

ДВУХМАСШТАБНАЯ ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ОРИЕНТАЦИИ УГЛОВОГО МОМЕНТА ДВУХУРОВНЕВОГО АТОМА С ОПТИЧЕСКИМ ПЕРЕХОДОМ $J_g \rightarrow J_e = J_g + 1$ В ПОЛЕ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ И В ПРИСУТСТВИИ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

К. А. Насыров*

*Институт автоматики и электрометрии
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 7 августа 2003 г.

В приближении квазиклассического описания ориентации углового момента исследуется динамика двухуровневого атома с оптическим переходом $J_g \rightarrow J_e = J_g + 1$ под воздействием резонансного излучения эллиптической поляризации и в присутствии постоянного магнитного поля, направленного вдоль волнового вектора излучения. Показано, что имеет место двухмасштабная временная эволюция распределения атомов по ориентации углового момента. На первом этапе после включения излучения в сравнительно короткие времена атомы ориентируются по своему угловому моменту как вдоль магнитного поля, так и в противоположном направлении в зависимости от своей исходной ориентации и степени эллиптичности излучения. Затем на втором этапе происходит более длительный процесс перераспределения атомов, когда они ориентируются преимущественно только в одном из указанных направлений. Длительность второго этапа экспоненциально зависит от величины углового момента J .

PACS: 32.80.-t, 03.65.Sq, 42.50.Md

В последнее время расширяется круг проблем, в которых приходится рассматривать взаимодействие атомов с резонансным излучением в присутствии магнитного поля. В первую очередь имеются в виду магнитооптические ловушки для нейтральных атомов [1], магнитометры на основе оптической накачки [2, 3] и т. д. Характерным для этих задач является то, что в силу векторного характера взаимодействия электромагнитного поля с атомами требуется учитывать вырождение атомных состояний по проекции углового момента. И даже если ограничиваться рамками модели атома с двумя энергетическими состояниями, то из-за указанного вырождения задача становится существенно многоуровневой и нахождение аналитического решения возможно в немногих специфических случаях [4–6]. Лишь численные решения соответствующих уравнений позво-

ляют проследить за динамикой атома и ответить на те или иные конкретные вопросы, хотя с помощью таких расчетов затруднительно анализировать зависимости от параметров, входящих в задачу.

Здесь, однако, могут оказаться полезными квазиклассические подходы к описанию вращательного движения и, в частности, ориентации углового момента [7]. В этих приближениях уравнения для матрицы плотности упрощаются настолько, что становится возможным найти аналитические решения и провести их параметрический анализ. Необходимым условием справедливости квазиклассического описания вращательного движения является большой угловой момент квантовой системы $J \gg 1$. Однако и в таких системах возможно проявление существенно квантовых эффектов, которые формально выражаются присутствием в матрице плотности узких угловых структур с размерами меньше кванто-

