

# ПОВОРОТ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРОБНОГО ПОЛЯ СРЕДОЙ «АТОМ ГЕЛИЯ В ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ»

Е. В. Грызлова<sup>1</sup>, А. Н. Грум-Гржимайло<sup>1</sup>, А. И. Магунов<sup>2</sup>, С.И. Страхова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ;

<sup>2</sup> Институт общей физики Российской академии наук

E-mail: [gryzlova@gmail.com](mailto:gryzlova@gmail.com)

The ensemble of helium atoms in two electromagnetic fields has been investigated. The laser field coupling results in interference between two helium autoionizing states (AIS). The probe field scans the region of AIS and leads to photoionization. Polarization of the probe field changes when passing the atomic ensemble. Rotating wave approximation was used to obtain the density matrix equation describing the process. Nonlinear susceptibility of the atomic ensemble at the probe field frequency was found. Nonlinear effects such as polarization plane rotation and acquired ellipticity are calculated. Analysis of the nonlinear effects is given and possibility of laser control on the polarization plane rotation is discussed.

## Введение

Лазерное поле, взаимодействуя с атомами, перестраивает их спектр, создавая новую систему «атом + лазерное поле». Начало исследованиям подобных систем положили работы [1, 2] по повороту плоскости поляризации пробного поля лазерно индуцированным резонансом (ЛИР).

Вследствие взаимодействия атомов с эллиптически поляризованным лазерным полем образуется среда, обладающая круговым магнитным дихроизмом. Проходя нелинейную среду, линейно поляризованное пробное поле (рис. 1а) приобретает эллиптичность, а направление большой оси эллипса поляризации перестает совпадать с направлением вектора линейной поляризации до входа в среду (рис. 1б), т. е. наблюдается явление поворота плоскости поляризации поля [3, 4].

1б)

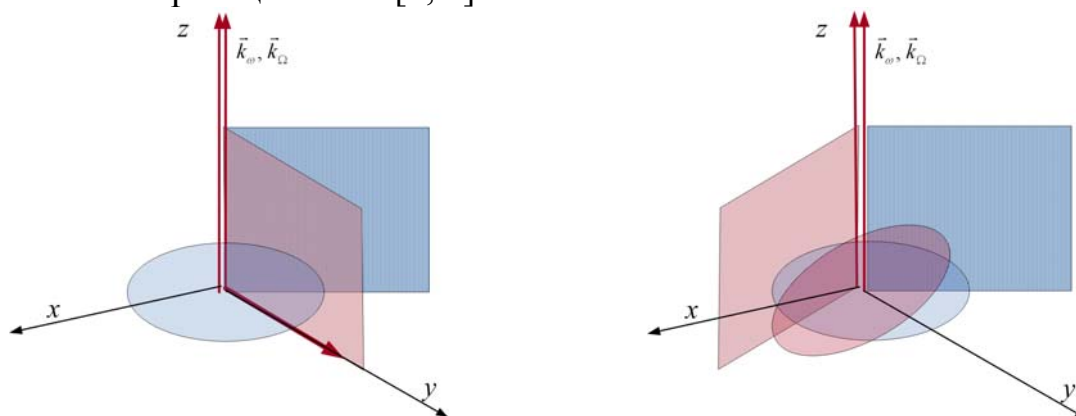


Рис. 1. Эффект вращения плоскости поляризации. Поляризация схема полей: а) в вакууме, б) после прохождения в среде пути  $L$ .

В системе «атом + лазерное поле» может наблюдаться управляемая интерференция резонансов, если лазерное поле резонансно по отношению к некоторому переходу между автоионизационными состояниями (АИС) [5 - 8] или между дискретным состоянием и АИС [9, 10]. Управляемую

интерференцию между ЛИР можно наблюдать, если использовать несколько лазерных полей [10, 11]. Нелинейная восприимчивость газовых сред при наличии смешивания состояний лазерным полем, исследовалась теоретически и экспериментально [12 - 17].

В данной работе рассмотрена двухуровневая система в атоме гелия из почти резонансно связанных лазерным полем АИС  $2s2p^1P$  и  $2p^2^1S$ . Первое АИС вырождено по проекции орбитального момента  $m$  на некоторую ось квантования  $z$ . На рисунке 2 изображены связи, индуцированные лазерным полем частоты  $\omega$  между состояниями с разными значениями  $m$ , когда ось квантования выбрана вдоль направления распространения лазерного поля. Эллиптичность лазерного поля  $\varepsilon_\omega$ .

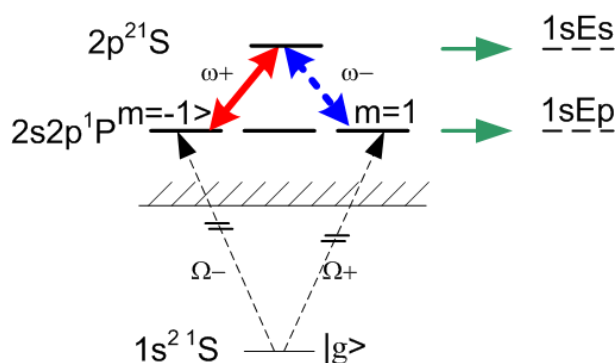


Рис. 2. Сплошная стрелка обозначает связи, индуцированные право поляризованной компонентой лазерного поля, пунктирная – лево поляризованной. Серые стрелки обозначают автоионизацию.

