СВЧ поле, при  $t = 0$  все подуровни равно заселены. Предполагается, что время действия полей мало по сравнению с временем поперечной релаксации в атоме. Импульсы полей считаются прямоугольными.

Взаимодействие атома с бихроматическими полями описывается системой уравнений теории временных возмущений для амплитуд квантовых состояний:

$$da_1/dt = -iW_1 \exp(i\mu_1)a_3 - iV_1 \exp(i\varphi_1)a_4,$$

$$da_2/dt = -iW_2 \exp(-i\mu_2)a_3,$$

$$da_3/dt = -iW_1 \exp(-i\mu_1)a_1 -$$

$$-iW_2 \exp(i\mu_2)a_2 - iV_2 \exp(i\varphi_2)a_4,$$

$$da_4/dt = -iV_1 \exp(-i\varphi_1)a_1 - iV_2 \exp(-i\varphi_2)a_3.$$

Здесь  $V_{1,2}$  – матричные элементы взаимодействия атома с компонентами оптического бихроматического поля ( $\varphi_1, \varphi_2$  – фазы компонент этого поля), а  $W_{1,2}$  – матричные элементы взаимодействия атома с компонентами СВЧ бихроматического поля ( $\mu_1, \mu_2$  – фазы компонент СВЧ поля). Система уравнений (1) решена в резонансном приближении, при котором пренебрегают быстро осциллирующими членами, для начальных условий  $a_1(0) = a_2(0) = a_3(0) = \pm 1$ ,  $a_4(0) = 0$ . В конечном итоге вычислялись населенности уровней как функции времени или длительности импульсов полей, которые оба включаются в момент  $t = 0$ . В качестве величины, характеризующей поляризацию основного состояния, будем использовать разность населенностей подуровней 1 и 2 –  $P_{12}$ . Получаемое выражение при произвольных значениях  $W_i$  и  $V_i$  очень громоздко и поэтому, не теряя в сути изложения предлагаемого метода, мы приведем выражение для  $W_1 = W_2 = W$  и  $V_1 = V_2 = V$ . Величина поляризации определяется формулой

$$P_{12} = \{V^2(2V^2 + W^2)(\cos^2 X_1 + \cos^2 X_2) + Q_2^2(R + 2B_0^{1/2})(\sin^2 X_1 + W^2/Q_1^2 \cos^2 X_1) + Q_1^2(R - 2B_0^{1/2})(\sin^2 X_2 + Q_1^2/V^2 \cos^2 X_2) - 2Q_1Q_2R \sin X_1 \sin X_2 + 2WV^2(\cos X_2 - \cos X_1)[B_0^{1/2}(\sin X_1/Q_1 + \sin X_2/Q_2) + (V^2 - W^2)(\sin X_1/Q_1 - \sin X_2/Q_2)]\}/4/B_0;$$

$$X_1 = Q_1 t; \quad X_2 = Q_2 t;$$

$$B_0 = V^4 + W^4 + V^2W^2; \quad R = V^2 + 2W^2;$$

$$Q_1 = (V^2 + W^2 + B_0^{1/2})^{1/2}; \quad Q_2 = (V^2 + W^2 - B_0^{1/2})^{1/2}.$$

Формула (2) выведена при условии, что фазы оптических и СВЧ полей связаны соотношением  $\varphi_1 - \varphi_2 - \mu_1 = \pi/2$  (фаза  $\mu_2$  – произвольна). На рис.2 представлена зависимость поляризации как функция длительности импульса полей для значения  $W/V = 0.4$ . Она имеет довольно сложный вид. В пределе большой длительности импульсов полей после усреднения (2) по большому числу периодов осцилляций получаем:

