МОСКОВСКИЙ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО
КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

А. И. Алексеев, В. Н. Белобородов,
О. В. Жемердеев

022-85

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГИХ АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ ПО НЕСТАЦИОНАРНОМУ КОМБИНАЦИОННОМУ РАССЕЯНИЮ СВЕТА В ГАЗЕ

МОСКВА 1985

Министерство высшего и среднего специального образования СССР

Московский ордена Трудового Красного Знамени инженерно-физический институт

А.И.Алексеев, В.Н.Белобородов, О.В.Жемердеев

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГИХ АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ ПО НЕСТАЦИОНАРНОМУ КОМБИНАЦИОННОМУ РАССЕЯНИЮ СВЕТА В ГАЗЕ

Препринт 022-85

Утверждено
редсоветом института

Москва 1985

УДК 535.3

Алексеев А.И., Белобородов В.Н., Жемердеев О.В. Исследование упругих атомных столкновений по нестационарному комбинационному рассеянию света в газе. - М.: Препринт МИФИ, 022-85, 1985.-24 с.

Предложен метод определения постоянных релаксации мультипольных моментов, который основан на законе затухания и поляризационных свойствах нестационарного комбинационного рассеяния света в газе, содержащем атомы с нулевым спином ядра или атомы со сверхтонкой структурой уровней. Необратимая релаксация вызвана радиационным распадом, газокинетическими столкновениями, а также упругими деполяризующими атомными столкновениями. Рассмотрены способы идентификации атомных переходов. В случае резонансной бигармонической накачки изучено трехуровневое фотонное эхо при наличии спина ядра, обусловленное свободным распадом наведенной стоксовой атомной поляризации. Впервые доказана возможность определения постоянных релаксации электронно-ядерных мультипольных моментов методами комбинационного рассеяния и трехуровневого фотонного эха.

Введение

При изучении взаимодействия света с ансамблем одинаковых атомов наряду с матрицей плотности используют более адекватное описание ансамбля при помощи мультипольных моментов, которые появляются в теории в результате разложения матрицы плотности по неприводимым тензорным операторам. Мультипольные моменты характеризуют своеобразную упорядоченность ансамбля и непосредственно входят в физические величины, наблюдаемые в экспериментах. Они определяют поляризацию излучения атомов, а также форму, ширину и сдвиг спектральной линии и изучаются во многих задачах, где существенна интерференция вырожденных атомных состояний. Благодаря спонтанному излучению и прежде всего упругим и неупругим атомным столкновениям происходит распад мультипольных моментов, который характеризуется постоянными релаксации. При наличии упругих деполяризующих столкновений постоянные релаксации мультипольных моментов как функции скоростей атомов и межатомного потенциала имеют сложный вид, поэтому вычислены теоретически лишь в простейших ситуациях. В общем случае они входят как некоторые параметры, подлежащие экспериментальному изучению. Определение постоянных релаксации мультипольных моментов ансамбля одинаковых атомов является одной из основных задач в теориях взаимодействия излучения с веществом и многих лазерных исследованиях. В последние годы для решения указанной задачи наряду с традиционными методами спектроскопии [I-2] часто используют фотонное эхо. Фундаментальная работа по изучению постоянных релаксации мультипольных моментов методом фотонного эха принадлежит Вангу [3], а ссылки на другие можно найти в обзоре [4] и диссертации [5]. Преимущество использования фотонного эха перед традиционными методами особенно заметно в сложных задачах спектроскопии, когда уровни имеют сверхтонкую структуру. Это непосредственно следует из ряда основополагающих работ [6-9, 5], в которых изучались особенности фотонного эха в газе при наличии сверхтонкого расщепления уровней.

Данная работа посвящена исследованию нестационарного комбинационного рассеяния (КР) света в атомарном газе, а также описанию метода определения постоянных релаксации мультипольных моментов при помощи кратковременного возбуждения и длительного регистрирования (КВДР). Он применялся ранее к изучению релаксации не-вырожденных молекулярных систем [IO, II]. Ниже показано, что метод КВДР дает возможность определять постоянные релаксации запрещенного перехода независимо от кратности вырождения уровней атома. Более того, он легко обобщается на сложную ситуацию, когда уровни атома имеют сверхтонкую структуру. В этом случае КВДР позволит определять не только постоянные релаксации электронно-ядерных мультипольных моментов, но и расстояния между сверхтонкими подуровнями, а также идентифицировать атомные переходы как по электронному угловому моменту, так и полному с учетом спина ядра. При этом используются новые закономерности КР, описываемые простыми и удобными формулами, которые не зависят от неконтролируемых флуктуаций интенсивности ультракоротких импульсов накачки, их формы и спектрального состава. В отличие от фотонного эха этот метод применим как к неоднородно-, так и однородноуширенным переходам. В случае однородноуширенных атомных переходов метод КВДР позволяет определять такие постоянные релаксации, которые к настоящему времени недоступны для традиционных методов спектроскопии.