Область АИС  $2s2p^1P$  сканируется пробным полем частоты  $\Omega$ , интенсивность которого достаточно мала, чтобы не менять спектр системы «атом + лазерное поле». Ориентация поляризаций и волновых векторов полей выбрана в соответствии с рис. 1а: пробное поле распространяется параллельно лазерному, и до входа в среду линейно поляризовано вдоль оси  $y$ . Наша цель - определить приобретаемую пробным полем эллиптичность  $\varepsilon_\Omega$  и направление большей оси эллипса (рис. 1б).

### ***Поляризационные параметры поля и эффект поворота плоскости поляризации***

Вектор напряженности полностью поляризованного электромагнитного поля может быть разложен по циркулярным ортам ( $\hat{e}_\pm = (\mp\hat{e}_x - i\hat{e}_y)/\sqrt{2}$ ):

$$\vec{E}_\Omega = E_\Omega \{ \cos(\theta - \pi/4) \exp(i\varphi) \hat{e}_+ + \cos(\theta + \pi/4) \exp(-i\varphi) \hat{e}_- \}. \quad (1)$$

Параметр  $\theta$  определяет эллиптичность поля (отношение малой и большой оси эллипса поляризации,  $\varepsilon_\Omega = \tan\theta$ ). Параметр  $\varphi$  определяет ориентацию большой оси эллипса в плоскости  $xu$ , причем при прохождении параметром  $\theta$  значения  $|\theta|=\pi/4$  большая и малая оси меняются местами.

Рассмотрим среду, обладающую круговым дихроизмом, т. е. разным показателем преломления (и/или поглощения) для право и лево

поляризованных компонент электромагнитного поля. Пока мы не делаем предположений относительно природы дихроизма. Пусть плоскость  $xu$  представляет из себя границу раздела среды и вакуума, на которую из вакуума нормально падает плоская электромагнитная волна с частотой  $\Omega$ . Будем считать, что пока поле распространялось в вакууме, оно было линейно поляризовано вдоль оси  $x$ , т. е.  $\theta=0$ ,  $\varphi=0$ :

$$\vec{E}_\Omega = \frac{E_\Omega}{\sqrt{2}}(-\hat{e}_+ + \hat{e}_-) \exp(i\Omega t - ikz). \quad (2)$$

Пройдя в среде некоторый путь  $L$  (т. е. в точке с координатой  $z=L$ ), вектор напряженности электромагнитного поля имеет вид:

$$\begin{aligned} \vec{E}'_\Omega &= \frac{E_\Omega}{\sqrt{2}} \{-\hat{e}_+ \exp(i\Omega t - ik_+L) + \hat{e}_- \exp(i\Omega t - ik_-L)\} = \\ &= \frac{E_\Omega}{\sqrt{2}} \exp(i\Omega t - i(k^{(+)} + k^{(-)})L/2) \{-\hat{e}_+ \exp(i\Delta kL) + \hat{e}_- \exp(-i\Delta kL)\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где разность волновых векторов правой и левой компоненты поля в среде определяется соответствующими коэффициентами преломления:

$$\Delta k = k^{(-)} - k^{(+)} = \frac{\Omega}{c}(n^{(-)} - n^{(+)}). \quad (4)$$

Из выражения (3) видно, что изначально линейно поляризованное пробное поле приобрело эллиптичность:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\exp(L \operatorname{Im} \Delta k) - 1}{\exp(L \operatorname{Im} \Delta k) + 1}, \quad (5a)$$

и при этом большая ось эллипса повернулась на угол:

$$\varphi = \frac{\operatorname{Re} \Delta k}{2} L, \quad (5b)$$

Связь коэффициента преломления и Фурье-образа нелинейной восприимчивости среды на определенной частоте известна:  $n_\Omega^2 = 1 + 4\pi N \chi_\Omega$ , где  $N$  – концентрация атомов. Используя предположение о слабой нелинейности ( $N \chi_\Omega \ll 1$ ), которое хорошо выполняется для газовых сред даже в условиях резонансного роста восприимчивости [18], представим (5a, 5b) в виде:

$$\varepsilon_\Omega = \operatorname{tg} \theta = \frac{\pi \Omega L}{c} N \operatorname{Im}(\chi^{(-)} - \chi^{(+)}), \quad (6a)$$

$$\varphi = \frac{\pi \Omega L}{c} N \operatorname{Re}(\chi^{(-)} - \chi^{(+)}). \quad (6b)$$

## Формализм

Обозначим основное состояние атома гелия  $|g\rangle$ , а автоионизационные состояния будем характеризовать орбитальным квантовым числом  $l$  и его проекцией на ось квантования (магнитным квантовым числом)  $m$ :  $|lm\rangle$ . Состояние континуума с определенными значениями  $lm$  будем обозначать  $|Clm\rangle$ , а матричные элементы операторов  $\langle i|\hat{A}|i'\rangle = A_{i,i'}$ .

