

## РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ ТРЕХУРОВНЕВЫХ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ В СВЧ ПОЛЕ

*А. В. Безвербный, И. М. Бетеров, А. М. Тумайкин, И. И. Рябцев*

*Новосибирский государственный университет  
630000, Новосибирск, Россия  
Институт физики полупроводников  
Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 4 апреля 1996 г.

В настоящей статье рассматривается теория потенциального рассеяния ридберговских атомов в микроволновом поле. В рамках модели трехуровневого атома проведен расчет радиационной силы, возникающей при резонансном когерентном взаимодействии с СВЧ полем, в случае двухфотонного резонанса и при больших интенсивностях с использованием метода квазиэнергий системы «атом + поле». Проведены расчеты радиационной силы. Определены вероятности переходов Ландау–Зинера в пространственных областях, где в условиях двухфотонного резонанса квазиэнергии атомов сближаются на малую величину. Рассмотрена динамика изменения пространственного профиля пучка ридберговских атомов за счет процесса резонансного рассеяния. Приведены результаты первого экспериментального наблюдения изменения поперечного профиля пучка при пролете ридберговских атомов натрия через неоднородное поле СВЧ волны, сформированной в прямоугольном волноводе и резонансной двухфотонному  $36P-37P$ -переходу.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Резонансное взаимодействие ридберговских атомов с микроволновым излучением является одним из направлений бурно развивающейся физики ридберговских атомов [1]. В последнее время появились работы, рассматривающие влияние пространственно неоднородных СВЧ полей на движение ридберговских атомов при резонансном однофотонном [2] и многофотонном [3] взаимодействиях.

Данная работа посвящена теоретическому анализу процесса резонансного рассеяния пучка ридберговских атомов в СВЧ поле стоячей линейно-поляризованной волны в предположении простой трехуровневой модели энергетических состояний атомов. Описание модели взаимодействия атомов с СВЧ полем приводится в первом разделе работы. Во втором разделе рассматриваются «одетые» состояния ридберговских атомов в СВЧ поле. Анализ проводится с помощью метода квазиэнергий для выделенных резонансных состояний системы «атом + поле». В третьем разделе рассматриваются вероятности переходов Ландау–Зинера в пространственных областях, где соответствующие квазиэнергии атомов сближаются на малую величину в условиях двухфотонного резонанса. В четвертом разделе проводится расчет радиационной силы, возникающей при резонансном когерентном взаимодействии атомов с СВЧ полем. Рассмотрены различные предельные случаи в зависимости от исходной заселенности выбранных ридберговских энергетических состояний атомов: при двухфотонном резонансе и при больших интенсивностях СВЧ поля. Проводится сравнение полученных результатов с хорошо

исследованным на примере оптических переходов случаем однофотонного резонанса. В пятом разделе анализируется кинетика атомарного пучка в целом в пренебрежении эффектами спонтанного распада ридберговских состояний атомов. В шестом разделе рассматривается динамика изменения пространственного профиля пучка за счет процессов рассеяния световым полем. Наконец, приведены результаты экспериментов по рассеянию пучка ридберговских атомов натрия в  $36P$ -состоянии в пространственно-неоднородном СВЧ поле, сформированном в виде стоячей волны.

## 2. МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ С СВЧ ПОЛЕМ

Рассмотрим пучок ридберговских атомов, распространяющийся вдоль оси  $x$  с тепловой скоростью  $v \sim 10^5$  см/с, влетающий под прямым углом в поле стоячей СВЧ волны, направленное вдоль оси  $z$ :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \{e^{-i\omega t} E_0 \mathbf{e}_0 \sin(kz) + \text{c.c.}\}, \quad (1)$$

где  $E_0$  — амплитуда данной СВЧ волны,  $\omega$  — частота,  $\mathbf{e}_0$  — вектор линейной поляризации. Например, для атомов Na в высоковозбужденных состояниях с главным квантовым числом  $n = 20-40$  соответствующая резонансная длина волны излучения имеет величину  $\lambda \sim 3-5$  мм и лежит в диапазоне СВЧ волн [4].

При анализе взаимодействия атомов с таким полем мы ограничимся упрощенной структурой энергетических уровней, выделив лишь частный случай трех состояний на примере атомов Na в соответствии с данными работы [4]: выделим состояния  $36P$ ,  $37S$ ,  $37P$  из общего числа энергетических состояний, имеющих в данной области энергий (см. рис. 1а). При таком выборе мы пренебрегаем многофотонными резонансами выше двухфотонного, тогда как остальные состояния ( $D$  и  $F$ ) не рассматриваются нами либо в соответствии с имеющимися правилами отбора в линейно-поляризованном поле, либо из-за нерезонансного характера взаимодействия. Таким образом, упрощенная энергетическая структура атомов имеет вид, представленный на рис. 1б. При этом нами

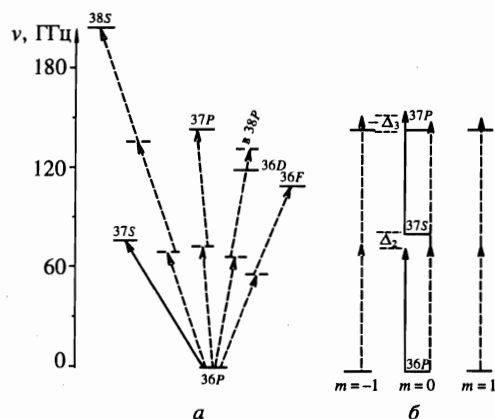


Рис. 1. Диаграмма энергетических уровней ридберговских состояний атома натрия в области  $n = 36$ . Штриховыми линиями показаны многофотонные переходы, сплошными — однофотонные

будут использоваться следующие обозначения в соответствии с [5]:

$E_i$ , ( $i = 1; 2; 3$ ) — величины энергий для данных энергетических состояний (здесь мы пренебрегаем тонкой структурой  $P$  состояний);  
 $\Delta_2 = (E_2 - E_1)/\hbar - \omega$  — отстройка СВЧ поля от резонанса для уровней  $36P-37S$ ;  
 $\Delta_3 = (E_3 - E_2)/\hbar - \omega$  — отстройка СВЧ поля от резонанса для уровней  $37S-37P$ ;  
 $\Delta_{32} = (E_3 - E_1)/\hbar - 2\omega = \Delta_3 - \Delta_2$  — отстройка СВЧ поля от двухфотонного резонанса для уровней  $36P-37P$ .

Особенность представленной модели по сравнению с рассматриваемыми ранее схемами трехуровневых атомов, резонансно взаимодействующих со световыми полями, можно определить следующими моментами.

1. Времена жизни ридберговских состояний атомов возрастают с ростом главного квантового числа пропорционально  $n^3 - n^5$ . Для рассматриваемых значений квантовых чисел ( $n = 36, 37$ ) эти времена достигают сотен микросекунд. Тем самым процессы спонтанного излучения в вакуумные моды СВЧ поля могут рассматриваться по теории возмущений. Для ридберговских атомов на передний план выступают некогерентные процессы взаимодействия с модами теплового резервуара. Однако этот тип некогерентного взаимодействия при достаточно низких температурах окружающей среды также можно рассматривать как возмущение. Таким образом, с хорошей степенью точности мы можем рассматривать процессы резонансного взаимодействия ридберговских атомов с СВЧ полями как **когерентные** в первом приближении. Причем данное приближение хорошо выполняется даже при достаточно широких поперечных профилях СВЧ полей, порядка  $r_0 \sim 10$  см.

2. Дипольные моменты переходов существенно возрастают, так как геометрические размеры ридберговских атомов велики. Соответствующие величины дипольных моментов имеют порядок  $d \sim 10^3 ea_0$ , где  $a_0$  — боровский радиус. Поэтому эффекты насыщения резонансных переходов в СВЧ полях имеют место уже при сравнительно малых интенсивностях. Например, для определенных выше переходов в Na это интенсивности порядка  $I_{sat} = 5 \cdot 10^{-7}$  Вт/см<sup>2</sup>.