*E-mail: nasyrov@iae.nsk.su

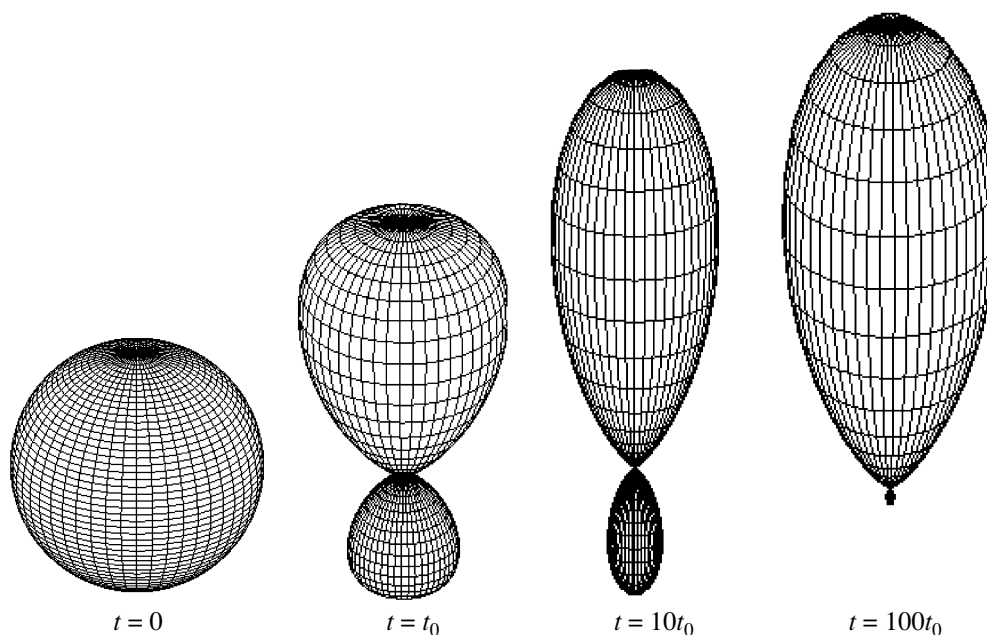


Рис. 1. Эволюция распределения ориентации углового момента атома с $J_g = 4$, $J_e = 5$, степень эллиптичности излучения $x_0 = -0.3$, $t_0 = J\Gamma/G^2$. Ось z и магнитное поле направлены вверх

вой неопределенности ориентации углового момента $\Delta\theta \sim 1/\sqrt{J}$ [7, 8]. Поэтому в настоящей работе мы рассматривали только такие решения, которые мы называем квазиклассическими и в которых характерный масштаб угловых структур превышает квантовую неопределенность в ориентации углового момента. Тем не менее результаты, полученные при выполнении условия $J \gg 1$, остаются качественно справедливыми и для не очень больших $J \sim 3-5$. Это замечание особенно важно в связи с тем, что атомы имеют в основном небольшие значения J , например, у щелочного атома Cs имеется закрытый переход $F \rightarrow F + 1$ из сверхтонкого состояния с полным угловым моментом $F = 4$. Лишь немногие атомы, например изотопы Fg, обладают достаточно большим угловым моментом, чтобы считать для них вполне применимым квазиклассическое приближение.

В работе [8] в приближении классического описания вращательного движения было показано, что атом с оптическим переходом $J_g \rightarrow J_e = J_g + 1$ в поле резонансного излучения эллиптической поляризации и в присутствии магнитного поля, направленного вдоль волнового вектора волны, ориентируется по своему угловому моменту либо вдоль магнитного поля, либо в противоположную сторону в зависимости от своей начальной ориентации и степени эллиптичности поляризации резонансного поля. Однако

такая динамика углового момента прослеживается только в течение некоторого времени

$$t_0 = J\Gamma/G^2,$$

где J — величина углового момента, G — частота Раби, Γ — полуширина линии. Численные расчеты на основе оптических уравнений Блоха в JM -представлении для двухуровневой вырожденной системы показывают, что при эллиптической поляризации излучения одно из направлений углового момента является неустойчивым. При достаточно больших временах $t \gg t_0$ в подавляющем своем большинстве частицы начинают концентрироваться только возле одного из возможных направлений углового момента, как это показано на рис. 1. Визуализация результатов расчетов, полученных в JM -представлении, осуществляется с помощью метода, изложенного в работе [7]. На этом рисунке демонстрируется, как для заселенности нижнего состояния, имеющей исходно изотропное распределение по направлению углового момента, на первом этапе при временах $t \sim t_0$ формируется анизотропное распределение, когда для выбранной степени эллиптичности поляризации часть атомов ориентируется по угловому моменту вдоль магнитного поля и несколько меньшая часть — в противоположную сторону. За более длительные времена эта меньшая часть все более уменьшается, пока практически все

частицы не станут ориентированы по угловому моменту вдоль магнитного поля с той оговоркой, что из-за квантовой неопределенности угла ориентации углового момента $\Delta\theta \sim 1/\sqrt{J}$ всегда имеется некоторое распределение направлений углового момента около направления магнитного поля. Обращает на себя внимание тот факт, что второй этап длится в течение значительно большего времени, чем первый.

Целью настоящей работы является описание этого явления на основе квазиклассического представления для углового момента [9]. В частности, будет выяснено, чем определяется длительность второго этапа перераспределения частиц по направлению углового момента.