Гамильтониан рассматриваемой системы (рис. 2) складывается из гамильтониана свободного атома  $\hat{H}_a$  и гамильтониана взаимодействия атома с

классическим электромагнитным излучением  $\hat{H}_{\text{int}}$ . Гамильтониан свободного атома включает в себя межэлектронное взаимодействие  $\hat{W}$ , которое вызывает автоионизацию:

$$\hat{H}_a = \sum_i E_i |i\rangle\langle i| + \sum_i W_{i,C_i} |i\rangle\langle C_i| + \text{э.с.} . \quad (7a)$$

Гамильтониан взаимодействия атома с электромагнитным излучением  $\hat{H}_{\text{int}}$ , определяется двумя полями: сильным лазерным частоты  $\omega$  и интенсивности  $I$  и пробным полем частоты  $\Omega$ :

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{int}} = & -\frac{1}{2} \sum_{m=\pm 1} \{ e^{-i\Omega t} V_{1m,g}^{(\Omega)} |1m\rangle\langle g| + e^{-i\omega t} V_{1m,0}^{(\omega)} |1m\rangle\langle 0| + \\ & + e^{-i\Omega t} V_{C1m,g}^{(\Omega)} |C1m\rangle\langle g| + e^{-i\omega t} V_{C1m,g}^{(\omega)} |C1m\rangle\langle 0| + \text{э.с.} \} . \end{aligned} \quad (7b)$$

В соответствии с приближением вращающейся волны [19], в выражении (7б) опущены члены, которые приводят к быстро осциллирующим слагаемым.

Система уравнений для элементов матрицы плотности  $\rho_{i,j}$  определяется уравнением Лиувилля [20]. После исключения континуума в соответствии с процедурой, описанной в [10], эти уравнения имеют громоздкий вид. В данной работе мы полагаем пробное поле достаточно слабым, и поэтому уравнения для элементов матрицы плотности решаются в первом порядке теории возмущений по пробному полю. Малость пробного поля - это не просто приближение, упрощающее решение задачи, но и условие, при котором мы можем исследовать пробным полем спектр системы «атом + лазерное поле», не меняя его.

Если все атомы первоначально находились в основном состоянии, то отличны от нуля только следующие элементы:  $\rho_{g,g}$ ,  $\rho_{g,1m}$ ,  $\rho_{g,0}$ . В первом порядке теории возмущений по пробному полю уравнения для элементов матрицы плотности имеют вид:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{g,0} &= iE'_0 \rho_{g,0} - \frac{i}{2} V_{1m,0}^{(\omega)} \rho_{g,1m} ; \\ \dot{\rho}_{g,1m} &= iE'_1 \rho_{g,1m} - \frac{i}{2} V_{0,1m}^{(\omega)} \rho_{g,0} - i \sqrt{\frac{\pi\Gamma_1}{8}} (q+i) V_{g,Ec1m}^{(\Omega)} . \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $E'_0 = E_0 - \Omega - \omega + i\Gamma_0/2$ ,  $E'_1 = E_1 - \Omega + i\Gamma_1/2$ . Введем понятие расстройки лазерного поля:  $\delta = E_0 - E_1 - \omega$ . Межэлектронное взаимодействие не зависит от магнитного квантового числа  $m$ , поэтому автоионизационные ширины одинаковы для всех  $^1\text{P}_M$  подуровней:  $\Gamma_i = 2\pi |W_{i,C_i}|^2$ . Параметр  $q$  – параметр Фано - определяет отношение матричного элемента прямого перехода в АИС к переходу через континуум [21]:

$$q = \frac{V_{g,1m}^{(\Omega)} + \int V_{g,Ec1m}^{(\Omega)} W_{Ec1m,1m} dE}{\pi V_{g,Ec1m}^{(\Omega)} W_{Ec1m,1m}} . \quad (9)$$

В отличие от (9), связь АИС лазерным полем  $V_{0,1m}^{(\omega)}$ , содержит только дипольный матричный элемент. Связью АИС через континуум в  $V_{0,1m}^{(\omega)}$  можно

пренебречь, поскольку рассматриваемые состояния расположены ниже второго порога ионизации, и связь через континуум определяется интегралом перекрывания орбиталей с разными главными квантовыми числами.

Только элементы матрицы плотности  $\rho_{g,lm}$  создают нелинейную восприимчивость на частоте, близкой к частоте пробного поля  $\Omega$ , поскольку только эти элементы осциллируют с соответствующей частотой. Решение уравнений (8) при право (лево) поляризованном пробном поле имеет вид:

$$\begin{aligned} \Omega^{(+)}: \begin{cases} \rho_{g,11} \\ \rho_{g,1-1} \end{cases} &= \frac{-\sqrt{\pi\Gamma_1}/8(q+i)V_{g,E_C11}}{(E'_0 E'_1 - (|V_{0,11}|^2 + |V_{0,1-1}|^2)/4)E'_1} \begin{cases} E'_0 E'_1 - |V_{0,1-1}|^2/4 \\ V_{11,0}V_{0,1-1}/4 \end{cases}, \\ \Omega^{(-)}: \begin{cases} \rho_{g,11} \\ \rho_{g,1-1} \end{cases} &= \frac{-\sqrt{\pi\Gamma_1}/8(q+i)V_{g,E_C1-1}}{(E'_0 E'_1 - (|V_{0,11}|^2 + |V_{0,1-1}|^2)/4)E'_1} \begin{cases} V_{1-1,0}V_{0,11}/4 \\ E'_0 E'_1 - |V_{0,11}|^2/4 \end{cases}. \end{aligned} \quad (10)$$