I. Возбуждение и релаксация атомных состояний

Рассмотрим поведение резонансных атомов газа под действием двух ультракоротких световых импульсов одинаковой длительности $\tau_1 = \tau_2$, действующих одновременно

$$\vec{E}_n = \frac{1}{2}\vec{\ell}_n a_n \exp(i\Phi_n) + \text{к.с.}, \qquad n = 1, 2, \tag{1}$$

$$a_n = a_n(t'), \; t' = t - \kappa_n z/\omega_n, \; \Phi_n = \kappa_n z - \omega_n t - \varphi_n .$$

Здесь $\vec{\ell}_n$ – единичный вещественный вектор поляризации электрического поля $\vec{E}_n$ волны, $a_n(t')$ – медленная функция в интервале $0 \le t' \le \tau_1$, φ_n – постоянный сдвиг фазы, а центральная частота ω_n связана с модулем волнового вектора $\vec{\kappa}_n$ законом дисперсии $\varepsilon\omega_n^2 = c^2\kappa_n^2$, где c – скорость света в вакууме. Диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = \varepsilon(\omega_n)$ учитывает влияние нерезонансных уровней и примесей. Разность частот $\omega_1 - \omega_2$ близка к атомной частоте запрещенного перехода. Передний фронт импульса бигармонической накачки (I) входит в газ в точке $z = 0$ при $t = 0$, а его длительность мала по сравнению с временем необратимой релаксации.

Взаимодействие атома с электрическим полем $\vec{E}$ описывается при помощи уравнений макроскопической электродинамики, а также квантовомеханического уравнения для матрицы плотности ρ :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{v}\nabla-\hat{\Gamma}\right)\rho=\frac{i}{\hbar}\left[\rho\left(\mathcal{H}-\vec{E}\,\vec{d}\right)-\left(\mathcal{H}-\vec{E}\,\vec{d}\right)\rho\right], \qquad (2)$$

где $\mathcal{H}$ - гамильтониан свободного атома в системе его центра инерции, $\vec{v}$ - скорость атома, а $\hat{\Gamma}\rho$ - интеграл столкновений. Состояние атома с нулевым спином ядра $I=0$ характеризуется энергией E, электронным моментом J и его проекцией M_J на ось квантования, а уравнение (2) описывается в JM_J - представлении. При наличии спина $\vec{I}$ ядра указанное состояние атома разбивается на ряд подсостояний, каждое из которых характеризуется энергией E_F, полным моментом F и проекцией M_F вектора $\vec{F}=\vec{J}+\vec{I}$ на ось квантования. Поскольку F принимает значения $|J-I|\leqslant F\leqslant J+I$, энергетический уровень E расщепляется на $2I+1$ $(2J+1)$ сверхтонких подуровней при $J\geqslant I$ $(J<I)$. Эволюция атомных состояний описывается уравнением (2) в матричном представлении, построенном при помощи собственных волновых функций с квантовыми числами $E_F JIFM_F$ (FM_F -представление). При этом гамильтониан $\mathcal{H}$ свободного атома содержит слагаемое сверхтонкого взаимодействия, которое диагонально в FM_F-представлении, а энергия отдельной сверхтонкой компоненты равна $E_F=E+\hbar\Delta_F$, где $\hbar\Delta_F$ - энергетический сдвиг относительно энергии E в отсутствие сверхтонкого взаимодействия. Ниже рассматриваются три резонансные состояния атома, для которых все физические величины помечаются индексами a, b и c.

В отсутствие спина ядра интеграл столкновений для атомного перехода $J_b\to J_c$ в JM_J -представлении согласно [12, 2] записывается при помощи $3j$-символов [13] следующим образом:

$$\left(\hat{\Gamma}\rho\right)_{\nu\mu}=-\gamma_{cb}\,\rho_{\nu\mu}-\sum_{\varkappa\nu'\mu'q}(-1)^{2J_c+\nu+\nu'}(2\varkappa+1)\,\mathcal{T}_{cb}^{(\varkappa)}\cdot$$

$$\begin{pmatrix} J_c & J_b & \varkappa \\ \nu & -\mu & q \end{pmatrix}\begin{pmatrix} J_c & J_b & \varkappa \\ \nu' & -\mu' & q \end{pmatrix}\rho_{\nu'\mu'}, \qquad (3)$$

$$\gamma_{cb}=(\gamma_c+\gamma_b)/2, \qquad \mathcal{T}_{cb}^{(\varkappa)}=\Gamma_{cb}^{(\varkappa)}+i\,\Delta_{cb}^{(\varkappa)},$$