Итак, рассмотрим квантовую систему с двумя вырожденными по проекции углового момента уровнями, которая резонансно взаимодействует с излучением, так что излучение вызывает переходы с нижнего основного состояния g в верхнее возбужденное e и наоборот. Для перехода к квазиклассическому описанию вращательного движения мы будем использовать $\phi\theta\alpha$ -представление, введенное в работе [9] для ротатора или шарового волчка. Здесь углы θ и ϕ характеризуют полярный и азимутальный углы направления углового момента, а угол α — ориентацию оси ротатора в плоскости, ортогональной направлению углового момента. В условиях точного резонанса с возбуждающим полем уравнение для матрицы плотности для указанной квантовой системы в $\phi\theta\alpha$ -представлении имеют вид [9]

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dt} + \Gamma_e\right) \rho_{ee} &= -i \exp\left(\frac{i\hat{w}}{2J}\right) G \rho_{ge} + \\ &+ i \exp\left(\frac{-i\hat{w}}{2J}\right) G^* \rho_{eg}, \\ \frac{d}{dt} \rho_{gg} + \omega_H \frac{d}{d\phi} \rho_{gg} &= i \exp\left(\frac{-i\hat{w}}{2J}\right) G \rho_{ge} - \\ &- i \exp\left(\frac{i\hat{w}}{2J}\right) G^* \rho_{eg} + \hat{\Gamma}_e \rho_{ee}, \\ \left(\frac{d}{dt} + \Gamma\right) \rho_{eg} &= -i \exp\left(\frac{i\hat{w}}{2J}\right) G \rho_{gg} + \\ &+ i \exp\left(\frac{-i\hat{w}}{2J}\right) G \rho_{ee}, \\ \rho_{ge} &= \rho_{eg}^*, \quad 2J = J_e + J_g + 1. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь Γ_e — константа спонтанного распада возбужденного состояния в нижнее. Мы предполагаем, что имеется только один канал распада состояния e . Константа Γ — это скорость разрушения когерентности между уровнями e и g . В условиях отсутствия других механизмов разрушения этой когерентности, кроме спонтанного, $\Gamma = \Gamma_e/2$.

Мы рассматриваем случай достаточно слабого магнитного поля, когда зеемановская частота ω_H много меньше константы релаксации Γ , поэтому мы пренебрегаем эффектами магнитного поля в уравнениях (1) для недиагональных элементов матрицы плотности и для возбужденного состояния. Эффект вращения момента атома в магнитном поле учтен лишь в уравнении для диагонального элемента матрицы плотности нижнего состояния. Уравнения (1) записаны в системе координат с осью z , направленной вдоль магнитного поля.

Член $\hat{\Gamma}_e \rho_{ee}$ в правой части уравнения для диагонального элемента матрицы плотности ρ_{gg} описывает приход в нижнее состояние за счет спонтанного распада возбужденного состояния e . Его конкретный вид для разных типов оптических переходов был найден в [8]. В частном случае перехода $J_g \rightarrow J_e = J_g + 1$ этот член имеет вид

$$\frac{\hat{\Gamma}_e - \Gamma_e}{\Gamma_e} = \frac{J_e - J_g}{J} \left(1 + \frac{J_e - J_g}{2J}\right) + \frac{1}{4J^2} \Delta, \quad (2)$$

где Δ — угловой лапласиан по угловым переменным θ и ϕ .

В уравнениях (1) используются обозначения

$$\begin{aligned} G(\phi, \theta, \alpha) &= \sum_{\sigma} G_{\sigma} D_{\sigma, J_g - J_e}^1(\phi, \theta, \alpha) = \\ &= \tilde{G}(\phi, \theta) \exp(i(J_e - J_g)\alpha), \\ \tilde{G}(\phi, \theta) &= \sum_{\sigma} G_{\sigma} D_{\sigma, J_g - J_e}^1(\phi, \theta, 0), \quad G_{\sigma} = \frac{E_{\sigma} d_{eg}}{\hbar \sqrt{2J+1}}. \end{aligned}$$

Здесь E_{σ} — круговые компоненты вектора поляризации электрического поля волны ($\sigma = 0, \pm 1$), d_{eg} — приведенный матричный элемент дипольного момента для перехода $e-g$, $D_{\sigma, J_g - J_e}^1$ — матрица вращения Вигнера. Мы будем рассматривать случай, когда направление распространения излучения совпадает с направлением магнитного поля. Оператор \hat{w} действует по правилу [9]

$$\begin{aligned} \hat{w}PQ &= \left(\frac{\partial}{\partial\phi} - \cos\theta \frac{\partial}{\partial\alpha}\right) P \frac{\partial}{\partial\cos\theta} Q - \\ &- \frac{\partial}{\partial\cos\theta} P \left(\frac{\partial}{\partial\phi} - \cos\theta \frac{\partial}{\partial\alpha}\right) Q. \end{aligned} \quad (3)$$