Восприимчивость среды на частоте пробного поля  $\Omega$  равна отношению среднего дипольного момента, индуцированного на частоте  $\Omega$ , к напряженности поля ( $\chi_\Omega = \langle D \rangle_\Omega / E_\Omega$ ). Восприимчивости для правой и левой компоненты пробного поля:

$$\chi^{(\pm)} = \frac{\rho_{g,1\pm 1}d_{1\pm 1,g}}{E_\Omega} = \frac{\pi\Gamma_1/8(q+i)^2|d_{g,C1\pm 1}|^2(E'_0 E'_1 - |V_{0,1\mp 1}|^2/4)}{E'_1(E'_0 E'_1 - (|V_{0,11}|^2 + |V_{0,1-1}|^2)/4)}, \quad (11)$$

где дипольный матричный элемент на частоте пробного поля:

$$d_{g,1m} = \sqrt{\frac{\pi\Gamma_1}{2}}d_{g,C1m}(q-i). \quad (12)$$

Если лазерное поле право поляризовано, то выражения (11) для нелинейной восприимчивости переходят в следующие:

$$\chi^{(-)} = \frac{\pi\Gamma_1(q+i)^2|d_{g,C1-1}|^2}{8E'_1}. \quad (13a)$$

$$\chi^{(+)} = \frac{\pi\Gamma_1(q+i)^2|d_{g,C11}|^2 E'_0}{8(E'_0 E'_1 - |V_{0,11}|^2/4)}. \quad (13b)$$

Выражение (13a) определяет нелинейную восприимчивость в окрестности одиночного автоионизационного состояния [1, 2]. Выражение (13b) совпадает с приведенным в [22] для резонансно связанных лазерным полем дискретных состояний при замене  $\frac{\pi\Gamma_1}{2}(q+i)^2|d_{g,C11}|^2 \rightarrow |d_{g,11}|^2$ .

Мы рассмотрели только первый порядок теории возмущений по пробному полю, и восприимчивости  $\chi^{(\pm)}$  оказались не зависящими от его напряженности. Формально, это соответствует определению линейной восприимчивости. Тем не менее, восприимчивости  $\chi^{(\pm)}$  нелинейны по  $I$ , что является следствием нелинейных многофотонных процессов по лазерному полю. Поэтому восприимчивости, определяемые (12), называют нелинейными.

Используя теорему Вигнера-Экарта и представление (1) для лазерного поля, преобразуем (12) к виду:

$$\chi^{(-)} - \chi^{(+)} = \frac{\pi \Gamma_1 (q+i)^2 |d_{g,C1\pm 1}|^2 |\langle 0 | \hat{d} | 1 \rangle|^2 I}{8E'_1 (E'_0 E'_1 - |\langle 0 | \hat{d} | 1 \rangle|^2 I)} \varepsilon_\omega = \sigma_0 \frac{\Gamma_1 (q+i)^2 |\langle 0 | \hat{d} | 1 \rangle|^2 I}{8E'_1 (E'_0 E'_1 - |\langle 0 | \hat{d} | 1 \rangle|^2 I)} \varepsilon_\omega. \quad (14)$$

Все зависимости угла поворота и приобретаемой эллиптичности пробного поля от квантовых характеристик атома заключены в (14).

Знаменатель (14) является полиномом третьей степени относительно частоты пробного поля, следовательно, в сечении должны наблюдаться три резонансных структуры. Один из резонансов расположен при энергии  $\Omega = E_0 - \omega$ , т. е. совпадает с положением ЛИР, индуцированным на верхнем АИС лазерным полем. Положения двух других резонансов зависят от интенсивности лазерного поля.

Сказанное выше является следствием более общего утверждения: для двухуровневых систем при определенных условиях существуют унитарные преобразования базисных волновых функций, отделяющее один или несколько уровней [23 - 27]. Например, рассматриваемая  $\lambda$ -система сводится к паре связанных полем состояний и одиночному несвязанному, в результате следующего преобразования базиса  ${}^1P$  состояний:

$$\begin{pmatrix} {}^1P_1 \\ {}^1P_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{1-\varepsilon_\omega} & -\sqrt{1+\varepsilon_\omega} \\ \sqrt{1+\varepsilon_\omega} & \sqrt{1-\varepsilon_\omega} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1-1 \\ 11 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Существование преобразования (15) определяет наличие в знаменателе (14) множителя  $E'_1$ . Этот множитель соответствует структуре в нелинейной восприимчивости, не модифицируемой лазерным полем.