3. Передаваемый от поля атому импульс  $p_{ph} = \hbar k = h/\lambda$  в результате единичного акта вынужденного поглощения по величине в  $\sim 10^4-10^3$  раз меньше по сравнению с импульсом отдачи от оптического фотона.

4. Распределение некоторых групп уровней (например,  $S$  и  $P$ ) ридберговских атомов имеет почти эквидистантный характер, поэтому здесь существенную роль играют, наряду с однофотонными резонансами, также многофотонные резонансы. В данной модели, в частности, мы ограничимся учетом лишь двухфотонного резонанса.

Если ограничиться только когерентными процессами взаимодействия атомов с СВЧ полем, то здесь адекватным является анализ соответствующего уравнения Шредингера для атомов, тогда как поле считается заданным и классическим (1):

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{\Psi} = (\hat{H}_0 + \hat{V}_{int}) \hat{\Psi}. \tag{2}$$

Здесь  $\hat{H}_0 = \hat{T}_{kin} + \hat{V}_0$  — оператор энергии атома в отсутствие взаимодействия с СВЧ полем. Отметим, что данный оператор определяет динамику атомов как по поступательным степеням свободы (оператор кинетической энергии  $\hat{T}_{kin} = -\hbar^2 \nabla^2 / 2m$ ), так и по внутренним степеням свободы (оператор  $\hat{V}_0$ ). Описанная выше диаграмма энергетических состояний (рис. 1) определяет собственные значения  $E_i$  оператора  $\hat{V}_0$ , а соот-

ветствующие волновые функции  $\varphi_i^0$  определяют амплитуды вероятностей соответствующих состояний. Отметим следующую особенность представленной на рис. 1б модели: все имеющиеся зеемановские подуровни можно разбить на три независимые группы в соответствии с возникающими в модели вынужденными переходами. В первой, главной группе участвуют в когерентном взаимодействии с линейно-поляризованным полем  $P$ -атомы с проекциями углового момента  $m = 0$  и  $S$ -атомы ( $37S$ ). Динамика заселенностей этих состояний определяется как однофотонными, так и двухфотонными резонансными переходами. Две другие независимые подгруппы образованы зеемановскими подуровнями  $36P$  и  $37P$  с проекциями  $m = \pm 1$  и связаны двухфотонными переходами. Однако из-за отсутствия промежуточного реального уровня (см. рис. 1б) взаимодействие с полем здесь носит нерезонансный характер. Динамику этих подгрупп мы рассматривать не будем по двум причинам: во-первых, вследствие малости возникающих здесь эффектов из-за нерезонансности, во-вторых, вследствие отсутствия вклада от таких процессов в градиентную радиационную силу (25)<sup>1)</sup>.

В (2)  $\hat{V}_{int} = -\hat{\mathbf{d}}\mathbf{E}$  — оператор энергии взаимодействия атомов с СВЧ полем, ( $\hat{\mathbf{d}}$  — оператор дипольного момента атома),  $\hat{\Psi}$  — вектор-столбец волновой функции атома

$$\hat{\Psi} = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

который в представлении описанных выше собственноэнергетических состояний «голового» атома  $\{\varphi_i^0\}$  объединяет соответствующие амплитуды вероятности  $\Psi_i$  ( $i = 1$  соответствует  $36P$  при  $m = 0$ ,  $i = 2$  —  $37S$ ,  $i = 3$  —  $37P$  при  $m = 0$ ), квадраты которых  $|\Psi_i|^2$  определяют заселенности данных состояний.

Поскольку мы рассматриваем только когерентные процессы взаимодействия атомов с полем, задание начальных условий, как известно, здесь является также необходимым атрибутом модели:

$$\hat{\Psi}(t = 0) = \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

В случае оптических переходов из основного состояния атома обычным является выбор начальных условий в виде  $C_1 = 1$ ,  $C_2 = C_3 = 0$ . Однако для данной модели задание начальных условий представляет самостоятельную проблему, поскольку, во-первых, состояние  $36P$  с наименьшей энергией отнюдь не является основным, а получается в результате некоторого многоступенчатого процесса [4], а во-вторых, в процессе возбуждения на самом деле формируются группы из ридберговских атомов с близлежащими значениями энергии.

<sup>1)</sup> Если учитывать только дипольное приближение для оператора взаимодействия, то величина градиентной радиационной силы, как следует из (25), определяется лишь теми недиагональными элементами матрицы плотности, квантовые числа которых задаются через правила отбора, соответствующие однофотонным процессам поглощения–излучения. Поэтому влияние многофотонных процессов может проявиться лишь опосредованно. В частности, несущественные для данной модели группы зеемановских подуровней и соответствующие переходы были бы актуальными при добавлении к линейной другого типа поляризации СВЧ поля (например, циркулярной).

Поэтому обычно не равны нулю все три амплитуды вероятности  $C_i$ . Однако далее, в целях простоты, при анализе конкретных результатов мы будем в основном рассматривать идеальный случай, когда в процессе формирования ридберговских атомов все атомы собираются на подуровне  $36P$  с  $m = 0$ , т.е.  $C_1 = 1, C_2 = C_3 = 0$ .

### 3. КВАЗИЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ АТОМОВ

Анализ динамики атомов по внутренним степеням свободы при их взаимодействии с электромагнитным полем мы будем проводить в рамках метода квазиэнергий [6]. Представим компоненты волновой функции атома в виде разложения по временным гармоникам поля СВЧ

$$\Psi_p(t) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \Psi_{p,l} \exp[i l \omega t].$$

Используем далее резонансное приближение, заключающееся в пренебрежении вкладом от осциллирующих по времени слагаемых в уравнении (2). Можно показать [6], что в рамках рассматриваемой модели достаточно ограничиться анализом приближенной замкнутой системы уравнений для следующих трех компонент:

$$\Psi_{1,0} = a(t) \exp\left(-i \frac{E_1}{\hbar} t\right), \quad \Psi_{2,-1} = b(t) \exp\left(-i \frac{E_1}{\hbar} t\right), \quad \Psi_{3,-2} = c(t) \exp\left(-i \frac{E_1}{\hbar} t\right). \quad (5)$$

Добавим также еще одно приближение — пренебрежем вкладом от оператора кинетической энергии на первом этапе. Отметим, что в рамках моделей взаимодействия атомов с пространственно-однородными электромагнитными полями (бегущей волны) учет кинетической энергии достаточно просто проводится с помощью учета соответствующих доплеровских сдвигов  $\Delta_D = \mathbf{k}v$ . В данной модели рассмотрен случай пространственно-неоднородного поля (1) (стоячей волны). Пренебрежение кинетической энергией атома на этапе взаимодействия его с полем здесь означает хорошую коллимированность атомарного пучка: за время взаимодействия атомов с полем  $t_{int} = 2r_0/v_T$  атом не успевает сместиться вдоль поля на расстояние порядка длины волны:

$$v_z t_{int} \ll \lambda. \quad (6)$$

Для СВЧ полей из-за относительно большой длины волны это условие легко выполнимо даже для атомарных пучков с углом расходимости

$$\Delta\alpha = \frac{v_z}{v_T} \sim \frac{\lambda}{r_0} \approx 10^{-2},$$

где поперечный размер СВЧ волны вдоль  $x$  имеет порядок  $r_0 \sim 10$  см.

Соответствующая система уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} a(\mathbf{r}, t) &= -i\Omega_{12}(\mathbf{r})b(\mathbf{r}, t), \\ \frac{\partial}{\partial t} b(\mathbf{r}, t) &= -i\Delta_2 b(\mathbf{r}, t) - i\Omega_{12}^*(\mathbf{r})a(\mathbf{r}, t) - i\Omega_{23}(\mathbf{r})c(t), \\ \frac{\partial}{\partial t} c(\mathbf{r}, t) &= -i\Delta_3 c(\mathbf{r}, t) - i\Omega_{23}^*(\mathbf{r})b(\mathbf{r}, t). \end{aligned} \quad (7)$$

Нами введены используемые далее следующие обозначения для частот Раби:

$$\Omega_{ij}(\mathbf{r}) = \Omega^0 \sin(kz), \quad \Omega_{ij} = \Omega_{ji}^* \quad (8)$$

$$\Omega^0 = \frac{d_{ij} E_0}{\hbar}, \quad (9)$$

где  $d_{ij}$  — значения дипольных моментов соответствующих переходов.

