

# ПОВОРОТ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРОБНОГО ПОЛЯ ЛАЗЕРНО ИНДУЦИРОВАННОЙ СТРУКТУРОЙ В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ АТОМА ГЕЛИЯ

**Е.В.Грызлова, А.Н.Грум-Гржимайло, С.И.Страхова**

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ,  
Ленинские горы, 1, Москва, 119992, Россия  
e-mail: gryzlova@gmail.com

В работе исследован ансамбль атомов гелия с резонансно связанными лазерными полем автоионизационными состояниями (АИС). Область АИС сканируется пробным полем. В результате взаимодействия пробного поля с ансамблем атомов его поляризационные характеристики меняются. Используя приближение вращающейся волны, были решены уравнения для элементов матрицы плотности атома. Получено аналитическое выражение для нелинейной восприимчивости ансамбля атомов гелия на частоте пробного поля. Рассчитаны приобретаемая пробным полем эллиптичность и угол поворота плоскости поляризации.

Рассмотрим среду, обладающую круговым дихроизмом, т. е. разными коэффициентами нелинейной восприимчивости  $\chi^{(+)}$  и  $\chi^{(-)}$  для право и лево поляризованных компонент поля, соответственно. Распространяясь в такой среде, электромагнитное поле меняет свои поляризационные характеристики. Если среда достаточно разреженная, а электромагнитное поле слабое, то даже в условиях резонансного роста восприимчивости выполняется предположение о слабой нелинейности  $N\chi_{\Omega} \ll 1$ , где  $N$  – концентрация атомов [1]. Линейно поляризованное поле с частотой  $\Omega$ , пройдя в такой среде путь  $L$ , приобретает эллиптичность (отношение малой оси эллипса поляризации к большой)

$$\varepsilon_{\Omega} = \frac{\pi\Omega L}{c} N \operatorname{Im}(\chi^{(-)} - \chi^{(+)}), \quad (1a)$$

а направление большой оси эллипса поворачивается на

$$\theta = \frac{\pi\Omega L}{c} N \operatorname{Re}(\chi^{(-)} - \chi^{(+)}), \quad (1b)$$

где  $c$  – скорость света.

Дихроизм в среде может быть создан эллиптически поляризованным лазерным полем. Начало исследованиям подобных систем положили работы [2, 3] по повороту плоскости поляризации пробного поля лазерно индуцированным резонансом (ЛИР) в гладком континууме атома.

В системе «атом + лазерное поле» может наблюдаться управляемая интерференция резонансов, если лазерное поле резонансно по отношению к некоторому переходу между автоионизационными состояниями (АИС) [4 - 9] или между дискретным состоянием и АИС [10, 11]. Нелинейная восприимчивость газовых сред и явление поворота плоскости поляризации при наличии интерференции дискретных или автоионизационных состояний, вызванной лазерным полем, исследовалась теоретически и экспериментально [12 - 18]. Конкретные расчеты и эксперименты проводились для пробного излучения оптического диапазона.

В этой работе рассмотрена двухуровневая система в атоме гелия из связанных лазерным полем с частотой  $\omega$  АИС  $2s2p\ ^1P$  и  $2s3s\ ^1S$  (рис. 1). В результате ко-

герентного смешивания состояний в среде возникает дихроизм на частоте, близкой к частоте перехода из основного состояния в АИС. Область АИС  $2s2p\ ^1P$  сканируется пробным полем с частотой  $\Omega$ , интенсивность которого достаточно мала, чтобы не менять спектр системы «атом + лазерное поле». Волновые векторы пробного и лазерного полей коллинеарны и направлены вдоль оси квантования  $z$ . До входа в среду пробное поле линейно поляризовано вдоль оси  $y$ . Наша цель - определить приобретаемую пробным полем эллиптичность  $\varepsilon_\Omega$  и ориентацию большой оси эллипса поляризации.

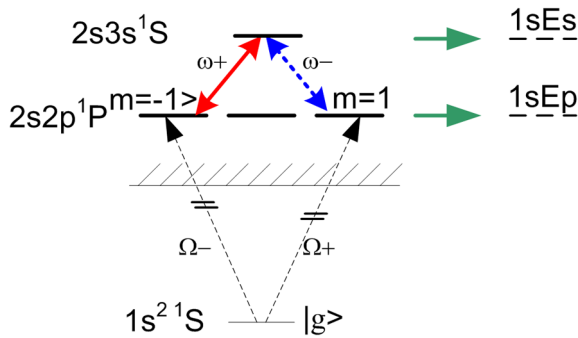


Рис. 1. Сплошная стрелка обозначает связи, индуцированные правополяризованной компонентой лазерного поля, пунктирная – левополяризованной. Серые стрелки обозначают автоионизацию. Ось квантования выбрана вдоль направления распространения лазерного поля.