Далее рассмотрим ситуацию, когда интенсивность излучения невелика, т. е. частота Раби $G \ll \Gamma$. В этом случае заселенность возбужденного состояния всегда много меньше таковой для нижнего состояния и мы можем пренебречь ρ_{ee} по сравнению с ρ_{gg} , а также временными производными в уравнениях для ρ_{ge} и ρ_{eg} . Складывая уравнения для диагональных элементов матрицы плотности в указанном

приближении для интенсивности излучения, получим уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{gg} + \omega_H \frac{\partial}{\partial \phi} \rho_{gg} = \\ = 2 \sin \left(\frac{\hat{w}}{2J} \right) (G \rho_{ge} + G^* \rho_{eg}) + (\hat{\Gamma}_e - \Gamma_e) \rho_{ee}. \end{aligned} \quad (4)$$

В условиях квазиклассического приближения, когда предполагается, что угловые масштабы характерных изменений матрицы плотности заметно превышают квантовую неопределенность в ориентации углового момента $1/\sqrt{J}$, допустимо удержание только нескольких первых членов в разложении в ряд Тейлора операторов вида $\exp(i\hat{w}/2J)$. В частности, для наших последующих целей в уравнении (4) для ρ_{gg} достаточно удерживать члены порядка вплоть до $1/J^2$, поэтому в разложении синуса в уравнении (4) мы оставим только первый ненулевой член. Кроме того, ρ_{ee} и недиагональные элементы матрицы плотности можно вычислять с точностью до $1/J$:

$$\begin{aligned} \rho_{ee} &= -\frac{i}{\Gamma_e} (G \rho_{ge} - G^* \rho_{eg}) + \frac{\hat{w}}{2J\Gamma_e} (G \rho_{ge} + G^* \rho_{eg}), \\ \rho_{eg} &= -\frac{i}{\Gamma} G \rho_{gg} + \frac{\hat{w}}{2J\Gamma} G \rho_{gg}, \\ \rho_{ge} &= \frac{i}{\Gamma} G^* \rho_{gg} + \frac{\hat{w}}{2J\Gamma} G^* \rho_{gg}. \end{aligned} \quad (5)$$

Далее мы предполагаем, что зеемановская частота ω_H много больше скорости движения углового момента $\bar{G}^2/J\Gamma$ [8] (здесь $\bar{G}^2 = |G_{+1}|^2 + |G_{-1}|^2$). Это обстоятельство позволяет считать, что заселенность ρ_{gg} имеет равномерное распределение по углу ϕ . В этом приближении мы будем изучать распределение по углу θ углового момента

$$\rho = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \rho_{gg} d\phi. \quad (6)$$

Действуя аналогично процедуре, описанной в работе [8], и сохраняя только члены порядка $1/J$ и $1/J^2$, после некоторых вычислений получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{\partial}{\partial \cos \theta} \left(u \rho - D \frac{\partial}{\partial \cos \theta} \rho \right) = 0, \quad (7)$$

$$u = \frac{\sin^2 \theta}{2\Gamma J} [|G_{-1}|^2 (1 + \cos \theta) - |G_{+1}|^2 (1 - \cos \theta)],$$

$$\begin{aligned} D = \frac{\sin^2 \theta}{8\Gamma J^2} [|G_{-1}|^2 (1 + \cos \theta) (3 - \cos \theta) + \\ + |G_{+1}|^2 (1 - \cos \theta) (3 + \cos \theta)]. \end{aligned}$$