Из (14) видно, что положения резонансов не зависят от эллиптичности лазерного поля  $\varepsilon_\omega$ . Последнее утверждение является справедливым только для V- или  $\lambda$ -подобных систем, где присутствует состояние с нулевым моментом. Также следствием симметрии системы является линейная зависимость (14) от эллиптичности лазерного поля. Очевидно, что максимальная эллиптичность и поворот поляризации пробного поля достигается при циркулярной поляризации лазерного поля  $|\varepsilon_\omega| = 1$ .

### Обсуждение результатов расчетов

Для расчетов использовались следующие параметры автоионизационных состояний невозмущенного атома:  $E_0 = E_S = 2.28 \text{ a.e.}$ ,  $E_1 = E_P = 2.20 \text{ a.e.}$ ,  $\Gamma_0 = \Gamma_S = 2.20 \cdot 10^{-4} \text{ a.e.}$ ,  $\Gamma_1 = \Gamma_P = 1.27 \cdot 10^{-3} \text{ a.e.}$ ,  $q = -4.7$ ,  $\sigma_0 = \pi |\langle g | d | 1sEpM \rangle|^2 = 0.25 \text{ a.e.}$  [8, 28].

На рисунке 3 приведены результаты расчетов действительной части, определяющей поворот плоскости поляризации, и мнимой части, определяющей приобретаемую эллиптичность, разности нелинейных восприимчивостей для право и лево поляризованной компоненты пробного поля.

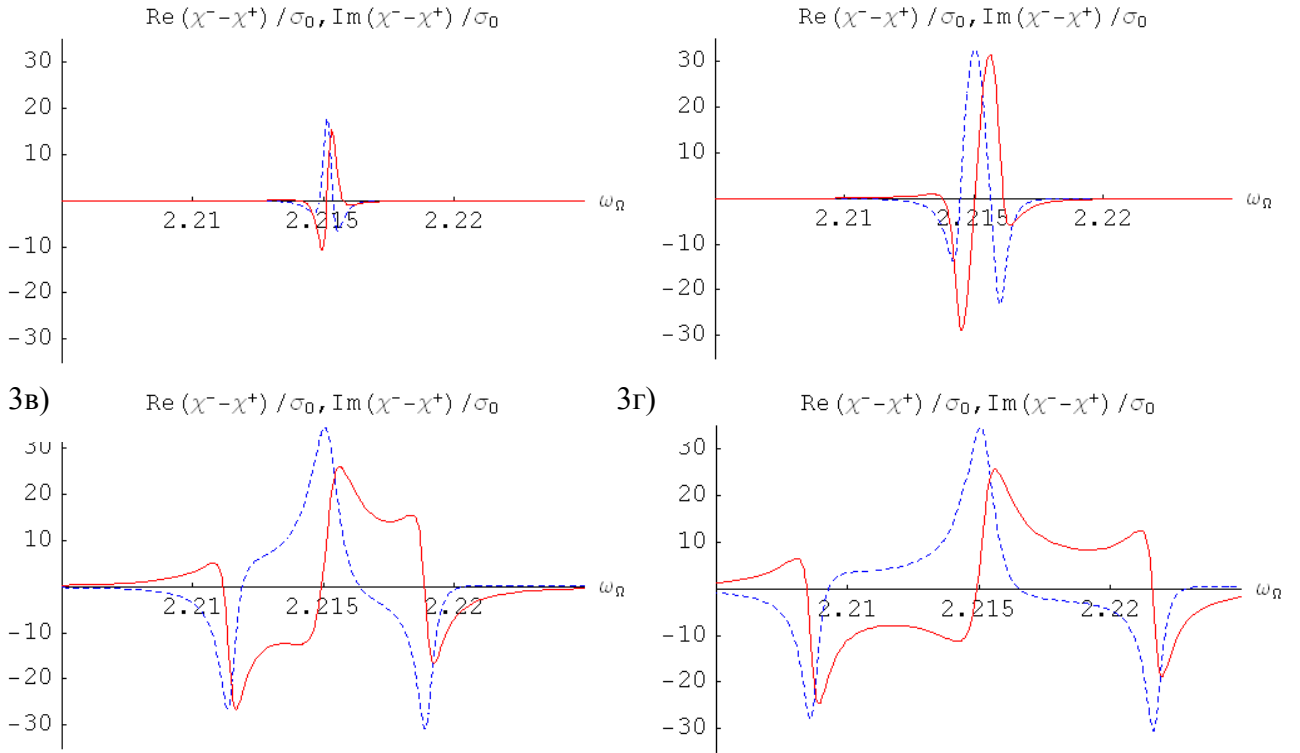


Рис. 3. Зависимость  $\text{Re}(\chi^{(-)} - \chi^{(+)})/\sigma_0$  (сплошная линия) и  $\text{Im}(\chi^{(-)} - \chi^{(+)})/\sigma_0$  (пунктирная линия) в области частот около  $2s2p$   $^1P$  АИС при расстройке лазерного поля  $\delta=0$ . а)  $I=10^{10}$  Вт/см $^2$ , б)  $I=10^{11}$  Вт/см $^2$ , в)  $I=2 \cdot 10^{12}$  Вт/см $^2$ , г)  $I=6 \cdot 10^{12}$  Вт/см $^2$ .