$$P_{12} = -V^2(V^2 - W^2)/4/B_0. \quad (3)$$

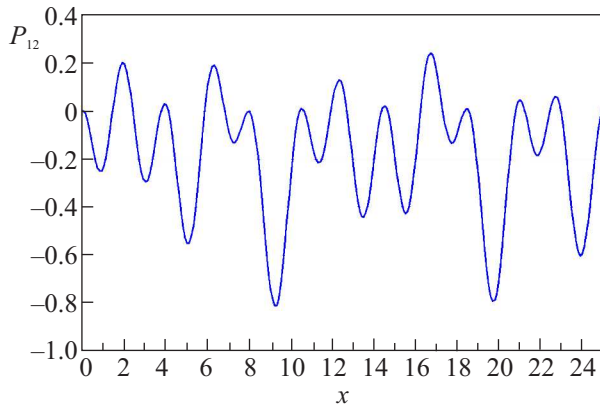


Рис.2. Зависимость поляризации основного состояния атома от продолжительности импульсов бихроматических оптического и СВЧ полей при их воздействии на атом по схеме рис.1.  $W/V = 0.4$ ,  $X = Vt$

В пределе более сильного по сравнению с СВЧ полем оптического поля  $V \gg W$  формула для поляризации (2) принимает простой вид:

$$P_{12} = -(\sin(\sqrt{2}Vt))^2/2. \quad (4)$$

Если в этом пределе, согласно (4), поляризация может достигать 50%, то, как видно на рис.2, при воздействии обоих бихроматических полей величина поляризации может достигать значительно больших значений. При усреднении по большому числу периодов осцилляций поляризация, согласно (3), может достигать максимума – 25%.

При  $W = V$  может быть достигнута почти полная поляризация. Это отражено на рис.3.

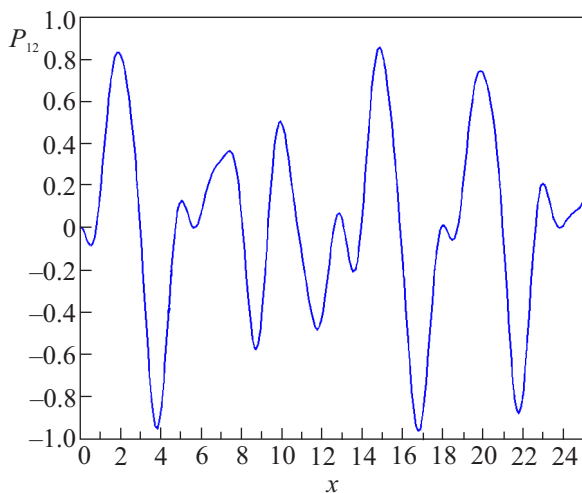


Рис.3. Зависимость поляризации основного состояния атома от продолжительности импульсов бихроматического оптического и СВЧ полей при их воздействии на атом по схеме рис.1.  $W = V$  ( $W_1 = W$ ;  $W_2 = 0$ ),  $X = Vt$

Похожие результаты получаются и для монохроматического СВЧ поля, которое связывает два из трех подуровней основного состояния. При этом возможны две качественно различные схемы: одна, когда СВЧ поле связывает подуровни, на которые воздействует бихроматическое оптическое поле ( $W = W_1 \neq 0$ ;  $W_2 = 0$ ), и другая, когда СВЧ поле связывает один из двух подуровней, на которое воздействует оптическое поле с третьим подуровнем, на который оптическое поле не действует ( $W_1 = 0$ ;  $W = W_2 \neq 0$ ). В первом случае выражение для поляризации принимает вид

$$P_{12} = 2V^2(\cos X - 1)[V^2(\cos X + 1) + W^2 + WQ \sin X]/D; \quad (5)$$

$$D = 4V^4 + 4V^2W^2 + W^4, \quad Q = (2V^2 + W^2)^{1/2}; \quad X = Qt.$$

Формула (5) выведена при условии, что фазы оптических и СВЧ полей связаны соотношением  $\varphi_1 - \varphi_2 - \mu_1 = \pi/2$  (фаза  $\mu_2$  – произвольна). При усреднении по времени формула (5) принимает вид

$$P_{12} = -(V^4 + 2V^2W^2)/(4V^4 + 4V^2W^2 + W^4). \quad (6)$$

Результаты расчетов по формуле (5) для  $W/V = 0.4$  приведены на рис.4.