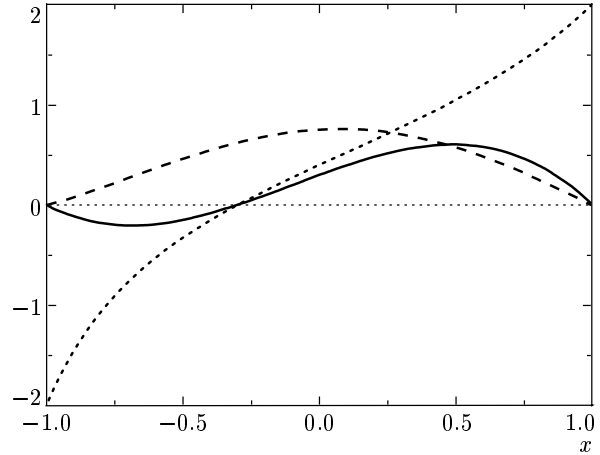


Рис. 2. Нормированная дрейфовая скорость $uJ\Gamma/\bar{G}^2$ (сплошная линия), нормированный коэффициент диффузии $DJ^2\Gamma/\bar{G}^2$ (штриховая линия) и отношение скорости дрейфа к коэффициенту диффузии u/DJ (пунктирная линия). Степень эллиптичности поляризации $x_0 = -0.3$

Как видим, динамика распределения углового момента по его проекции на ось z подчиняется диффузионно-дрейфовому уравнению, причем члены, пропорциональные $1/J$, определяют дрейфовую скорость u движения момента по координате $\cos \theta$, а члены, пропорциональные $1/J^2$, ответственны за диффузию.

Таким образом, если рассматривать случай $J \gg 1$, необходимый для справедливости квазиклассического описания углового момента, то диффузионный член оказывается следующего порядка малости по параметру $1/J$ по сравнению с дрейфовым. Это означает, что в начальный момент после включения лазерного излучения динамика углового момента определяется в основном дрейфовым движением, а затем в более поздние времена начинает играть заметную роль диффузия.

Для простоты дальнейшего изложения введем обозначение $x = \cos \theta$. Согласно уравнениям (7) скорость u знакопеременна в области допустимых значений x ($-1 \leq x \leq 1$) и принимает нулевое значение при

$$x_0 = \frac{|G_{+1}|^2 - |G_{-1}|^2}{|G_{-1}|^2 + |G_{+1}|^2}. \quad (8)$$

Величина x_0 также характеризует степень эллиптичности поляризации излучения, в частности, $x_0 = 0$ соответствует линейной поляризации, $x_0 = \pm 1$ — правой и левой круговой поляризации. Как следует из уравнения (7), $u > 0$ при $x > x_0$ и, наоборот,

$u < 0$ при $x < x_0$ (см. рис. 2). Иными словами, все частицы с начальной координатой $x > x_0$ будут двигаться направо и, если бы не было диффузии, все они собрались бы в точке $x = 1$, а частицы с начальной координатой $x < x_0$ собрались бы в точке $x = -1$. Причем, если предположить, что начальное распределение частиц по x равномерно, то число частиц оказавшихся в точках $x = 1$ и $x = -1$ было бы соответственно

$$N^+ = \frac{1 - x_0}{2}, \quad N^- = \frac{1 + x_0}{2}. \quad (9)$$

Мы используем нормировку для числа частиц

$$N^+ + N^- = 1. \quad (10)$$

Однако стационарное решение уравнения (7) есть

$$\rho_0(x) = \frac{1}{Z} \exp \left(\int_{x_0}^x \frac{u}{D} dx_1 \right), \quad (11)$$

$$Z = \int_{-1}^1 \exp \left(\int_{x_0}^x \frac{u}{D} dx_1 \right) dx.$$

Вычисляя с помощью этого уравнения полное число частиц при $x > x_0$ и $x < x_0$, найдем

$$N_0^+ = \frac{1}{Z} \int_{x_0}^1 \exp \left(\int_{x_0}^x \frac{u}{D} dx_1 \right) dx, \quad (12)$$

$$N_0^- = \frac{1}{Z} \int_{-1}^{x_0} \exp \left(\int_{x_0}^x \frac{u}{D} dx_1 \right) dx,$$

что в общем случае не совпадает с исходным распределением для N^+ и N^- (9). Отсюда ясно, что после начального перераспределения частиц, которое происходит за характерное время

$$t_0 = 1/u = J/\bar{G}^2,$$

следует более длительный процесс, в течение которого устанавливается истинно стационарное распределение (11), (12). Длительность этого процесса определяется диффузией частиц в области вблизи точки x_0 . Интегрируя уравнение (7) по x от x_0 до 1, получим уравнение для изменения N^+ со временем:

$$\frac{d}{dt} N^+ = j_0, \quad (13)$$

где j_0 — поток частиц в точке x_0 .