При  $I=0$ , т. е. в отсутствие лазерного поля, никакой дополнительной структуры (кроме АИС) в сканируемой области не наблюдается, и поляризационные характеристики пробного поля не меняются в среде.

Нули знаменателя (14), соответствующие структурам в нелинейной восприимчивости, определяются как:

$$\Omega_{res\pm} = \frac{1}{2} \left( 2E_1 + \delta + \frac{i}{2}(\Gamma_1 + \Gamma_0) \pm \sqrt{\left( \delta + \frac{i}{2}(\Gamma_0 - \Gamma_1) \right)^2 + 4|\langle 0|\hat{d}|1\rangle|^2 I} \right). \quad (16)$$

При малой интенсивности лазерного поля:

$$\text{Lim}(\Omega_{res\pm})_{I \rightarrow 0} = \begin{cases} E_0 - \omega + \frac{i}{2}\Gamma_0 \\ E_1 + \frac{i}{2}\Gamma_1 \end{cases}, \quad (17)$$

тогда выражения (13а) и (13б) для восприимчивостей  $\chi^{(+)}$  и  $\chi^{(-)}$  имеют приблизительно одинаковые знаменатели, и разность их линейно растет с ростом интенсивности лазерного поля:

$$(\chi^{(-)} - \chi^{(+)})_{I \rightarrow 0} \rightarrow \sigma_0 \frac{\Gamma_1(q+i)^2 |\langle 0|\hat{d}|1\rangle|^2}{8E_1'} I, \quad (18)$$

сохраняя форму автоионизационной структуры, определяемой 13а (рис. 3а).

При дальнейшем росте интенсивности знаменатели (13а) и (13б) уже нельзя считать равными, и резонансные структуры в нелинейных восприимчивостях начинают разделяться. Начало этого процесса можно видеть

на рис. 3б, где резонансы еще не разделены, но результирующая структура уже начала уширяться.

$$\text{Lim}(\Omega_{\text{res}\pm})_{I \rightarrow \infty} = E_1 + \frac{\delta}{2} + \frac{i}{4}(\Gamma_0 + \Gamma_1) \pm \left| \langle 0 | \hat{d} | 1 \rangle \right| \sqrt{I}. \quad (19)$$

Из (13а) видно, что соответствующая ему резонансная структура сохраняет положение  $\Omega = E_0 - \omega$  при любой интенсивности лазерного поля. Две резонансные структуры, положения которых определяются (19), с ростом интенсивности будут сдвигаться в противоположные стороны симметрично относительно  $E_1 + \delta/2$ . Поскольку мнимая часть  $\Omega_{\text{res}\pm}$  в (19) одинакова, то ширины получившихся структур также одинаковы. При дальнейшем увеличении интенсивности резонансы, не меняя формы, все больше разделяются (рис. 3г). При бесконечно большой интенсивности лазерного поля резонансы разделились бы на три структуры, подобные рис. (3а), но в реальной системе каждый из резонансов будет существовать на подложке остальных двух, что является важным для создания сред с определенными нелинейными характеристиками.

На рис. 4 приведены результаты расчетов нелинейной восприимчивости при разной расстройке лазерного поля  $\delta$ . Интенсивность лазерного поля выбрана так, чтобы резонансные структуры были хорошо разделены (как на 3в). Можно видеть, что поляризационные параметры пробного поля сильно зависят от расстройки и могут управляться ей.