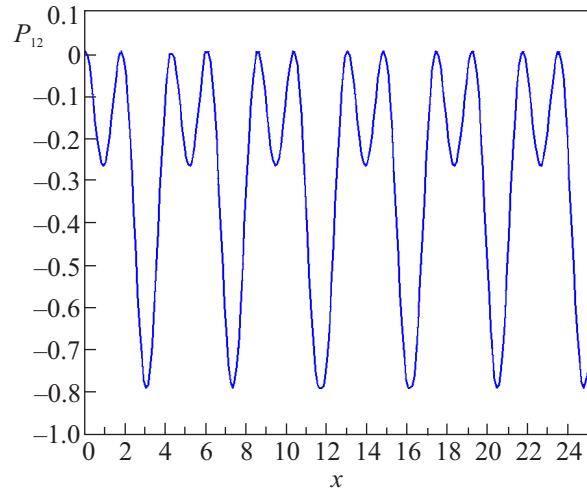


Рис.4. Зависимость поляризации основного состояния атома от продолжительности импульсов бихроматического оптического и монохроматического СВЧ полей при их воздействии на атом по схеме рис.1.  $W/V = 0.4$  ( $W_1 = W$ ;  $W_2 = 0$ ),  $X = Vt$

Во втором случае формула принимает вид

$$P_{12} = \{\cos^2 X_1[2(V^2 - W^2)B_1^{1/2} + V^2W^2] + \cos^2 X_2[2(W^2 - V^2)B_1^{1/2} + V^2W^2] - 2W^2V^2 \cos X_1 \cos X_2 - W^2(V^4 + W^4/2 + W^2B_1^{1/2}) \times \sin^2 X_1/Q_1^2 - W^2(V^4 + W^4/2 - W^2B_1^{1/2}) \sin^2 X_2/Q_2^2 -$$

$$\begin{aligned}
 & -2V^4W^2 \sin X_1 \sin X_2 / Q_1 / Q_2 \} / 4 / B_1; \quad (7) \\
 X_1 = Q_1 t; \quad X_2 = Q_2 t; \quad B_1 = V^4 + W^4 / 4; \\
 Q_1 = (V^2 + W^2 / 2 + B_1^{1/2})^{1/2}; \\
 Q_2 = (V^2 + W^2 / 2 - B_1^{1/2})^{1/2};
 \end{aligned}$$

При выведении формулы (7) не накладывались какие-либо условия на фазы оптических и СВЧ полей. Поляризация, усредненная по времени, в этом случае равна

$$P_{12} = (3V^2W^2 - 2V^4 - W^4) / 8 / B_1. \quad (8)$$

Результаты расчетов по формуле (7) для  $W/V = 0.4$  показаны на рис.5. На рис.6 приведен результат рас-

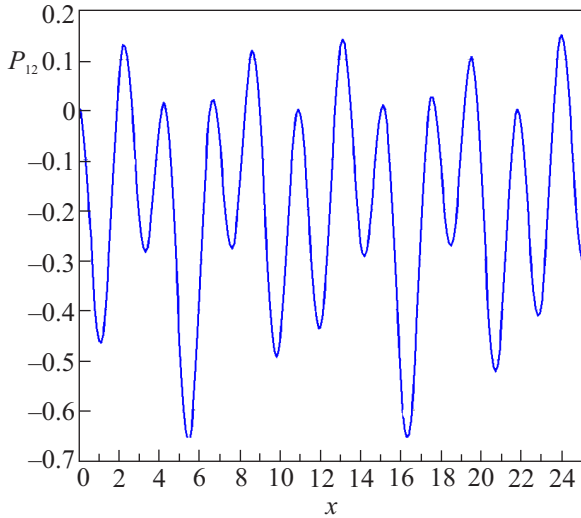


Рис.5. Зависимость поляризации основного состояния атома от продолжительности импульсов бихроматического оптического и монохроматического СВЧ полей при их воздействии на атом по схеме рис.1.  $W/V = 0.4$  ( $W_1 = 0$ ;  $W_2 = W$ ),  $X = Vt$