Как следует из уравнений (11), (12), важную роль играет функция u/D , зависимость которой от

x показана на рис. 2. Эта функция обладает свойством

$$\frac{u}{D} \Big|_{x=\pm 1} = \pm 2J, \quad (14)$$

которое окажется полезным в последующих вычислениях. Чтобы определить величину j_0 , мы воспользуемся тем, что второй этап перераспределения частиц к стационарному значению — это медленный процесс. С математической точки зрения мы используем наличие в задаче малого параметра $1/J$, что фактически выражается в том, что скорость диффузии в $1/J$ меньше скорости дрейфа. Это обстоятельство позволяет предполагать, что достаточно далеко от точки x_0 в каждой из областях $x > x_0$ и $x < x_0$ при больших временах имеется квазистационарное распределение:

$$\rho^+(x) = \frac{N^+}{N_0^+} \rho_0(x), \quad x > x_0, \quad (15)$$

$$\rho^-(x) = \frac{N^-}{N_0^-} \rho_0(x), \quad x < x_0. \quad (16)$$

С другой стороны, благодаря условию квазистационарности, вблизи $x = x_0$ справедливо уравнение

$$u\rho - D \frac{d}{dx} \rho = j, \quad (17)$$

решение которого очевидно:

$$\rho(x) = \exp \left(\int_{x_0}^x \frac{u}{D} dx_1 \right) \times$$

$$\times \left[\rho(x_0) - \int_{x_0}^x \frac{j}{D} \exp \left(- \int_{x_0}^{x_1} \frac{u}{D} dx_2 \right) dx_1 \right]. \quad (18)$$

Также в окрестности точки x_0 можно воспользоваться разложением

$$u(x) = (x - x_0)u', \quad u' = \frac{du}{dx} \Big|_{x=x_0}, \quad (19)$$

и вычислить явно интеграл в экспоненте, входящей в правую часть уравнения (18):

$$\exp \left(- \int_{x_0}^x \frac{u}{D} dx_1 \right) \approx \exp \left(- \frac{u'}{2D_0} (x - x_0)^2 \right). \quad (20)$$

Поскольку последняя функция быстро затухает, величину j/D правомерно вынести из-под интеграла (18) в точке $x = x_0$ и в области

$$|x - x_0| > \sqrt{2D_0/u'} \sim 1/\sqrt{J}$$

вместо (18) использовать

$$\rho^+(x) = \exp\left(\int_{x_0}^x \frac{u}{D} dx_1\right) \times \left[\rho(x_0) - \frac{j_0}{D_0} \int_{x_0}^1 \exp\left(-\int_{x_0}^{x_1} \frac{u}{D} dx_2\right) dx_1\right], \quad (21)$$

$$\rho^-(x) = \exp\left(\int_{x_0}^x \frac{u}{D} dx_1\right) \times \left[\rho(x_0) + \frac{j_0}{D_0} \int_{-1}^{x_0} \exp\left(-\int_{x_0}^{x_1} \frac{u}{D} dx_2\right) dx_1\right]. \quad (22)$$

Сопоставляя (21), (22) с (15) и (16), найдем

$$j_0 = \frac{D_0}{Z \int_{-1}^1 \exp\left(-\int_{x_0}^x \frac{u}{D} dx\right)} \left(\frac{N^-}{N_0^-} - \frac{N^+}{N_0^+}\right). \quad (23)$$

При вычислении N_0^+ и N_0^- воспользуемся очевидными приближениями, например

$$ZN_0^+ = \int_{x_0}^1 \exp\left(\int_{x_0}^x \frac{u}{D} dx_1\right) dx = \exp\left(\int_{x_0}^1 \frac{u}{D} dx\right) \times \int_{x_0}^1 \exp\left(-\int_{x_0}^x \frac{u}{D} dx_1\right) dx \approx \frac{\exp\left(\int_{x_0}^1 \frac{u}{D} dx\right)}{2J}. \quad (24)$$