Заметим, что в пренебрежении вкладом от оператора кинетической энергии система уравнений (7) описывает динамику внутренних степеней свободы атома. Влияние поступательного движения на динамику внутренних степеней свободы атомов может оказаться существенным в областях, где само поле мало — в узлах стоячей волны. Как известно, в этом случае становятся существенными переходы Ландау–Зинера между состояниями с близко расположенными уровнями энергии. Далее этот момент будет рассмотрен отдельно.

Рассмотрим решение системы (7) через ее диагонализацию с нахождением собственных значений и собственных векторов. В матричной форме (7) имеет вид

$$i \frac{\partial}{\partial t} \hat{X}(\mathbf{r}, t) = \hat{A}(\mathbf{r}) \hat{X}(\mathbf{r}, t),$$

$$\hat{X} = \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix}, \quad \hat{A} = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_{12} & 0 \\ \Omega_{12}^* & \Delta_2 & \Omega_{23} \\ 0 & \Omega_{23}^* & \Delta_{32} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Собственные значения матрицы  $\hat{A}$  определяются формулами Кардано:

$$\lambda_1 = (s_1 + s_2) - \frac{a_2}{3}, \quad \lambda_{2,3} = -\frac{s_1 + s_2}{2} - \frac{a_2}{3} \pm i \frac{\sqrt{3}}{2} (s_1 - s_2),$$

$$s_{1,2} = \sqrt[3]{r \pm \sqrt{(q^3 + r^2)}}, \quad q = \frac{1}{3} a_1 - \frac{1}{9} a_2^2, \quad r = \frac{1}{6} (a_1 a_2 - 3a_0) - \frac{1}{27} a_2^3,$$

$$a_0 = \Delta_2 |\Omega_{12}|^2, \quad a_1 = \Delta_2 \Delta_{32} - |\Omega_{23}|^2 - |\Omega_{12}|^2, \quad a_2 = -\Delta_2 - \Delta_{32}.$$

На рис. 2 представлена пространственная зависимость данных собственных значений на половине длины волны СВЧ поля.

Соответствующие собственные векторы определяются как

$$\hat{\lambda}_i = N_i^{-1} \begin{pmatrix} 1 \\ \lambda_i / \Omega_{12} \\ (\Omega_{23}^* \lambda_i) / [\Omega_{12} (\lambda_i - \Delta_{32})] \end{pmatrix} \quad (11)$$

с константами нормировки

$$N_i = \sqrt{1 + \frac{\lambda_i^2}{|\Omega_{12}|^2} + \frac{\lambda_i^2 |\Omega_{23}|^2}{(\lambda_i - \Delta_{32})^2 |\Omega_{12}|^2}}. \quad (12)$$

Отметим важную физическую сущность данных состояний: они описывают «одетые» состояния атома, при этом собственные значения  $\lambda_i$  (рис. 2) определяют в том числе эффект расталкивания уровней за счет включения поля [6].

Анализ графиков рис. 2 показывает, что при условии двухфотонного резонанса, когда  $\Delta_{32} \ll \Delta_2, \Omega_{23,12}$ , в области узлов поля состояния 2 и 3 имеют близкие значения

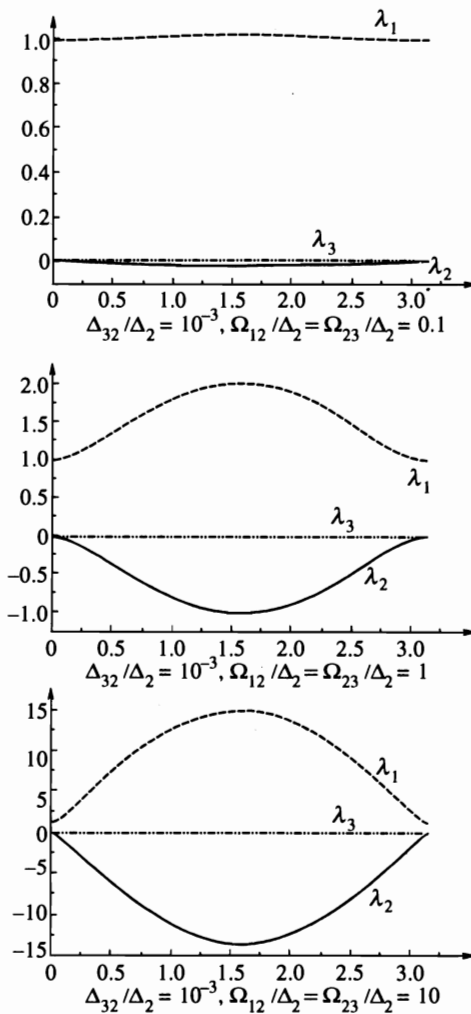


Рис. 2. Пространственная зависимость собственных значений матрицы  $A$  при различных отстройках и интенсивностях СВЧ поля

энергий  $|\lambda_2 - \lambda_3| \approx \Delta_{32}$ . Идентификация соответствующих «одетых» состояний (11) показывает, что при  $\Delta_2 > 0$  и  $\Delta_{32} > 0$  состояние  $\lambda_1$  соответствует в области узлов  $\Omega \rightarrow 0$  «голому» состоянию  $37S$ ,  $\lambda_2$  — состоянию  $36P$ ,  $\lambda_3$  — состоянию  $37P$ . При другом знаке отстройки  $\Delta_{32} < 0$  это соответствие изменится следующим образом<sup>2)</sup>:  $\lambda_3$  соответствует теперь состоянию  $36P$ ,  $\lambda_2$  — состоянию  $37P$ .

В приближении малых значений  $\Delta_{32}$  величины энергий будут определяться следующими формулами:

$$\lambda_{1,2} = \frac{\Delta_2 \pm \sqrt{\Delta_2^2 + 4(|\Omega_{23}|^2 + |\Omega_{12}|^2)}}{2} + \delta\lambda_{1,2}, \quad \lambda_3 = \delta\lambda_3, \quad (13)$$

<sup>2)</sup> Заметим, что все последующие формулы относятся к случаю  $\Delta_2 > 0$ , который актуален на практике, поскольку обычно  $E_2 - E_1 > E_3 - E_2$ .

$$\delta\lambda_1 = \Delta_{32} \frac{|\Omega_{12}|^2}{|\Omega_{23}|^2 + |\Omega_{12}|^2},$$

$$\delta\lambda_{2,3} = \Delta_{32} \frac{|\Omega_{23}|^2}{2(|\Omega_{23}|^2 + |\Omega_{12}|^2)} \left[ 1 \mp \frac{\Delta_2}{\sqrt{\Delta_2^2 + 4(|\Omega_{23}|^2 + |\Omega_{12}|^2)}} \right]. \quad (14)$$

В областях близкого сближения  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$ , как отмечено выше, становится неприменимым пренебрежение оператором кинетической энергии. Здесь возможны квантовые перескоки из состояния  $\Lambda_2$  в  $\Lambda_3$  и наоборот — переходы Ландау–Зинера [5]. Расчет вероятности данных переходов будет приведен ниже.

Общее решение уравнения Шредингера (2) теперь может быть выражено через определенные выше собственные векторы в соответствии с начальными условиями следующим образом:

$$\hat{\Psi}(t) = \sum_{s=1}^3 a_s \hat{\Lambda}_s \exp(-i\lambda_s t), \quad (15)$$

$$\hat{\Psi}(t) = \begin{pmatrix} \Psi_1 \exp\left(i\frac{E_1}{\hbar}t\right) \\ \Psi_2 \exp\left(i\frac{E_1}{\hbar}t + i\omega t\right) \\ \Psi_3 \exp\left(i\frac{E_1}{\hbar}t + 2i\omega t\right) \end{pmatrix},$$

где множители  $a_s$  определяются из начальных условий при  $t = 0$  и  $\Omega_{23,12} = 0$ .