чета по формуле (7) для случая действия СВЧ поля и относительно слабого оптического поля  $W/V = 20$ . Видно, что влияние даже относительно слабого оптического поля, вносящего когерентность в систему равно заселенных подуровней основного состояния поля, на процесс перезаселения существенен. Но все схемы с монохроматическим полем подвержены действию доплер-эффекта, который будет уменьшать величину поляризации.

Особенностью предлагаемого метода поляризации атома с использованием бихроматических полей является то, что процесс воздействия бихроматических полей является относительно свободным от влияния доплеровского уширения. Действительно, в атоме, движущимся со скоростью  $\mathbf{v}$ , резонанс на частоте каждой из компонент будет иметь место при

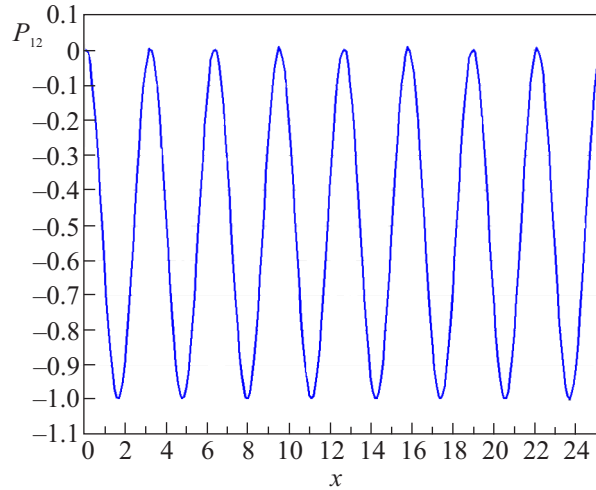


Рис.6. Зависимость поляризации основного состояния атома от продолжительности импульсов бихроматического оптического и монохроматического СВЧ полей при их воздействии на атом по схеме рис.1.  $W/V = 20$  ( $W_1 = 0$ ;  $W_2 = W$ ),  $X = Vt$

$\omega_i + \mathbf{k}_i \mathbf{v}$ . Область наиболее эффективного воздействия двухкомпонентного поля определяется величиной  $(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{v}$ , которая зависит от направления волновых векторов компонент поля и может быть малой. Влияние эффекта Доплера на процесс перезаселения подуровней был подробнее рассмотрен в нашей предыдущей работе [6], но, конечно, он требует еще более тщательного анализа, что предполагается сделать в дальнейшем.

Оценки для требуемых значений напряженностей оптического и СВЧ полей приведены ниже.

## 2. Поляризация возбужденного состояния.

Пусть в атоме имеется система уровней, представленная на рис.7, состоящая из трех неэквидистантных подуровней возбужденного состояния атома (уровни 2, 3 и 4) и основного состояния 1. Положим, что воздействие импульсного бихроматического оптического поля происходит по V-схеме и связывает основной уровень 1 с подуровнями 2 и 3 (прямые стрелки). Предполагается, что в этом случае при  $t = 0$  заселен лишь основной уровень.