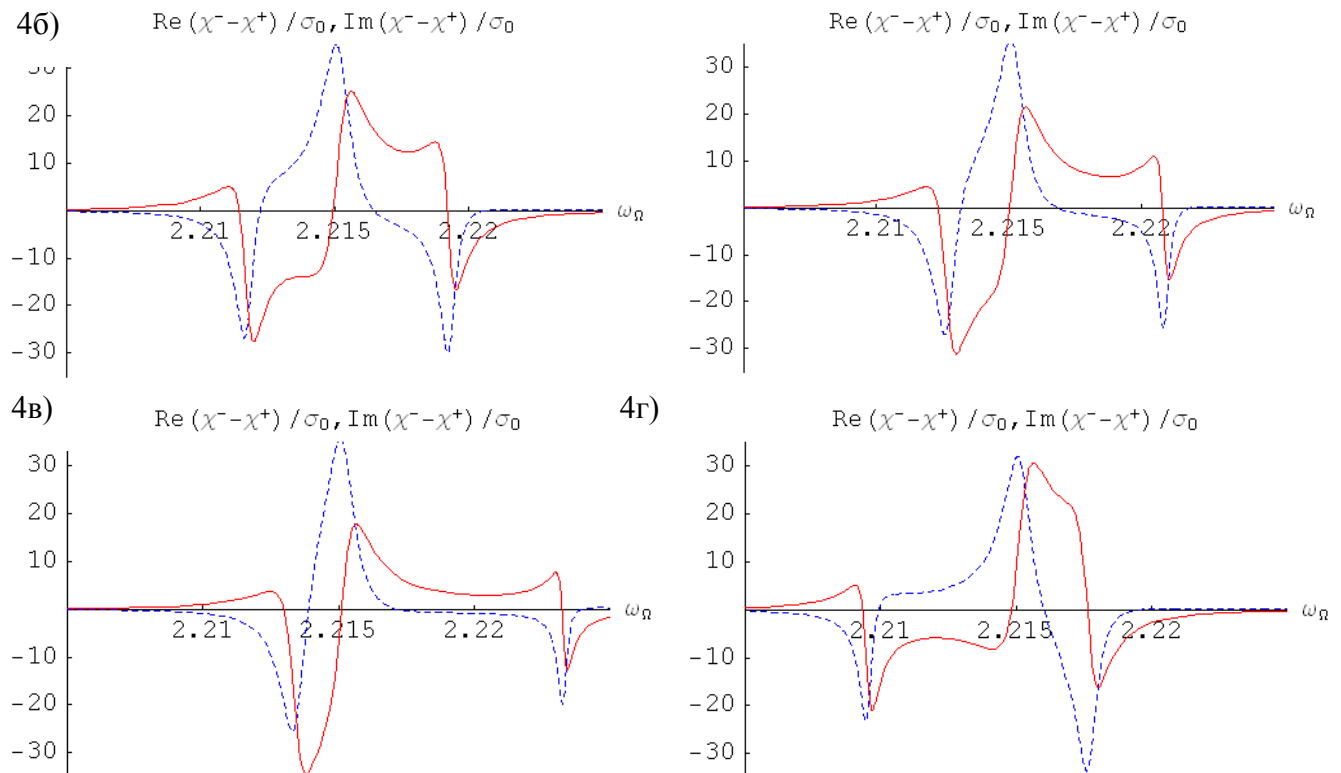


Рис. 4. Зависимость  $\text{Re}(\chi^{(-)} - \chi^{(+)})/\sigma_0$  (сплошная линия) и  $\text{Im}(\chi^{(-)} - \chi^{(+)})/\sigma_0$  (пунктирная линия) в области частот около  $2s2p^1P$  АИС при  $I=2 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. а)  $\delta=1 \cdot \Gamma_1/2$ , б)  $\delta=5 \cdot \Gamma_1/2$ , в)  $\delta=10 \cdot \Gamma_1/2$ , г)  $\delta=-5 \cdot \Gamma_1/2$ .

### Управление параметрами среды



С практической точки зрения системы, подобные рассмотренной выше, интересны в двух аспектах: они обеспечивают возможность создания сред с большой нелинейностью и малым коэффициентом поглощения и возможность управлять поляризацией пробного поля на выходе из среды.

Сильное изменение поляризации пробного поля наблюдается при большой разности мнимых частей нелинейных восприимчивостей  $\text{Im}(\chi^{(-)} - \chi^{(+)})$ . Точное выражение для положений экстремумов мнимой части (14) слишком громоздко, поскольку определяется уравнением третьего порядка. Приведем здесь несколько общих соображений об условиях, при которых достигается максимальная эллиптичность.

Очевидно, что максимальная эллиптичность будет приобретаться пробным полем, если одна из поляризационных компонент не поглощается, а вторая в какой-то мере поглощается, и наоборот, если поглощение одной из компонент достигло максимума, а поглощение другой невелико.

При  $\Omega = E_1 + q\Gamma_1/2$  лево поляризованная компонента пробного поля не поглощается, наблюдается «окно прозрачности». При этом право поляризованная компонента поглощается, и мы можем подобрать расстройку сильного поля так, чтобы поглощение было велико. Пробное поле соответствующей частоты, проходя через среду, сохранит «только» левую компоненту. Слово «только» взято в кавычки, поскольку в данной системе, чтобы осталась одна из компонент, излучение должно пройти в среде такой длинный путь, что наши приближения станут неприменимыми. Тем не менее линейно поляризованное пробное поле приобретет некоторую эллиптичность.

Можно поступить иначе: при  $\Omega = E_1 - \Gamma_1/2q$  поглощение левой компоненты достигает максимума, и можно подобрать расстройку лазерного поля так, чтобы реализовался минимум в поглощении правой компоненты. Кроме того, при большой интенсивности лазерного поля правая компонента пробного поля с частотой  $\Omega = E_1 - \Gamma_1/2q$  поглощается только за счет прямого перехода в континуум, т. к. резонансы сильно раздвинуты (см. 19).

Коэффициент пропорциональности перед разностью нелинейных восприимчивостей  $\chi^{(-)} - \chi^{(+)}$  в (6а, 6б) -  $\pi\Omega L N/c$  - линейно зависит от концентрации атомов гелия  $N$  и частоты пробного поля. Эта линейность сохраняется пока среду можно считать разреженной, а пробное поле - слабым. Если  $N=10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $\Omega=2.21 \text{ а. е.}$ ,  $L=10 \text{ см}$ , то  $\frac{\pi\Omega L}{c} N = \pi \cdot 4.5 \cdot 10^{-6}$ , т. е. приближение слабой нелинейности среды выполняется.