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  $|Clm\rangle$ . Матричные элементы операторов  $\langle i|\hat{A}|i'\rangle = A_{i,i'}$ .

Система уравнений для элементов матрицы плотности  $\rho_{i,j}$  определяется уравнением Лиувилля [19]. Гамильтониан атома в электромагнитном поле складывается из гамильтониана свободного ато-

ма и гамильтониана взаимодействия атома с классическим излучением. Взаимодействие атома с электромагнитным излучением рассматривается как дипольное взаимодействие в приближении вращающейся волны [20]. Оно определяется операторами взаимодействия атома с двумя полями: сильным лазерным полем  $-\hat{V}^{(\omega)}$ , и пробным полем  $-\hat{V}^{(\Omega)}$ . После процедуры исключения континуума [10], в первом порядке теории возмущений по пробному полю, уравнения для элементов матрицы плотности имеют вид:

$$\dot{\rho}_{g,0} = iE'_0 \rho_{g,0} - \frac{i}{2} V_{1m,0}^{(\omega)} \rho_{g,1m}; \quad (2)$$

$$\dot{\rho}_{g,1m} = iE'_1 \rho_{g,1m} - \frac{i}{2} V_{0,1m}^{(\omega)} \rho_{g,0} - i \sqrt{\frac{\pi\Gamma_1}{8}} (q+i) V_{g,Eclm}^{(\Omega)}$$

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:  $\delta = E_0 - E_1 - \omega$ . Параметр  $q$  – параметр Фано - определяет отношение матричного элемента прямого перехода в АИС к переходу через континуум [21]:

$$q = \frac{V_{g,1m}^{(\Omega)} + \int \frac{V_{g,Eclm}^{(\Omega)} W_{Eclm,1m}}{E - \Omega} dE}{\pi V_{g,Eclm}^{(\Omega)} W_{Eclm,1m}} \quad (3)$$

$\hat{W}$  - оператор межэлектронного взаимодействия, вызывающий автоионизацию. В отличие от (3), 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 перекрытия орбиталей с разными главными квантовыми числами.

Решая систему уравнений (2) при право- (лево-) поляризованном пробном поле, получаем нелинейную восприимчивость на частоте пробного поля:

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

где дипольный матричный элемент

$$d_{g,1m} = \sqrt{\frac{\pi\Gamma_1}{2}} d_{g,C1m} (q-i). \quad (5)$$

Если лазерное поле правополяризовано, то выражения (4) для нелинейной восприимчивости переходят в следующие:

$$\chi^{(-)} = \frac{\pi\Gamma_1(q+i)^2 |d_{g,C1-}|^2}{2E'_1}, \quad (6a)$$

$$\chi^{(+)} = \frac{\pi\Gamma_1(q+i)^2 |d_{g,C11}|^2 E'_0}{2(E'_0 E'_1 - |V_{0,11}|^2 / 4)}. \quad (6b)$$

Выражение (6a) определяет нелинейную восприимчивость в окрестности одиночного автоионизационного состояния [2, 3], а выражение (6b) – в области двух резонансно связанных АИС.

Выразим матричные элементы  $\hat{V}_{0,1\pm}$  через параметры лазерного поля:

$$V_{0,1\pm}^{(\omega)} = \sqrt{\frac{1 \mp \varepsilon_{\omega}}{2}} \langle 0 | \hat{d}_{\pm 1} | 1 \mp 1 \rangle \sqrt{I} = \sqrt{\frac{1 \mp \varepsilon_{\omega}}{2}} \langle 0 | \hat{d}_0 | 10 \rangle \sqrt{I} \equiv \sqrt{\frac{1 \mp \varepsilon_{\omega}}{2}} d \sqrt{I}. \quad (7)$$

Здесь  $I$  – интенсивность лазерного поля,  $\varepsilon_{\omega}$  – его эллиптичность. Используя (4) и (7) получаем:

$$\chi^{(-)} - \chi^{(+)} = \frac{\pi\Gamma_1(q+i)^2 |d_{g,C11}|^2 d^2 I}{8E'_1 (E'_0 E'_1 - d^2 I)} \varepsilon_{\omega} \quad (8)$$

Знаменатель (8) – полином третьей степени относительно частоты пробного

поля, следовательно, в сечении должны наблюдаться три резонансных структуры. Положения и ширины резонансов описываются комплексной квазиэнергией. Один из резонансов характеризуется квазиэнергией  $\Omega_{res0} = E_0 - \omega + i\Gamma_0/2$ , и его положение и ширина не управляется лазерным полем.