Например в случае, когда при  $t = 0$  заселен только подуровень  $36P$ , мы имеем следующие значения для данных коэффициентов:

$$\begin{aligned} C_1 = a_2 = 1, & \quad C_{2,3} = a_{1,3} \quad \text{при } \Delta_{32} > 0, \\ C_1 = a_3 = 1, & \quad C_{2,3} = a_{1,2} \quad \text{при } \Delta_{32} < 0. \end{aligned} \quad (16)$$

На рис. 3 представлена картина распределения амплитуд вероятности для этого случая начальных условий при различных параметрах задачи. В частности, весьма показателен верхний график, демонстрирующий двухфотонный резонанс, когда заселенность промежуточного состояния оказывается мала.

#### 4. ПЕРЕХОДЫ ЛАНДАУ–ЗИНЕРА В УСЛОВИЯХ ДВУХФОТОННОГО РЕЗОНАНСА

Оценим вероятность упомянутых выше переходов Ландау–Зинера между состояниями  $\hat{\Lambda}_{2,3}$  в области узлов стоячей волны. Для этого перейдем к линейаризации исходных частот Раби

$$\Omega_{ij}(\mathbf{r}) \approx \frac{d_{ij} E_0}{\hbar} k z = \Omega_{ij}^0 k z$$

и использованию условия заданного поступательного движения центра масс атома  $\mathbf{R}(t) \approx \mathbf{R}_0 + \mathbf{v}t$  [5]. При этих упрощениях исходное уравнение Шредингера (2) примет следующий вид:



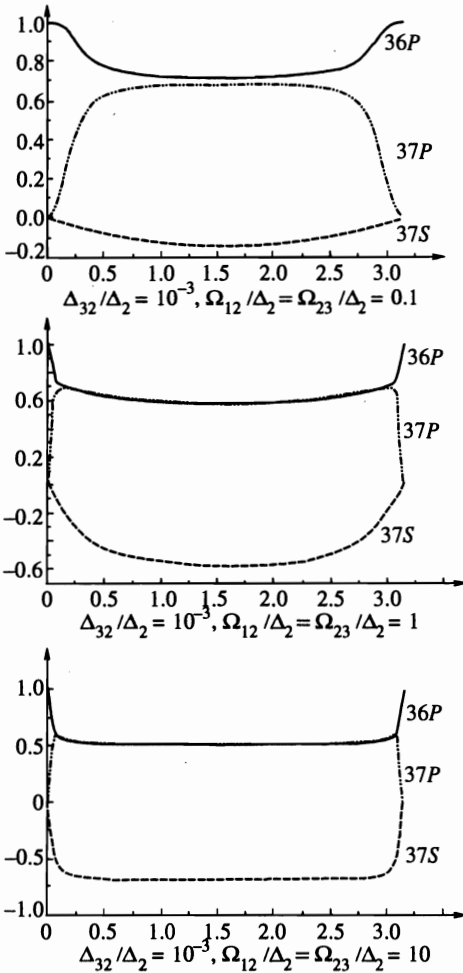


Рис. 3. Амплитуды вероятности различных состояний при начальном условии  $a_2 = 1, a_1 = a_3 = 0$

$$\begin{aligned}
 i \frac{d}{dt} a &= \Omega_{12}^0 k z b, \\
 i \frac{d}{dt} b &= (\Omega_{12}^0)^* k z a + \Delta_2 b + \Omega_{23}^0 k z c, \\
 i \frac{d}{dt} c &= (\Omega_{23}^0)^* k z b + \Delta_3 c.
 \end{aligned}
 \tag{17}$$

В условиях двухфотонного резонанса амплитуда вероятности для состояния 37S  $|b| \ll |a|, |c|$  по параметру малости  $|\Omega_{12}^0|/\Delta_2$ , и здесь можно воспользоваться следующим приближением

$$b \approx - \frac{(\Omega_{12}^0)^* k z a + \Omega_{23}^0 k z c}{\Delta_2}.
 \tag{18}$$

В итоге систему уравнений (17) можно свести к системе двух уравнений для амплитуд вероятностей  $a$  и  $c$ :

$$i \frac{d}{dt} a = i v_z \frac{d}{dz} a = - \frac{V_1^2(kz)^2 a + V_1 V_2(kz)^2 c}{\Delta_2}, \quad (19)$$

$$i \frac{d}{dt} c = i v_z \frac{d}{dz} c = - \Delta_{32} c - \frac{V_2^2(kz)^2 c + V_2 V_1(kz)^2 a}{\Delta_2}, \quad (20)$$

$$V_1 = \Omega_{12}^0, \quad V_2 = \Omega_{23}^0. \quad (21)$$

Отметим, что гамильтониан Ландау–Зинера, вытекающий из этого уравнения, существенно отличается от обычного линейного по  $z$  гамильтониана для случая двухуровневых атомов [5]. Это, в частности, приводит к тому, что для такого гамильтониана не удастся получить матрицу переходов Ландау–Зинера, как это сделано в [5]. Однако можно оценить вероятность переходов  $W_{ac}$  из состояния  $36P$  в состояние  $37P$ , воспользовавшись методом комплексного времени [7]. С достаточно хорошей степенью точности можно считать  $V_1 \approx V_2 = V$ . В этом приближении соответствующая вероятность имеет вид

$$W_{ab} = \exp \left[ -\frac{1}{4} B(3/2, 1/4) \left( \frac{\Delta_{32}}{\Delta_L} \right)^{3/2} \right], \quad (22)$$

$$B(3/2, 1/4) = \frac{\Gamma(3/2)\Gamma(1/4)}{\Gamma(7/4)} \approx 3.5,$$

$$\Delta_L = \sqrt[3]{\frac{V^2(kv)^2}{\Delta_2}}. \quad (23)$$

Характерным параметром является частота  $\Delta_L$ : при  $\Delta_{32} \sim \Delta_L$  переходы Ландау–Зинера являются существенными. Оценим величину  $\Delta_L$  при следующих порядках входящих в задачу величин:

для рассматриваемого перехода в Na в точном двухфотонном резонансе отстройка  $\Delta_2 = 2\pi \cdot 2.6$  ГГц;

величину дипольного момента оценим как  $\sim 1500ea_0$ ;

скорость атомов вдоль волнового вектора оценим как  $v_z \sim \Delta\alpha_{div} v_T = 10^{-3} \cdot 600$  м/с, где  $\Delta\alpha_{div}$  — угол расходимости атомарного пучка,  $v_T$  — соответствующая тепловая скорость атомов;

$I_{\max} \sim 20$  мВт/см<sup>2</sup> — максимальная интенсивность СВЧ поля с открытого конца в волноводе.

При этих параметрах  $\Delta_L$  достигает своих наибольших значений, что составляет  $\sim 2\pi 80$  кГц, т.е.  $\Delta_L$  является чрезвычайно малой величиной, меньшей по порядку в сравнении с величинами тонкого расщепления  $\sim 114, 124$  МГц [4] состояний  $36P$  и  $37P$ . Заметим, однако, что в данной модели резонансно с полем взаимодействует избирательно только один зеемановский подуровень с проекцией  $m = 0$ .

Как будет показано далее, влияние переходов Ландау–Зинера в области узлов может существенно уменьшить градиентную радиационную силу.