Система уравнений, подобная (1), для рассматриваемого случая выглядит так:

$$\begin{aligned}
 da_1/dt &= -iV_1 \exp(i\varphi_1) a_2 - iV_2 \exp(i\varphi_2) a_3, \\
 da_2/dt &= -iV_1 \exp(-i\varphi_1) a_1 - iW_1 \exp(i\mu_1) a_3, \\
 da_3/dt &= -iW_1 \exp(-i\mu_1) a_2 - \\
 & - iW_2 \exp(i\mu_2) a_4 - iV_2 \exp(-i\varphi_2) a_1, \quad (9) \\
 da_4/dt &= -iW_2 \exp(-i\mu_2) a_3.
 \end{aligned}$$

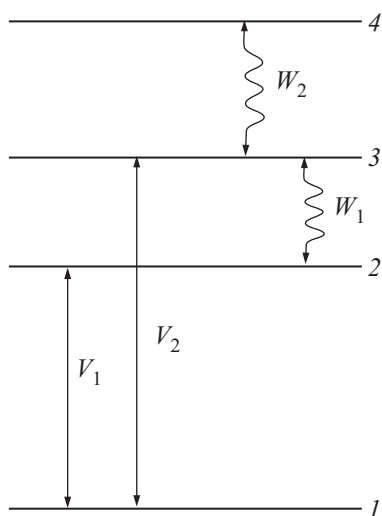


Рис.7. Схема взаимодействия атома с оптическим бихроматическим полем (прямые стрелки) и с бихроматическим СВЧ полем (волнистые стрелки). 2, 3 и 4 – подуровни возбужденного состояния атома, 1 – основное состояние

Смысл обозначений в (9) тот же, что и для (1). Начальные условия имеют вид:  $a_1(0) = 1$ ,  $a_2(0) = a_3(0) = a_4(0) = 0$ . Расчеты показывают, что временная зависимость населенностей подуровней возбужденного состояния и его поляризация, характеризуемая разностью населенностей второго и четвертого подуровней  $-P_{24} = -P_{12}$ , – для случая схемы с основным состоянием.

Создание поляризации атома как в случае поляризации возбужденного состояния, так и в случае поляризации основного состояния должно происходить быстрее, чем время спонтанных переходов в атоме. Это накладывает определенные требования на величину полей. Основным критерий, определяющий требуемую величину напряженностей оптического и СВЧ полей, следует из условия равенства по порядку величины периода раби-осцилляций времени спонтанного оптического перехода из возбужденного состояния атома ( $\tau \sim 10^{-8}$  с):  $\mu H_{\text{СВЧ}} \tau \sim \hbar$ . Здесь  $\mu$  – дипольный момент сверхтонкого уровня:  $\mu \sim \mu_B$ , где  $\mu_B$  – электронный магнетон Бора;  $H_{\text{СВЧ}}$  – напряженность СВЧ поля. Отсюда следует, что  $H_{\text{СВЧ}}$  порядка 10 Гс. Что касается напряженности оптических полей, то она составляет величину порядка 0.1 Гс при величине дипольного момента оптического перехода в один дебай.

**3. Поляризация системы равно заселенных сверхтонких подуровней основного состояния. Физическая основа метода.** Остановимся на физической основе предлагаемого метода. Если в кван-

товой системе все уровни равно заселены, то резонансное поле может ее поляризовать только если эта система находится в когерентном квантовом состоянии. Поэтому резонансное СВЧ поле не может поляризовать систему равно заселенных сверхтонких подуровней. Возникает задача создать ситуацию, при которой в системе уровней появляется когерентность. В рассмотренных выше схемах оптическое бихроматическое поле создает когерентные условия для воздействия СВЧ поля. Поскольку верхний возбужденный уровень атома пуст, то воздействие бихроматического оптического поля, связывающего этот уровень с основным уровнем атома, приводит к ситуации, когда либо два подуровня основного состояния атома, либо два подуровня возбужденного, предварительно расщепленного уровня, оказываются в когерентном состоянии и поэтому воздействие на них СВЧ поля происходит в условиях наведенной когерентности, что приводит либо к неравномерному заселению первоначально равно заселенной квантовой системы подуровней основного состояния (см. рис.1), либо к неравному заселению подуровней возбужденного состояния (см. рис.7).