Квазиэнергии двух других резонансов

$$\Omega_{res\pm} = E_1 + \frac{\delta}{2} + \frac{i}{4}(\Gamma_1 + \Gamma_0) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\delta + \frac{i}{2}(\Gamma_0 - \Gamma_1)\right)^2 + 4d^2 I}. \quad (9)$$

зависят от интенсивности лазерного поля, но не зависят от его эллиптичности  $\varepsilon_{\omega}$ . Зависимость положения резонансов от эллиптичности лазерного поля пропадает вследствие симметрии рассматриваемой

системы. Из (8) очевидно, что максимальная эллиптичность и поворот поляризации пробного поля достигается при циркулярной поляризации лазерного поля  $|\varepsilon_{\omega}| = 1$ .

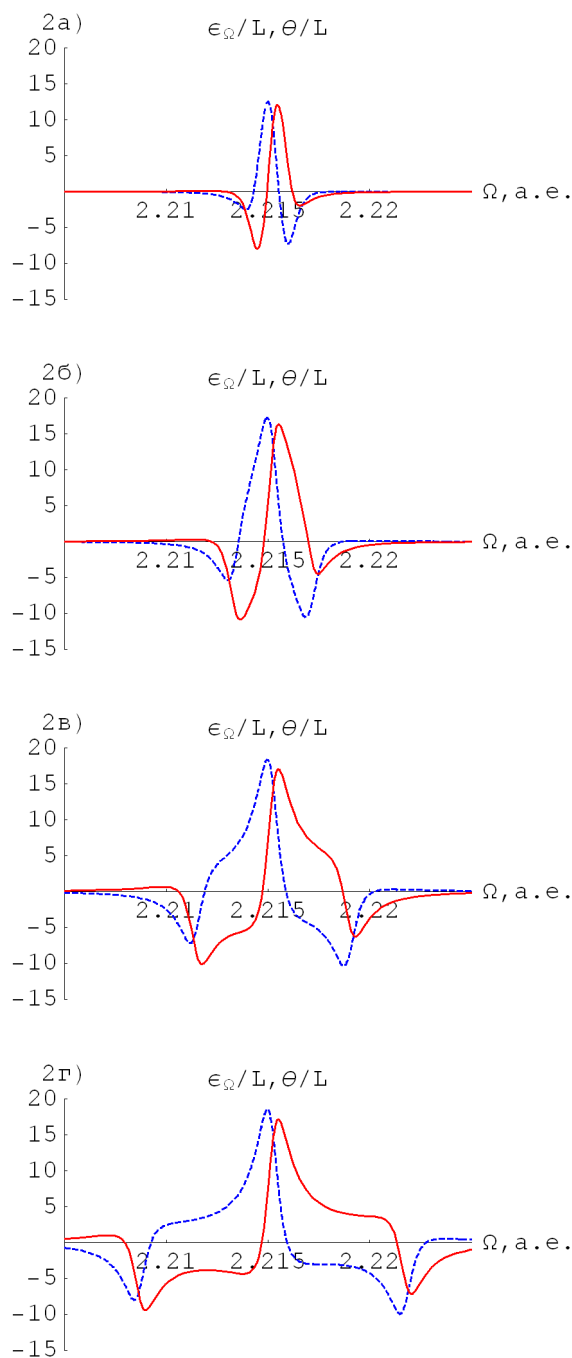


Рис. 2. Приведенная эллиптичность  $\epsilon_{\Omega}$  [1/см] (сплошная линия) и приведенный угол поворота плоскости поляризации  $\theta$  [рад/см] (пунктирная линия) в области частот около  $2s2p^1P$  АИС при расстройке лазерного поля  $\delta=0$ . а)  $d^2I=7.1 \cdot 10^{-7}$  а. е., б)  $d^2I=3.5 \cdot 10^{-6}$  а. е., в)  $d^2I=1.4 \cdot 10^{-5}$  а. е., г)  $d^2I=4.2 \cdot 10^{-5}$  а. е.

Для расчетов использовались следующие параметры автоионизационных состояний невозмущенного атома:  $E_0=2.30$  а.е.,  $E_1=2.20$  а.е.,  $\Gamma_0=1.35 \times 10^{-3}$  а.е.,

$\Gamma_1=1.27 \times 10^{-3}$  а.е.,  $q=-2.8$ ,  $\pi|d_{g,C1\pm 1}|^2=0.25$  а.е. [8, 22].

В отсутствие лазерного поля ( $I=0$ ) нелинейная восприимчивость имеет структуру, соответствующую изолированному АИС, а поляризация пробного поля не меняется в среде.