## 5. ГРАДИЕНТНАЯ СИЛА В СВЧ ПОЛЕ

Под градиентной силой, действующей на атом в СВЧ поле, мы подразумеваем соответствующую векторную величину  $\mathbf{F}(\mathbf{r})$ , входящую в уравнение Фоккера–Планка для функции распределения атомов  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\right) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = -\frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} (\mathbf{F}(\mathbf{r})f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)) \quad (24)$$

и определяемую как

$$\mathbf{F} = \sum_{\alpha, \beta}^3 \nabla \Omega_{\alpha, \beta} \rho_{\beta \alpha}. \quad (25)$$

Здесь проводится суммирование по всем состояниям атома. Матрицы  $\rho_{\alpha\beta}$  при рассматриваемом в модели когерентном процессе взаимодействия атомов с полем выражаются через соответствующие амплитуды вероятностей рассматриваемых уровней

$$\rho_{\alpha\beta} = \Psi_{\alpha}^* \Psi_{\beta}. \quad (26)$$

Для полученного ранее решения (15) это означает, что

$$\mathbf{F} = \sum_{i,j=1}^3 \sum_{m,n=1}^3 \nabla \Omega_{i,j} \exp(i(\lambda_m - \lambda_n)t) \Lambda_{m,j}^* \Lambda_{n,i} a_m^* a_n, \quad (27)$$

где  $m, n$  — номера определенных выше (11) «одетых» состояний,  $i, j$  — номера матричных элементов этих состояний.

Покажем, что осциллирующими по времени поправками можно пренебречь. Например, в рассматриваемом нами частном случае знаков отстроек  $\Delta_{32} > 0$  наименьшая разность

$$|\lambda_2 - \lambda_3| \sim 2 \frac{|\Omega|^2}{\Delta_2}. \quad (28)$$

При таких интенсивностях, когда  $\Omega \sim 0, 1 \Delta_2 \approx 1$  ГГц, для атомов за время пролета через СВЧ волну  $\tau = d_0/v_T \approx 35$  мкс произойдет примерно  $N_{osc} = 10^4 - 10^5$  осцилляций у соответствующих слагаемых в (27). Поэтому при усреднении по скоростям  $v_x$ , если не выделяются в эксперименте группы атомов со строго фиксированными продольными скоростями, эти вклады должны быть отброшены:

$$\mathbf{F} \approx \sum_{i,j=1}^3 \sum_{n=1}^3 \nabla \Omega_{i,j} |a_n|^2 \Lambda_{n,j}^* \Lambda_{n,i} = \sum_{i=1}^3 |a_i|^2 \mathbf{F}_i. \quad (29)$$

Также предположим, что процесс включения ридберговских атомов во взаимодействие с СВЧ полем носит плавный характер, т. е. с учетом приблизительно гауссовского характера спада интенсивности СВЧ поля к периферии можно считать, что переходы между соответствующими квазиэнергетическими состояниями, рассмотренными ранее, пренебрежимо малы. Вследствие адиабатичности процесса включения величины  $a_n$  определяются только начальными условиями<sup>3)</sup>.

Рассмотрим, например, граничные условия (16). В этом случае выражение для силы упростится ( $n = 2$  при  $\Delta_{32} > 0$ ):

<sup>3)</sup> Неадиабатичность проявляется также в области узлов за счет переходов Ландау-Зинера, однако здесь мы ими пренебрегаем.

$$F \approx \nabla \Omega_{12} \Lambda_{2,2}^* \Lambda_{2,1} + \nabla \Omega_{23} \Lambda_{2,3}^* \Lambda_{2,2} + \text{с.с.} \quad (30)$$

Если теперь рассмотреть такие значения входящих в задачу параметров, при которых можно пренебречь  $\Delta_{32}$  по сравнению с  $\Omega_{12,23}$ ,  $\Delta_2$ ,  $\Delta_{23}$ , то здесь мы можем воспользоваться соответствующим приближенным значением (13) для  $\lambda_2$ . В итоге получим следующий результат для градиентной радиационной силы:

$$F_z = -\frac{\partial V_{eff}}{\partial z}, \quad (31)$$

где эффективный потенциал определяется как

$$V_{eff} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{(\Delta_2)^2 + 4(|\Omega_{12}(z)|^2 + |\Omega_{23}(z)|^2)}. \quad (32)$$

Отметим следующие важные особенности этого потенциала.

1. По виду этот потенциал аналогичен так называемому нерезонансному потенциалу [5] в теории когерентного взаимодействия двухуровневых атомов с полем стоячей световой волны. При этом включение в резонансное взаимодействие с полем дополнительного, третьего уровня приводит к эффективному увеличению потенциала (32) за счет добавки  $\Omega_{23}$  примерно в  $\sqrt{2}$  раз. Можно высказать предположение, что учет трехфотонных процессов и более мог бы привести к дальнейшему увеличению эффективности потенциала в  $\sqrt{m}$  раз, где  $m$  — соответствующий порядок фотонности процесса.

2. В случае двухфотонного резонанса, когда

$$\frac{\Omega_{12}}{\Delta_2} \ll 1, \quad \Delta_{32} \ll \Omega, \Delta_2, \quad (33)$$

при соотношении  $\Omega_{12} \approx \Omega_{23} = \Omega(z)$  для ридберговских атомов эффективный потенциал переходит в известный потенциал для двухфотонных переходов [6]

$$V_{eff} = \hbar \frac{\Omega^2(z)}{\Delta_2}. \quad (34)$$

3. Наконец, отметим, что полученные результаты не зависят от знака отстройки  $\Delta_{32}$ , а определяются в основном величиной отстройки  $\Delta_2$ : при величине СВЧ поля такой, что  $\Omega > \Delta_2$ , амплитуда эффективного потенциала (32) будет почти линейно зависеть от  $\Omega$ . На самом деле при таких полях СВЧ ограничиваться только двухфотонными процессами в модели уже нельзя и необходимо учитывать многофотонные процессы следующих порядков.

Если же начальные условия определяются более сложным образом и имеются также компоненты с  $a_1, a_3 \neq 0$ , то необходимо пользоваться более общей формулой (29). На рис. 4 приведены графики соответствующих компонент силы в (29) на полудлине волны поля. В частности, из этих графиков следует, что при росте компоненты  $a_3$  за счет переходов Ландау–Зинера величина общей силы уменьшается, так как  $|F_3| \ll |F_2|$ .

## 6. КИНЕТИКА РИДБЕРГОВСКИХ АТОМОВ В СВЧ ПОЛЕ

Кинетика пучка ридберговских атомов в СВЧ полях описывается уравнением (24), где в качестве силы мы можем использовать приведенное выражение (30). Рассмотрим

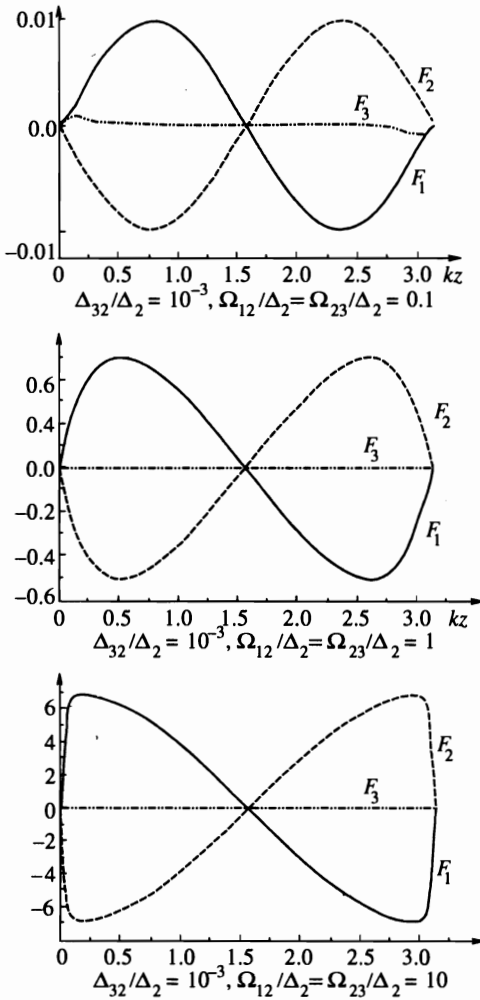


Рис. 4. Компоненты составляющих сил при различных отстройках и интенсивностях СВЧ поля в относительных единицах

стационарную картину рассеяния атомов СВЧ полем. В этом случае исходное кинетическое уравнение примет вид

$$\left( v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = -F_z(z) \varphi(x) \frac{\partial}{\partial p_z} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \tag{35}$$

где функция  $\varphi(x)$  определяет профиль амплитуды СВЧ волны в направлении  $x$  распространения атомарного пучка.