Конечно, на величину поляризации в рассмотренных схемах сильно влияет присутствие в них пустого оптического уровня. Но не это является определяющим фактором. Главным фактором является то, что бихроматическое оптическое поле вносит когерентность в систему сверхтонких подуровней. Для того чтобы подчеркнуть роль когерентности в предложенных схемах, рассмотрим схему, аналогичную схеме на рис.1, но в которой четвертый уровень является тоже сверхтонким подуровнем основного состояния, также равно заселенным, как и остальные три подуровня. Для примера рассмотрим схему воздействия на эту систему одного бихроматического СВЧ поля и одного монохроматического СВЧ поля, связывающего подуровни 3 и 2, не связываемые первым полем (см. рис.1, в котором будем считать, что  $V_i$  обозначают компоненты не оптического поля, а бихроматического СВЧ поля,  $W_1 = 0$ ,  $W_2 = W$ ). Выражение для разности населенностей подуровней 1 и 2, характеризующая поляризацию атома, аналогичное формуле (7), будет иметь вид

$$\begin{aligned}
 P_{12} = & \{2(V^2 - W^2)B^{1/2}(\cos^2 X_1 - \cos^2 X_2) + \\
 & + (V^{10} + 2V^8 Y_1 + V^4(V^2 - W^2)Y_1^2 - W^4 Y_1^3) \times \\
 & \times \sin^2 X_1 / Q_1^2 / Y_1^2 + (V^{10} + 2V^8 Y_2 + \\
 & + V^4(V^2 - W^2)Y_2^2 - W^4 Y_2^3) \sin^2 X_2 / Q_2^2 / Y_2^2\} / 4/B; \\
 & (10) \\
 B = & W^4 / 4 + V^4, \quad Y_1 = W^2 / 2 + B^{1/2}, \quad Y_2 = W^2 / 2 - B^{1/2},
 \end{aligned}$$

$$Q_1 = (W^2/2 + V^2 + B^{1/2})^{1/2},$$

$$Q_2 = (W^2/2 + V^2 - B^{1/2})^{1/2}, \quad X_1 = Q_1 t, \quad X_2 = Q_2 t.$$

Предполагается, что время действия СВЧ полей меньше времени поперечной релаксации. Расчет по формуле (10) показал, что при  $W/V = 50$  поляризация может достигать 20%, но необходимо более полное исследование с целью определения оптимальных значений входящих параметров. Таким образом, предлагаемым методом можно хотя бы частично поляризовать систему равно заселенных сверхтонких подуровней основного состояния и без использования оптических полей. Система должна иметь не менее четырех подуровней. Требования на величину напряженности СВЧ полей будут в этом случае меньше, так как при этом отсутствует условие, чтобы периоды раби-осцилляций были меньше времени оптических переходов в атоме.

**4. Заключение.** В рассмотренных схемах поляризация атома осуществляется при одновременном воздействии оптического и СВЧ полей. В работе [6] 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 состоянии. Метод, предлагаемый в данной работе, может оказаться еще более быстрым, так как в нем не используются спонтанные переходы.

Для того чтобы подчеркнуть реалистичность предлагаемого метода, приведем ссылку на работу [7], где экспериментально реализована, но с другими целями, одна из рассмотренных нами схем поляризации возбужденного состояния атома с использованием монохроматического rf-поля. Отметим, что в [7] используются сфазированные между собой оптические и радиочастотные поля.

Анализ полученных выражений производится для равных значений населенностей, что предполагает, что сверхтонкое расщепление в основном состоянии меньше  $kT$ . Это означает, что метод может быть применим для температур, для которых заселенность подуровней можно считать одинаковой.

Предлагаемый метод может быть быстрее метода оптической накачки. Так, известно, что в методе оптической накачки Каствлера время создания поляризации в  $10^4$  раз превышает время спонтанного распада возбужденного уровня [8], так как для достижения достаточно глубокой поляризации требуется многократное повторение процесса возбуждения и последующего распада возбужденного состояния атома.