## **Выводы**

В работе дан анализ зависимости поляризационных параметров пробного поля: эллиптичности  $\varepsilon_\Omega$  и угла поворота  $\theta$ , после прохождения в газовой среде пути  $L$ . В качестве среды выбран ансамбль атомов гелия с резонансно связанными АИС.

Эффект вращения плоскости поляризации пробного поля ансамблем атомов с интерференционной структурой в области непрерывного спектра оказался особенно интересен, поскольку оказалось возможным создать газовую среду (ансамбль атомов) с большой нелинейностью и малым коэффициентом поглощения и управлять дихроизмом среды, варьируя интенсивность, частоту, поляризацию лазерного поля.

1. Y.I. Heller et al.// Experiment evidence for a laser-induced autoionizing-like resonance in the continuum, Phys. Lett. **82A** 4 (1981).
2. Y.I. Heller, A.K. Popov// Parametric generation and absorption of tunable vacuum ultraviolet radiation controlled by laser induced autoionizing like resonances in the continuum, Opt. Comm. **18** 449 (1976).
3. P.F. Liao, G.C. Bjorklund// Polarization rotation effects in atomic sodium vapor, Phys. Rev. A **15** 2009 (1977).
4. R. Eramo, S. Cavaliery, L. Fini, M. Matera, L.F. DiMauro// Observation of a laser induced structure in the ionization continuum of sodium atoms using photoelectron energy spectroscopy, J. Phys. B **30** 3789 (1997).
5. P. Lambropoulos, P. Zoller// Autoionizing states in strong laser fields, Phys. Rev. A, **24**, 379 (1981).
6. A.I. Andryushin, M.V. Fedorov, A.E. Kazakov// Resonance interaction of autoionizing atomic states with an intense electromagnetic field, J. Phys. B **15** 2851 (1982).
7. A.I. Magunov, I. Rotter, S.I. Strakhova // Strong field effects in autoionization, J. Phys. B **32** 1489 (1999).
8. H. Bachau, P. Lambropoulos, R. Shakeshaft// Theory of laser induced transitions between autoionizing states of He, Phys. Rev. A **34** 4785 (1986).
9. A.I. Magunov, I. Rotter, S.I. Strakhova// Laser - induced resonance trapping in atoms, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **32**, 1669 (1999).
10. P.L. Knight, M.A. Lauder, B.J. Dalton // Laser-induced continuum structure, Phys. Rep. **190** 1 (1990).
11. A.I. Magunov, I. Rotter, S.I. Strakhova// Laser - induced continuum structures and double poles of S – matrix, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **34**, 29 (2001).
12. Е.В. Грызлова, А.И. Магунов, И. Роттер, С.И. Страхова// Фотоионизация атома гелия с участием связанных циркулярно поляризованным лазерным полем автоионизационных состояний. Квантовая электроника **35** 43 2005.
13. A. Lezama, S. Barreiro, A. Lipsich, A.M. Akulshin// Coherent two - field spectroscopy of degenerate two – level system, Phys. Rev. A **59** 4732 (1999).
14. K.J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris// Observation of electromagnetically induced transparency, Phys. Rev. Lett. **66** 2593 (1991).
15. S. Wielandy, A.L. Gaeta// Coherent control of the polarization of an optical field, Phys. Rev. Lett. **81** 3359 (1998).
16. E. Papalakis, N.J. Kylstra, P.L. Knight// Transparency of a short laser pulse via decay interference in a closed V - type system, Phys. Rev. A **61** 045802 (2000).
17. Y.I. Heller// Interference Enhancement of resonant magneto-optical effects, Optica I Spectroscopya **100** 2, 314 (2006).
18. Н.Б. Делоне, В.П. Крайнов// Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением, М ФИЗМАТЛИТ 2001.
19. L. Allen, J.M. Eberly//Optical resonances and two level atoms, New-York Wiley 1975.
20. В.В. Балашов и др.// Теоретический практикум, М. ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ 1984.
21. U. Fano// Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts, Phys. Rev. **124** 1866 (1961).
22. М.О. Скалли, М.С. Зубайри// Квантовая оптика, М. ФИЗМАТЛИТ 2003.

23. D.R. Morris, B.W. Shore// Reduction of generate two - level excitation to independent two - state systems, *Phys. Rev. A* **27** 906 (1983).
24. В.С. Смирнов, А.М. Тумайкин, В.И. Юдин// Стационарные когерентные состояния атомов при резонансном взаимодействии с эллиптически поляризованным светом. Когерентное пленение заселенностей (Общая теория), *ЖЭТФ* **96** 1613 (1989).
25. G. Nienhuis// Natural basis of magnetic substates for a radiative transition with arbitrary polarization, *Optics Communication* **59** 355 (1986).
26. F.T. Hioe, F.T. Carroll// Coherent population trapping in N - level quantum systems, *Phys. Rev. A* **37** 3000 (1988).
27. E.V. Gryzlova, A.I. Magunov, I. Rotter, S.I. Strakhova// Laser polarization control of autoionization in helium atom. «*Laser Physics*» **15** 11 1568 (2005).
28. E Lindroth// Calculation of double excited states of helium with a finite discrete spectrum, *Phys. Rev. A* **49** 6 4474 (1994).