При решении (35) актуальна постановка граничного условия. В данном случае граничное условие задается функцией распределения атомов на выходе из атомарной пушки ( $x = 0$ ). Мы предполагаем, что атомы термализованы по продольным ( $v_x$ ) и поперечным ( $v_z$ ) проекциям скоростей, но с разными температурами. Соответствующие скоростные распределения имеют вид распределений Максвелла [8]. Аналогично пространственное распределение (профиль) атомарного пучка в поперечном сечении (вдоль

$z$ ) определяется гауссовским законом. Так что граничное условие может быть представлено в виде

$$f(x = 0, z, v_x, v_z) = \frac{1}{N} \exp \left( -\frac{(z - z_0)^2}{r_b^2} - \frac{v_x^2}{v_T^2} - \frac{v_z^2}{v_{\perp}^2} \right) \theta(v_x), \quad (36)$$

где  $N$  — нормировочный множитель,  $r_b$  — радиус атомарного пучка,  $z_0$  — положение центра атомарного пучка вдоль оси  $z$ ,  $\theta(y)$  — ступенчатая функция Хевисайда,  $v_{\perp} = \Delta\alpha v_T$  — поперечная тепловая скорость атомов в пучке, где  $v_T$  — тепловая продольная скорость, а  $\Delta\alpha$  — угол расходимости атомарного пучка в радианах (степень коллимации пучка).

Рассмотрим решение данного уравнения (35) по теории возмущений. Нулевое приближение здесь является решением исходного кинетического уравнения (35) с правой частью, равной нулю:

$$f_0(x > 0, z, v_x, v_z) = \frac{1}{N} \exp \left( -\frac{(z - z_0 - (v_z/v_x)x)^2}{r_b^2} - \frac{v_x^2}{v_T^2} - \frac{v_z^2}{v_{\perp}^2} \right) \theta(v_x) \quad (37)$$

и описывает расплывание поперечного профиля атомарного пучка за счет теплового движения атомов вдоль оси  $z$ . Если рассматривать влияние СВЧ поля на профиль атомарного пучка как возмущение, то тогда исходную функцию распределения можно представить в виде

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \approx f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}) + \delta f(\mathbf{r}, \mathbf{v}), \quad (38)$$

где кинетическое уравнение на соответствующую поправку будет иметь вид

$$\left( v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \delta f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = -F_z(z) \varphi(x) \frac{\partial}{\partial p_z} f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}). \quad (39)$$

Решение этого уравнения можно представить в следующей форме:

$$\begin{aligned} \delta f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = & - \int_0^x d\xi \frac{F_z [z + (v_z/v_x)(\xi - x)] \varphi(\xi)}{v_x} \times \\ & \times \left\{ \frac{\partial}{\partial p_z} - \frac{\xi - x}{p_x} \frac{\partial}{\partial z} \right\} f_0 [\xi, z + (v_z/v_x)(\xi - x), v_x, v_z]. \end{aligned} \quad (40)$$

В частности, если рассмотреть упрощенный вариант, когда СВЧ поле начинается сразу после источника атомного пучка и профиль его имеет резкие границы

$$\varphi(x) = \theta(2r_0 - x)$$

(напомним, что  $r_0$  — радиус поперечного профиля СВЧ волны), то расчетная формула для поправки за СВЧ полем ( $x > 2r_0$ ) примет вид

$$\begin{aligned} \delta f(x > 2r_0, z, \mathbf{p}) = & - \int_0^{2r_0} d\xi \frac{F_z(z + (v_z/v_x)(\xi - x))}{v_x} \times \\ & \times \left\{ \frac{\partial}{\partial p_z} - \frac{\xi - x}{p_x} \frac{\partial}{\partial z} \right\} f_0(\xi, z + (v_z/v_x)(\xi - x), v_x, v_z), \end{aligned} \quad (41)$$

или, используя явный вид для нулевого приближения (37), получим

$$\delta f(z, x, v_x, v_z) = -2 \int_0^{2r_0} d\xi \frac{F(z + (v_z/v_x)(\xi - x))}{v_x} \times \left[ -\frac{p_z}{p_\perp^2} - \frac{(z - z_0 - (v_z/v_x)x) \xi}{r_b^2 p_x} \right] f_0(z, x, v_z, v_x). \quad (42)$$

Описанная выше теория возмущений по сути является разложением по времени пролета (взаимодействия) атома через СВЧ поле  $t_{int} = 2r_0/v_T$ , и первая поправка является линейной по этому параметру. Отметим, что при расчете следующих поправок возникают расходимости, связанные с большими временами взаимодействия для атомов, имеющих малые скорости  $v_x$ . Как известно, данные расходимости устраняются при проведении суммирования всего ряда теории возмущений. Однако в данной модели достаточно ограничиться только первой поправкой, вследствие малого влияния СВЧ поля на динамику атомов. Например, оценим по порядку соответствующий параметр малости в задаче.

1. Предположим, что действующая на атом сила достигает наибольших значений и ее порядок, в соответствии с результатами (31) и (32), определяется как  $F \sim \hbar k \Omega$ . В качестве предельного значения возьмем такое значение рабиевской частоты  $\Omega$ , при котором динамическое штарковское уширение составляет порядок  $\Delta_2 = 2\pi \cdot 2.6$  ГГц.

2. Время взаимодействия  $t_{int}$ , в соответствии с выбранным в модели когерентным характером взаимодействия атомов с полем, не может превышать характерного времени радиационного распада соответствующих ридберговских состояний. В данном случае ограничимся для него величиной  $t_{int} \approx 35$  мкс.

Тогда соответствующий параметр малости для описанной выше теории разложения имеет вид

$$\nu = \frac{F t_{int}}{p_z} = \frac{8\Omega^2}{\sqrt{(\Delta_2)^2 + 8\Omega^2}} \frac{\hbar k t_{int}}{\Delta \alpha_{div} m v_T} \quad (43)$$

и при указанных выше параметрах и соответствующей массе для Na мы получим  $\nu \sim 0.1-1$ . Заметим, что при значениях рабиевских частот  $\Omega \geq \Delta_2$  параметр  $\nu$  становится больше единицы и приведенная выше теория возмущений становится неверна.

Приведенный результат (42) для первой поправки к функции распределения можно упростить, если учесть, что в СВЧ поле длина волны  $\lambda \approx 4$  мм как характерный параметр пространственного градиента для  $F_z$  достаточно велик по сравнению с параметром интегрирования  $(v_z/v_x)2r_0 \sim \alpha_{div} 2r_0 \ll \lambda$ . Так, для СВЧ полей с поперечными размерами  $2r_0 \sim 10$  см величина данного параметра малости

$$\frac{\alpha_{div} 2r_0}{\lambda} \sim 10^{-1}.$$

Тогда, проводя разложение подынтегрального выражения в ряд Тейлора и ограничившись первой поправкой, мы получим следующий приближенный результат для данной поправки:

$$\delta f \approx f_0 \frac{4F(z - (v_z/v_x)x)}{v_x} \left[ \frac{p_z}{p_\perp^2} r_0 - \frac{(z - z_0 - (v_z/v_x)x) r_0^2}{r_b^2 p_x} \right]. \quad (44)$$

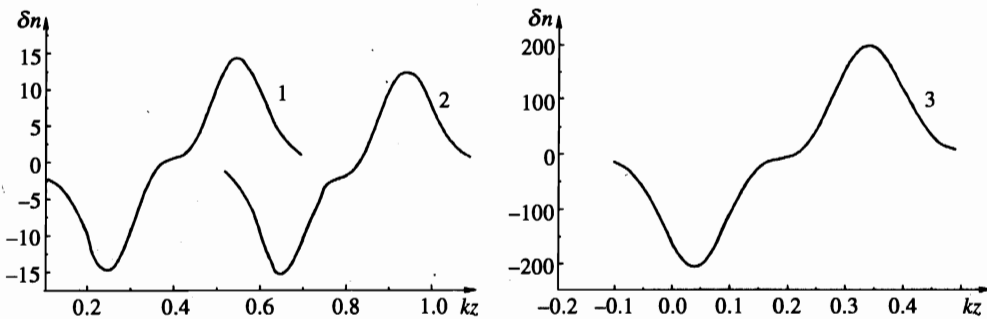


Рис. 5. Результаты расчета пространственного профиля атомного пучка для различных положений его центра по отношению к узлам стоячей СВЧ волны:  $kz = \pi/8$  (1),  $\pi/4$  (2),  $\approx 0.188$  (3)

Расчет профиля атомарного пучка на детекторе при известной функции распределения далее проводится по известному алгоритму

$$n(z) = \int dv f(z, x = L, v_x, v_z) n_0, \tag{45}$$

где  $L$  – координата детектора атомов по оси  $x$ ,  $N_0$  — средняя концентрация атомов в пучке на начальной стадии.