Еще раз подчеркнем, что рассматриваемый метод поляризации не требует сверхнизких температур, так как производится поляризация одинаково заселенных подуровней основного состояния. Это особенно важно, поскольку производимая этим методом поляризация с довольно сильным очищением отдельных подуровней может быть использована для создания квантовых компьютеров. Действительно, при тесном сосуществовании атомов с заселенными и очищенными уровнями они в случае большого времени релаксации сверхтонких уровней могут быть использованы в качестве элементов квантовых компьютеров – кубитов или тритов.

Изложение предлагаемого метода проведено для элементов, имеющих в основном состоянии сверхтонкое расщепление с суммарным моментом, равным или большем единицы. Кроме того, в этих элементах должны иметь место быстрые оптические переходы с возбужденных электронных уровней. Этот метод может быть применен к широкому ряду изотопов, в том числе относящихся к редким землям, например, Pr, Eu, Nd и др., используемым в качестве примесей в диэлектрических кристаллах. Примесные ионы имеют внутренние электронные уровни, экранированные от окружающих матриц. Поэтому эти уровни могут иметь малое неоднородное уширение, и есть возможность применить предлагаемый метод для поляризации их электронных оболочек и ядер. Для применения рассматриваемого метода важно, чтобы кристаллы-матрицы были оптически прозрачными кристаллами, такими как  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{MgS}$ ,  $\text{CaS}$ ,  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ,  $\text{KMgF}_3$  и др. Об этих соединениях и редкоземельных примесях в них в последнее время появилось довольно много информации [9, 10]. С точки зрения характеристик этих соединений по отношению к действию микроволновых полей, то наличия у них каких-либо специальных свойств не требуется.

Поляризация сверхтонких уровней может быть использована для создания тока поляризованных электронов. Представляется, что для этого может быть использован процесс ионизации атомов. Так, с помощью фотоионизации, например, примесных центров в полупроводниках поляризованные элек-

троны могут быть перенесены в зону проводимости. При этом вариант поляризации возбужденного состояния может оказаться предпочтительнее, так как в этом случае для фотоионизации потребуются поля с меньшими частотами. В качестве примера можно отметить схему с использованием атомов фосфора, внедренных в кремниевую матрицу [11]. Атомы фосфора можно использовать как для создания поляризованного тока, так и в качестве элементов квантовых компьютеров. Процедура поляризации, изложенная в [11], использует метод оптической накачки. Мы предлагаем более быстрый метод поляризации.

Метод применим и в газовой среде, где особенно будет важно отсутствие влияния на процесс поляризации доплер-эффекта. Детальный анализ случая газовой среды автор предполагает выполнить в дальнейшем.

Автор выражает глубокую признательность профессору Д.Ф.Зарецкому за многочисленные дискуссии и обсуждения результатов работы.

1. A. Kastler, Proc. Phys. Soc. A **67**, 853 (1954); Journ. Opt. Soc. Amer. **47**, 460 (1957).
2. М. О. Скалли, М. С. Зубайри, *Квантовая оптика*, М.: Физматлит, 2003, с. 180–200.
3. Olga Kocharovskaya and Paul Mandel, Phys. Rev. A **42**, 523 (1990).
4. М. О. Scully, M. S. Zubairy, Phys. Rev. A **35**, 752 (1987).
5. 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).
6. Д. Ф. Зарецкий, С. Б. Сазонов, Письма ЖЭТФ **86**, 89 (2007).
7. K. Yamamoto, K. Ichimura, and N. Gemma, Phys. Rev. A **58**, 2460 (1998).
8. Ф. Бертен, *Основы квантовой электроники*, М.: Мир, 1971, с. 360 (F. Berstein, *Bases de l'electronique quantique*, tome **2**, Editions Eyrolles, Paris, 1969).
9. E. Fraval, M. J. Sellars, and J. J. Longdell, PRL **92**, 077601 (2004).
10. E. Fraval, M. J. Sellars, and J. J. Longdell, PRL **95**, 030506 (2005).
11. A. Yang, M. Steger, D. Karaiskaj et al., PRL **97**, 227401 (2006).