На рис. 2 представлены результаты расчетов угла поворота плоскости поляризации и эллиптичности пробного поля при разной интенсивности лазерного поля. Зависимости приведены на единицу длины (см) при концентрации атомов  $n_0=N_a/V_{\mu}=2.69 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> (число Авогадро на молярный объем). При слабом лазерном поле разность нелинейных восприимчивостей линейно растет с ростом его интенсивности:

$$(\chi^{(-)} - \chi^{(+)})_{I \rightarrow 0} \rightarrow \pi |d_{g,C11}|^2 \frac{\Gamma_1 (q+i)^2 d^2}{8E_1'} I, (10)$$

сохраняя форму автоионизационной структуры, определяемой (6а) (рис. 2а). Положения резонансов при малой интенсивности лазерного поля определяются соотношениями

$$\text{Lim}(\Omega_{res\pm})_{I \rightarrow 0} = \begin{cases} E_0 - \omega + i\Gamma_0/2 \\ E_1 + i\Gamma_1/2 \end{cases}. (11)$$

При увеличении интенсивности резонансные структуры в нелинейных восприимчивостях начинают разделяться. Начало этого процесса можно видеть на рис. 2б, где резонансы еще не разделены, но результирующая структура уже начала уширяться. При большой интенсивности квазиэнергии резонансов имеют следующую асимптотику:

$$\text{Lim}(\Omega_{res\pm})_{I \rightarrow \infty} = E_1 + \frac{\delta}{2} + \frac{i}{4}(\Gamma_0 + \Gamma_1) \pm d\sqrt{I}. (12)$$

Резонансные структуры, положения которых определяются (12), с ростом интенсивности симметрично раздвигаются относительно  $E_1 + \delta/2$ . Поскольку  $\text{Im}(\Omega_{res\pm})$  одинаковы, то ширины получившихся структур также одинаковы (рис. 2г).

Приведенные на рис. 2 расчеты выполнены для достаточно плотной среды. Чтобы получить абсолютные значения поворота плоскости поляризации и эллиптичности пробного поля полученные зависимости нужно умножить на расстояние, пройденное полем в среде в Л/см и на

концентрацию атомов  $N/n_0$ . Прямая пропорциональность поляризационных характеристик пробного поля пройденному в среде пути и концентрации частиц справедлива до тех пор, пока среду можно считать разреженной, а пробное поле - слабым.

### Литература

1. Н.Б. Делоне, В.П. Крайнов, Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением (Физматлит, Москва, 2001).
2. Y.I. Heller et al. Phys. Lett. A 82, 4 (1981).
3. Y.I. Heller, A.K. Popov, Opt. Comm. 18, 449 (1976).
4. P. Lambropoulos, P. Zoller, Rev. A, 24, 379 (1981).
5. A.I. Andryushin, M.V. Fedorov, A.E. Kazakov, J. Phys. B 15, 2851 (1982).
6. H. Bachau, P. Lambropoulos, R. Shakeshaft, Phys. Rev. A 34, 4785 (1986).
7. A.I. Magunov, I. Rotter, S.I. Strakhova, J. Phys. B 32, 1669 (1999).
8. Е.В. Грызлова, А.И. Магунов, И. Роттер, С.И. Страхова, Квантовая электроника 35, 43 (2005).
9. E.V. Gryzlova, A.I. Magunov, I. Rotter, S.I. Strakhova, Laser Physics 15, 1568 (2005).
10. P.L. Knight, M.A. Lauder, B.J. Dalton, Phys. Rep. 190, 1 (1990).
11. A.I. Magunov, I. Rotter, S.I. Strakhova, J. Phys. B 34, 29 (2001).
12. P.F. Liao, G.C. Bjorklund, Phys. Rev. A 15, 2009 (1977).
13. R. Eramo, S. Cavaliery, L. Fini, M. Matera, L.F. DiMauro, J. Phys. B 30, 3789 (1997).
14. A. Lezama, S. Barreiro, A. Lipsich, A.M. Akulshin, Phys. Rev. A 59, 4732 (1999).
15. K.J. Boller, A. Imammoglu, S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. 66, 2593 (1991).
16. S. Wielandy, A.L. Gaeta, Phys. Rev. Lett. 81, 3359 (1998).
17. E. Papalakis, N.J. Kylstra, P.L. Knight, Phys. Rev. A 61, 045802 (2000).
18. Y.I. Heller, Optica I Spectroscopya 100, 314 (2006).
19. В.В. Балашов и др., Теоретический практикум (Энергоатомиздат, Москва, 1984).
20. L. Allen, J.M. Eberly, Optical resonances and two level atoms (Wiley, New-York, 1975).
21. U. Fano, Phys. Rev. 124, 1866 (1961).
22. E Lindroth, Phys. Rev. A 49, 6 4474 (1994).

## ROTATION OF POLARIZATION PLANE OF PROBE FIELD BY LASER-INDUCED STRUCTURE IN HELIUM ATOM CONTINUUM

**E.V.Gryzlova, A.N.Grzm-Grzimailo, S.I.Strakhova**

Scientific Research Institute of Nuclear Physics of MSU,  
Leninskie Gory, Moscow, 1, 119992, Russia  
e-mail: 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. 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.