[2] Панкратов Н.А. // ОМП. 1960. № 1. С. 37–48.
[3] Hane K., Kanie T., Hattori S. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 4. P. 2229–2232.
[4] Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.
[5] Панкратов Н.А. // ОМП. 1957. № 3. С. 7–12.

Поступило в Редакцию
31 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 15 12 августа 1990 г.

01; 02

ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫЙ АТОМ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

С.Т. Завтрак, Л.И. Комаров

Исследование ридберговских (высоковозбужденных) состояний электронов в атомах представляет собой бурно развивающуюся область современной физики (см., например, [1–8]). В настоящей статье рассмотрен высоковозбужденный атом в поле электромагнитной волны, частота которой значительно больше частоты вращения электрона по боровской орбите. При этом возникает весьма экзотическое видоизменение потенциала взаимодействия электрона с ядром, приводящее к сдвигу атомных уровней.

В ридберговском состоянии электрон вращается вокруг ядра по эллиптической орбите с круговой частотой

$$\omega_n = \frac{Z^2 e^4 m}{\hbar^3 n^3} = \frac{4.83\cdot 10^{16}}{n^3} Z^2 \ (c^{-1}), \tag{1}$$

где e – заряд электрона, m – его масса, $Z|e|$ – заряд ядра, n – главное квантовое число. С ростом n круговая частота ω_n быстро убывает по закону n^{-3}.

Сначала рассмотрим задачу с классической точки зрения. В нерелятивистском приближении движение электрона описывается уравнением [9]

$$m\ddot{\vec{r}} = e\vec{E}\sin(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r}) - \frac{Ze^2\vec{r}}{r^3}, \tag{2}$$

где $\vec{E}$ и $\vec{k}$ – соответственно амплитуда вектора напряженности электрического поля и волновой вектор падающей волны.

Предположим, что $\omega \gg \omega_n$. Тогда движение электрона можно представить себе как медленное вращение вокруг ядра, на которое накладываются быстрые осцилляции, обусловленные внешней волной. Соответственно радиус-вектор электрона разобьем на 2 части: $\vec{r}(t)=\vec{r}_0(t)+\vec{\xi}(t)$. Подставляя эту зависимость в уравнение (2), находим для быстрых осцилляций (внешнюю волну считаем поперечной, т.е. $\vec{k}\cdot\vec{E}=0$):

$$\vec{\xi}(t)=-\frac{e\vec{E}}{m\omega^2}\sin\left(\omega t-\vec{k}\cdot\vec{r}_0(t)\right). \tag{3}$$

Уравнение медленного движения электрона можно получить методом усреднения (Ван-дер-Поль [10]) правой части (2) по периоду волны: $m\ddot{\vec{r}}_0=-\partial V(\vec{r}_0)/\partial\vec{r}_0$, где

$$V(\vec{r}_0)=-\frac{Ze^2}{2\pi}\int_0^{2\pi}\frac{d\varphi}{\left|\vec{r}_0-\frac{e\vec{E}}{m\omega^2}\sin\varphi\right|}. \tag{4}$$

Таким образом, включение внешнего поля приводит к видоизменению кулоновского потенциала ядра. Отметим, что малым параметром в методе усреднения является величина $\varepsilon=\omega_n/\omega$.

Если волновой вектор $\vec{k}$ направлен по оси x, а вектор $\vec{E}$ – по оси z, то потенциал (4) представляет собой сумму потенциалов от источников, расположенных на оси z в интервале $\left[-\frac{|e|E}{m\omega^2},\frac{|e|E}{m\omega^2}\right]$, и обладает особенностями кулоновского типа в точках $x=y=0$, $z=\pm\frac{|e|E}{m\omega^2}$ и логарифмического типа в точке $x=y=z=0$.

При больших r_0 потенциал

$$V(\vec{r}_0)=-\frac{Ze^2}{r_0}\left(1+\frac{e^2E^2}{2m^2\omega^4r_0^2}P_2(\cos\theta)+\ldots\right), \tag{5}$$

где $P_2(\cos\theta)$ – полином Лежандра, θ – угол между векторами $\vec{r}_0$ и $\vec{E}$.

Вычислим поправку и энергии ридберговского состояния электрона в квадратичном по амплитуде внешнего поля приближении

$$\Delta E_{n,l,m}=-\frac{Z^4e^2}{2a_0}\left(\frac{eE}{m\omega^2a_0}\right)^2\int_0^{2\pi}d\varphi\,\times$$

$$\times\int_0^{\pi}|Y_{lm}(\theta,\varphi)|^2P_2(\cos\theta)\sin\theta\,d\theta\int_0^{\infty}|R_{nl}(\rho)|^2\rho^{-1}d\rho, \tag{6}$$

где a_0 – боровский радиус, $\rho = r_0/a_0$ – безразмерное расстояние, l и m – орбитальное и магнитное квантовые числа.