В частности, если мы подставим в эту формулу полученную выше поправку (44), то итоговое выражение для поправки к плотности за счет радиационной силы будет следующим:

$$\delta n(z, L) = n_0(z, L) \left\langle \frac{4F(z - (v_z/v_x)L)}{v_x} \left[ \frac{p_z}{p_x^2} r_0 - \frac{(z - z_0 - (v_z/v_x)L) r_0^2}{r_b^2 p_x} \right] \right\rangle_{v_x, v_z}, \tag{46}$$

где  $n_0(z, L)$  — распределение плотности атомарного пучка на детекторе при выключенном СВЧ поле. Итоговое распределение атомарного пучка будет определяться тогда как

$$n(z, L) = n_0(z, L) + \delta n(z, L). \tag{47}$$

Приведем графики расчета для пространственных профилей атомарного пучка (см. рис. 5) при различных параметрах в задаче. Для левого графика приведены распределения  $\delta n(z)$  на детекторе  $x = L$  при следующих значениях безразмерных параметров: отстройка двухфотонного перехода  $\tilde{\Delta}_{32} = \Delta_{32}/\Delta_2 = 5 \cdot 10^{-4} \sim 0$ ; рабиевские частоты  $\tilde{\Omega}_{i,j} = \Omega_{i,j}/\Delta_2 = 1$ ; ширина СВЧ пучка  $\tilde{r}_0 = r_0/\lambda = 10$ ; расположение детектора  $\tilde{L} = L/\lambda = 10^3$ ; расходимость атомарного пучка  $\alpha = v_{\perp}/v_T = 10^{-3}$ ; ширина атомарного пучка  $\tilde{r}_b = r_b/\lambda = 10^{-1}$ ; положение центра атомарного пучка по отношению к узлам стоячей СВЧ волны  $\tilde{z}_0 = kz_0 = \pi/8$  для графика 1 и  $\tilde{z}_0 = \pi/4$  для графика 2; масштаб по оси ординат выбран в единицах характерного параметра задачи  $\tilde{\delta n} = \hbar \Delta_2 / m v_i^2 \sim 10^{-4}$ , что, конечно же, в данном случае является малым параметром.

Для правого графика приведено распределение плотности  $\delta n$  для следующих измененных параметров задачи: рабиевские частоты  $\tilde{\Omega}_{i,j} = \Omega_{i,j}/\Delta_2 = 10$ ; расположение центра атомарного пучка выбрано по максимуму градиентной силы, т. е. при  $\tilde{z}_0 \approx 0.188$ .



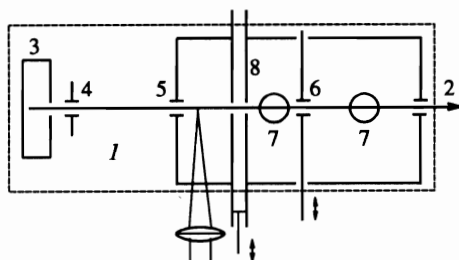


Рис. 6. Схема эксперимента: 1 — вакуумная камера, 2 — пучок атомов натрия, 3 — печь, 4, 5 — диафрагмы, 6 — подвижная щель, 7 — входные окна канальных умножителей, 8 — волновод

Отметим также следующую существенную деталь: приведенная выше поправка к плотности (46) расходится при усреднении за счет вклада от атомов с медленными скоростями  $v_x \sim 0$ , поскольку время взаимодействия таких атомов с СВЧ полем стремится к бесконечности. Приведенные выше результаты даны при учете скоростей  $v_x > 10^{-6}v_T$ .

## 7. ЭКСПЕРИМЕНТ

Нами был выполнен эксперимент по измерению профиля пучка ридберговских атомов натрия при двухфотонном резонансе со стоячей СВЧ волной (частота 72.6 ГГц) на переходе  $36P-37P$ . Ранее мы подробно исследовали этот переход в экспериментах по двухфотонной микроволновой спектроскопии и двойному штарковскому резонансу [4]. Кроме того, в данном диапазоне частот наблюдались и другие многофотонные резонансы [9].

Схема эксперимента приведена на рис. 6. Ридберговское состояние  $36P$  атома натрия возбуждалось по трехступенчатой схеме  $3S-3P-4S-36P$  излучениями трех импульсных синхронизированных перестраиваемых лазеров. Параметры лазеров были близки к тем, которые описаны в нашей работе [4]. Лазерные лучи совмещались на дихроичных зеркалах и фокусировались в вакуумную камеру 1 перпендикулярно атомному пучку 2. Атомы натрия испарялись в печи 3, а пучок формировался двумя диафрагмами 4, 5, которые ограничивали начальную расходимость величиной около  $3 \cdot 10^{-3}$  радиан. Ридберговские атомы детектировались методом селективной полевой ионизации [10] в импульсном электрическом поле. Образовавшиеся фотоэлектроны собирались на входных окнах канальных электронных умножителей 7. Электрические сигналы с выхода умножителей обрабатывались в режиме счета импульсов с временем накопления 10 с.

Система регистрации состояла из двух частей. В первой из них осуществлялось лазерное возбуждение ридберговских атомов и их взаимодействие с микроволновым полем при пролете пучка возбужденных атомов через волновод 8. Здесь регистрировались сигналы настройки частоты поля на многофотонные резонансы. Во второй части установки измерялось полное число ридберговских атомов, прошедших через перемещаемую диафрагму 6. Изменяя положение диафрагмы, можно было получить распределение плотности ридберговских атомов в пучке по одной координате. Рассеяние или отклонение пучка ридберговских атомов, обусловленное передачей поперечного импульса от микроволнового поля, должно изменять регистрируемый профиль пучка. Кроме того, мы имели возможность изменять градиент микроволнового поля в отверстии волновода за счет изменения положения отражательной стенки (поршня), обеспечивающей

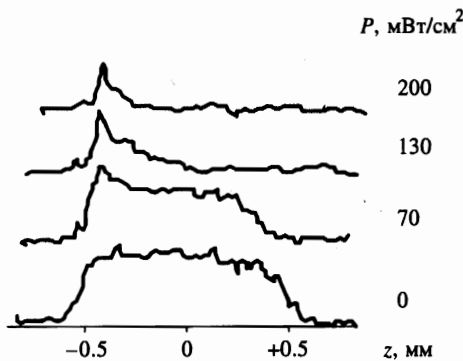


Рис. 7. Экспериментальная запись профиля пучка ридберговских атомов натрия при различных интенсивностях микроволнового излучения, резонансного двухфотонному переходу  $36P-37P$  (атомный пучок проходит в области максимума градиентной силы)

формирование квазистоячей волны. Максимальная плотность мощности СВЧ поля в волноводе могла достигать  $0.2 \text{ Вт/см}^2$  и обеспечивалась перестраиваемым по частоте генератором на лампе обратной волны Г4-142.