На участке $x_0 \leq x \leq 1$ примем следующую аппроксимацию:

$$\frac{u}{D} \approx 2J \frac{x - x_0}{1 - x_0}, \quad (25)$$

и окончательно найдем

$$ZN_0^+ \approx \frac{\exp(J(1 - x_0))}{2J}. \quad (26)$$

Совершенно аналогично для N_0^- получим

$$ZN_0^- \approx \frac{\exp(J(1 + x_0))}{2J}. \quad (27)$$

Наконец, используя приближение (19), (20), получим следующее выражение для j_0 :

$$j_0 = 2J \sqrt{\frac{D_0 u'}{2\pi}} (N^- \exp(-J(1 + x_0)) - N^+ \exp(-J(1 - x_0))) = \sqrt{\frac{3}{2\pi J}} \frac{(1 - x_0^2)^{3/2} \bar{G}^2}{2} (N^- \exp(-J(1 + x_0)) - N^+ \exp(-J(1 - x_0))). \quad (28)$$

Подставляя это выражение для потока j_0 в уравнение (13) и пользуясь условием нормировки (10), получим

$$\frac{d}{dt} N^+ = \sqrt{\frac{3}{2\pi J}} \frac{(1 - x_0^2)^{3/2} \bar{G}^2}{2} \Gamma \times \left[\exp(-J(1 + x_0)) - N^+ \times \left(\exp(-J(1 + x_0)) + \exp(-J(1 - x_0)) \right) \right]. \quad (29)$$

Из этого уравнения следует, что длительность второго этапа в эволюции ориентации углового момента атомов есть

$$t_1 = t_0 \sqrt{\frac{2\pi}{3J}} \frac{1}{(1 - x_0^2)^{3/2}} \frac{e^J}{\text{ch}(Jx_0)}. \quad (30)$$

Простые оценки показывают, что для $J = 5$ и степени эллиптичности $x_0 = -0.3$ второй этап длится $t_1 \approx 40t_0$.

Таким образом, в приближении квазиклассического описания ориентации углового момента задача о взаимодействии двухуровневого атома с эллиптически поляризованным излучением в присутствии магнитного поля формально сводится к диффузионно-дрейфовому уравнению переноса частиц по координате, которая соответствует проекции углового момента на ось квантования. Для оптического переноса

$$J_g \rightarrow J_e = J_g + 1$$

дрейфовая скорость знакопеременна, это приводит к тому, что частицы концентрируются по ориентации углового момента вдоль и против магнитного поля. Однако в том случае, если поляризация отлична от линейной, одно из этих направлений обладает преимуществом в том смысле, что при прошествии достаточно длительного времени большинство частиц окажутся ориентированы в этом направлении. Благодаря диффузии частицы перекачиваются из менее выгодного направления в противоположное. Очевидно скорость такой перекачки пропорциональна плотности частиц вблизи точки x_0 обращения в

нуль дрейфовой скорости. В силу свойств решения диффузионно-дрейфового уравнения плотность частиц в этой области оказывается экспоненциально мала как

$$\exp\left(-\int_{x_0}^{\pm 1} (u/D) dx\right) \sim e^{-J}$$

по сравнению с числом частиц, сконцентрированных в указанных выше направлениях. Это обстоятельство и обуславливает медленность второго процесса.

По окончании второго этапа устанавливается равновесное соотношение числа частиц, ориентированных вдоль и против магнитного поля,

$$N_0^- = \exp(2Jx_0) N_0^+,$$

которое при больших J оказывается весьма чувствительным к степени эллиптичности x_0 .

Работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 01-02-17433).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988).
2. R. Wynands and A. Nagel, *Appl. Phys. B: Laser Opt.* **68**, 1 (1999).
3. C. Andreeva, S. Cartaleva, Y. Dancheva, V. Biancalana, A. Burchianti, E. Marinelli, E. Mariotti, L. Moi, and K. Nasyrov, *Phys. Rev. A* **66**, 012502 (2002).
4. E. Arimondo, *Prog. Opt.* **35**, 257 (1995).
5. В. С. Смирнов, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *ЖЭТФ* **96**, 1613 (1989).
6. А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *ЖЭТФ* **98**, 81 (1990).
7. К. А. Насыров, А. М. Шалагин, *ЖЭТФ* **81**, 1649 (1981).
8. К. А. Nasyrov, *Phys. Rev. A* **63**, 043406 (2001).
9. К. А. Nasyrov, *J. Phys. A: Math. Gen.* **32**, 6663 (1999).