Угловая часть интеграла (6) легко вычисляется с помощью рекуррентных соотношений для присоединенных полиномов Лежандра [11]. Что же касается радиальной части, то способ ее вычисления подробно описан в приложении „f" кн. [9]:

$$\int_0^\infty |R_{nl}(\rho)|^2 \rho^{-1} d\rho = \frac{1}{n^3 l\left(l+\frac{1}{2}\right)(l+1)}.$$

В результате имеем

$$\frac{\Delta E_{n,l,m}}{|E_{n,l,m}|} = -\frac{Z^2 e^2 E^2}{m^2 \omega^4 a_0^2} \cdot \frac{1}{nl\left(l+\frac{1}{2}\right)(l+1)} \cdot \left\{\frac{3}{2}\left[\frac{l^2-m^2}{(2l-1)(2l+1)} + \frac{(l+1)^2-m^2}{(2l+1)(2l+3)}\right] - \frac{1}{2}\right\}.$$

Здесь $E_{n,l,m} = -Z^2e^2/(2a_0 n^2)$ – энергия ридберговского состояния в отсутствие внешнего поля. При длине волны λ=1 мкм и амплитуде напряженности электрического поля $E = 10^6$ В/см величина параметра $e^2E^2/(m^2\omega^4 a_0^2)$ =0.00875. При этом уже при n=10 отношение частот $\varepsilon = \omega_n/\omega$ =2.56·10–2.

Отношение указанной поправки к энергии спин–орбитального взаимодействия

$$\Delta E_{n,l,m}/\Delta E_{c-o} \sim (eEc/\hbar\omega^2)^2 \approx 182.$$

Таким образом, указанный сдвиг может наблюдаться экспериментально.

Список литературы

[1] Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле. М.: Энергоатомиздат, 1984. 224 с.
[2] Никишов А.И., Ритус В.И. // ЖТФ. 1967. Т. 52. В. 1. С. 223–241.
[3] Делоне Н.Б., Крайнов В.П., Шепелянский Д.Л. // Успехи физических наук. 1983. Т. 140. В. 3. С. 355–292.
[4] Бетеров И.М., Лернер П.Б. // Успехи физических наук. 1989. Т. 159. В. 4. С. 665–712.
[5] Meschede D., Walther H. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 6. P. 551–554.
[6] Brune M., Raimond J.M., Goy P., Davidovich L. and Haroche S.// Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 17. P. 1899–1902.
[7] Filipovicz P., Meystre P., Rempe G. and Walther H. // Opt. Acta. 1985. V. 32. N 9/10. P. 1105–1123.

[8] G o y P., R a i m o n d J.M., G r o s s M. and H a r o c h e S. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. N 24. P. 1903-1906.
[9] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974. 752 с.
[10] Х а я с и Т. Нелинейные колебания в физических системах / Пер. с англ. М.: Мир, 1968. 432 с.
[11] Г р а д ш т е й н И.С., Р ы ж и к И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука, 1971. 1108 с.

Белорусский государственный университет им. В.И. Ленина, Минск

Поступило в Редакцию 21 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 15 12 августа 1990 г.

07; 12

ПРЕДЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИОННАЯ ПРОПУСКНАЯ СПОСОБНОСТЬ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ ФУРЬЕ-ПРОЦЕССОРОВ

А.И. З а в а л и н, Ю.Н. К у л ь ч и н, В.Ф. Л а м е к и н, В.Л. С м и р н о в

Использование в волноводных оптических процессорах ультракоротких лазерных импульсов позволяет существенно повысить их информационную пропускную способность за счет временного уплотнения потока информации [1]. Однако ограниченная длина когерентности ультракоротких импульсов (УКИ) при наличии волноводной и материальной дисперсии света в интегрально-оптических схемах могут привести к ограничению обрабатываемых процессором временных и пространственных потоков информации. Прежду всего такое взаимовлияние можно связать с возникновением временных задержек и дисперсионного расплывания импульсов из-за разных оптических путей для разных пространственных частот обрабатываемых изображений [2]. В связи с этим проведение операции пространственного Фурье-анализа в схемах с УКИ будет связано с размыванием во времени переданного через процессор изображения. В волноводных устройствах обработки наряду с Фурье-линзами приходится использовать элементы ввода и вывода излучения [3], устройства пространственной фильтрации [4, 5], что также может приводить к дополнительному уширению импульсов света, размыванию изображений и искажению результатов вычислительных операций.