На рис. 7 представлены характерные записи профилей пучка ридберговских атомов натрия как в отсутствие, так и в присутствии СВЧ поля. Частота микроволнового излучения была настроена в точный резонанс с двухфотонным переходом  $36P-37P$ . Первоначальный профиль пучка представлял почти симметричное трапецеидальное распределение с шириной около 1 мм, определяемой размерами коллимирующих диафрагм. Вклад аппаратной ширины составлял менее 0.3 мм. Шумы сигнала были связаны в основном с флуктуациями частоты и амплитуды лазерного излучения. Кроме того, наблюдался незначительный постоянный фон, обусловленный проникновением в область регистрации заряженных частиц из магниторазрядного насоса, обеспечивающего высокий вакуум. Включение СВЧ поля приводило к существенному изменению профиля атомного пучка, зависящему от того, как была сформирована стоячая волна в волноводе. Рис. 7 соответствует настройке на один из склонов стоячей волны, при которой градиентная сила максимальна. Видно также, что картина распределения ридберговских атомов по сечению после пролета через отверстие в волноводе зависит от интенсивности микроволнового поля, а также от точки взаимодействия. При формировании в отверстии минимума СВЧ волны профиль пролетающего пучка ридберговских атомов практически не изменялся.

Анализ экспериментальных результатов позволяет указать на два основных физических эффекта, которые определяют изменение профиля пучка ридберговских атомов при пролете через неоднородное резонансное СВЧ поле. Во-первых, это механическое действие СВЧ поля, обсуждавшееся выше и обусловленное градиентной силой. Условия нашего эксперимента позволяли отклонять ридберговские атомы на углы, сравнимые с начальной расходимостью атомного пучка. По этой причине атомы, проходящие через пучности СВЧ волны, будут испытывать отклонение на большие углы, чем на его склонах. Согласно изложенной выше теории (см. разд. 5), пространственное распределение атомов существенно усложняется зависимостью угла отклонения пучка градиентной силой от скорости и времени взаимодействия ридберговских атомов с СВЧ полем. При этом, учитывая функцию распределения атомов по продольным и поперечным скоростям, должна наблюдаться сложная картина рассеяния и СВЧ поле может выполнять роль положительной или отрицательной линзы. Кроме того, на картину рассеяния и

профиль пучка будет влиять и положение детектора. В принципе наблюдавшееся на рис. 7 сужение атомного пучка соответствует режиму фокусировки. Однако одновременно мы видим, что полное число ридберговских атомов не сохраняется. Этот эффект можно связать либо с рассеянием на очень большие углы, в результате чего сигнал от ридберговских атомов становится ниже фона, либо с тушением ридберговских атомов в СВЧ поле. Такого рода тушение может быть обусловлено ионизационной связью с континуумом типа диффузионной ионизации [11]. Однако в условиях нашего эксперимента вероятность такой ионизации должна быть пренебрежимо мала, так как пороги ее соответствуют напряженностям СВЧ полей на один-два порядка большим для состояний с данными  $n$ . Более вероятной причиной может быть явление радиационного тушения ридберговских состояний в интенсивном микроволновом поле, связанное с переходом атомов в более низкие состояния. Дело в том, что для состояния  $36P$  время жизни ридберговского атома с учетом его сокращения за счет взаимодействия с тепловым излучением при температуре жидкого азота составляет 170 мкс и превышает, хотя и незначительно, время пролета ридберговских атомов от точки лазерного возбуждения до второго канального умножителя при характерных скоростях. При этом регистрируются практически все ридберговские атомы. В зависимости от главного квантового числа  $n$  время жизни ридберговских состояний возрастает по крайней мере как  $n^3$ , а для более низких уровней уменьшается по такому же закону. Это может приводить к тому, что для существенно более низких состояний будут регистрироваться не все ридберговские атомы, провзаимодействовавшие с микроволновым излучением. Расчеты показывают, что резонансных, в том числе и многофотонных, переходов в более низкие состояния атома натрия из возбуждаемого  $36P$ -состояния на используемой частоте микроволнового излучения нет. Однако в интенсивных СВЧ полях за счет динамического эффекта Штарка дефект резонанса может компенсироваться и возникающие динамические резонансы [9] могут значительно увеличивать вероятности радиационных переходов, в том числе и многофотонных.

Представленные на рис. 7 регистрируемые профили пучка ридберговских атомов натрия при пролете через пространственно-неоднородное СВЧ поле, сформированное в волноводе, вероятнее всего отражают комбинацию кинетических эффектов и многофотонного радиационного тушения ридберговских состояний. Кроме того, заметные сигналы наблюдаются в диапазоне интенсивностей СВЧ поля, при котором фактически нарушается трехуровневая модель, для которой имеется достоверная теория. Для наблюдения кинетических эффектов в более явном виде и детального сопоставления с изложенной выше теорией необходимо проведение экспериментов при минимальных интенсивностях микроволнового поля, что требует существенного повышения чувствительности регистрации при сохранении пространственного разрешения. Тем не менее, проведенные эксперименты свидетельствуют о существенном изменении профиля пучка ридберговских атомов в присутствии пространственно-неоднородного СВЧ поля, что качественно подтверждает картину резонансного рассеяния ридберговских атомов. Для обеспечения количественного согласия необходима модернизация экспериментальной схемы и поиск других резонансов, где бы вклад радиационного тушения возможно был бы менее значительным. Необходимо также проведение теоретических расчетов, учитывающих многофотонное взаимодействие более высокого порядка. Оценки показывают, что при высоких интенсивностях СВЧ поля их вклад и влияние на картину рассеяния могут быть весьма существенными.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используя предложенный выше метод, можно в принципе рассмотреть рассеяние атомов при когерентном характере взаимодействия в электромагнитных полях, с любым порядком фотонности. При этом можно рассчитать не только влияние силы на отдельный атом, но и оценить кинетические характеристики атомарного пучка в целом. Отметим следующие возможные направления рассмотрения.

1. Учет большего числа уровней в пределе  $m$ -фотонного резонанса.

2. Учет по возмущениям релаксационных процессов для ридберговских состояний.

3. Рассмотрение других конфигураций полей. Стоячая волна здесь не является хорошим примером, поскольку для СВЧ полей пространственные градиенты невелики. Заметим, что приведенные здесь результаты (например, (32)) верны не только для случая стоячей волны, но и для произвольной пространственной конфигурации (правда, линейно-поляризованного поля). Таким образом, выбор соответствующей резкой пространственной неоднородности в СВЧ поле с градиентом на размерах  $\ll \lambda$  существенно способен усилить эффект рассеяния.

4. Переходы Ландау–Зинера требуют дополнительного рассмотрения. В частности, представляет интерес подбор модели с соответствующими полевой и атомарной конфигурациями, где переходы Ландау–Зинера оказывали бы существенное влияние на процесс рассеяния атомов полем.

5. Широкие возможности влиять на процессы рассеяния открывают различные поляризационные конфигурации поля, при возможном наличии также статических полей.

Работа частично поддержана программой «Университеты России» и Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 93-02-15299 и № 95-02-04752).

## Литература

1. *Ридберговские состояния атомов и молекул*, пер. с англ. под ред. Р. Я. Дамбурга, Мир, Москва (1985), с. 3.
2. Д. Ф. Зарецкий, Н. М. Юдкевич, *Опт. и спектр.* **67**, 742 (1989).
3. I. M. Beterov and I. I. Ryabtsev, *Laser Physics*, **4**, 953 (1994).
4. И. М. Бетеров, А. О. Выродов, И. И. Рябцев и др., *ЖЭТФ* **101**, 1154 (1992).
5. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев, *Механическое действие света на атомы*, Наука, Москва (1991).
6. В. М. Акулин, Н. В. Карлов, *Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике*, Наука, Москва (1987).
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Физматгиз, Москва (1974).
8. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
9. I. M. Beterov, G. L. Vasilenko, I. I. Ryabtsev et al., in *Intense Laser Phenomena, Series on Optics and Photonics*, ed. by I. Kiyani and M. Ivanov, World Scientific, Singapore (1992), p. 100.
10. В. С. Летохов, *Лазерная фотоионизационная спектроскопия*, Наука, Москва (1987), с. 70.
11. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, Д. Л. Шепелянский, *УФН* **140**, 355 (1983).