где $\hbar\gamma_c$ и $\hbar\gamma_b$ - ширины уровней E_c и E_b, обусловленные радиационным распадом и газокинетическими столкновениями, а $\mathcal{T}_{cb}^{(\varkappa)}$ учитывает вклад упругих столкновений. Индексы ν и μ обозначают проекции моментов J_c и J_b. Величина $(\hat{\Gamma}\rho)_{\mu''\mu}$ получается из (3) при помощи замены $\nu\to\mu''$, $\nu'\to\mu'''$, $J_c\to J_b$, $\gamma_{cb}\to\gamma_b$ и $\mathcal{T}_{cb}^{(\varkappa)}\to\Gamma_b^{(\varkappa)}$, а также прибавления слагаемого $\gamma_b N_b f(v)\,\delta_{\mu''\mu}/(2J_b+1)$, где N_b —

стационарная плотность атомов на уровне $E_{в}$ в отсутствие внешнего поля, а $f(v)=(\pi^{1/2}u)^{-3}\exp(-v^2/u^2)$. – распределение Максвелла, содержащее наиболее вероятную скорость u. Мультипольный момент ранга $æ$ имеет вид

$$\rho_q^{(æ)}(J_c J_в)=\sqrt{2J_c+1}\sum_{\nu m}(-1)^{J_c-m}\begin{pmatrix} J_c & J_в & æ \\ \nu & -m & q \end{pmatrix}\rho_{\nu m},$$

а мультипольный момент $\rho_q^{(æ)}(J_в J_в)$ ранга $æ$, который называется также электронным поляризационным моментом, получается из этого выражения при помощи замены $J_c \to J_в$ и $\nu \to m'$. Нормировка мультипольных моментов выбрана так, чтобы величина $\rho_q^{(0)}(J_в J_в)$ в стационарном режиме при $E_n=0$ равнялась $N_в f(v)$. Постоянными затухания мультипольных моментов $\rho_q^{(æ)}(J_c J_в)$ и $\rho_q^{(æ)}(J_в J_в)$ служат величины $\gamma_{cв}^{(æ)}=$ $=\gamma_{cв}+\Gamma_{cв}^{(æ)}$ и $\gamma_{в}^{(æ)}=\gamma_{в}+\Gamma_{в}^{(æ)}$ согласно уравнениям, вытекающим из (2):

$$\left[\frac{\partial}{\partial t}+\vec{v}\nabla+i\left(\omega_{cв}+\Delta_{cв}^{(æ)}\right)+\gamma_{cв}^{(æ)}\right]\rho_q^{(æ)}(J_c J_в)=0,\quad |J_c-J_в|\leq æ\leq J_c+J_в,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{v}\nabla+\gamma_{в}^{(æ)}\right)\rho_q^{(æ)}(J_в J_в)=\gamma_{в}N_в f(v)\,\delta_{q0}\delta_{æ0},\quad 0\leq æ\leq 2J_в.$$

Для атомных переходов с малыми угловыми моментами величины $\Gamma_{cв}^{(æ)}$, $\Delta_{cв}^{(æ)}$ и $\Gamma_{в}^{(æ)}$ найдены теоретически в работах, отраженных в диссертации [2] и обзоре [4], а в общем случае их вычисление затруднительно, и они входят как некоторые релаксационные характеристики, зависящие от межатомного потенциала взаимодействия резонансного и примесного атомов в газе. Эти величины зависят от модуля тепловой скорости v резонансного атома. Если масса примесного атома не превосходит массу резонансного, то постоянные распада $\Gamma_{c}^{(æ)}$ и $\Gamma_{в}^{(æ)}$, а также энергетические сдвиги $\Delta_{cв}^{(æ)}$ являются плавными функциями модуля скорости v по сравнению с $v^2 f(v)$ в окрестности $v\sim u$, поэтому их можно рассматривать как константы.

При наличии спина ядра воспользуемся моделью атомных столкновений [14, 2], согласно которой в процессе столкновения исследуемого атома с примесным сверхтонкая связь между $\vec{J}$ и $\vec{I}$ разрывается, а электронная и ядерная подсистемы ведут себя независимо. В этом случае атомные столкновения описываются матрицей плотности в JM_JM_I -представлении, построенном при помощи собственных волновых функций с квантовыми числами EJM_JIM_I, где M_I – проекция спина ядра на ось квантования, а интеграл столкновений совпадает с правой частью (3), если заменить $\rho_{\nu\mu}\to\rho_{\nu M_I,\mu M_I'}$ и $\rho_{\nu'\mu'}\to\rho_{\nu' M_I,\mu' M_I'}$. После столкновения величины $\vec{J}$ и $\vec{I}$ складываются в результирующий момент $\vec{F}$. Переходя в FM_F -представление, получаем интеграл столкновений в модели разрыва сверхтонкой связи в отдельном акте столкновения

$$(\hat{\Gamma}\rho)_{F_c M_{F_c}, F_в M_{F_в}} = -\gamma_{cв}\,\rho_{F_c M_{F_c}, F_в M_{F_в}} - \sum_{\substack{\varkappa\, F_c' M_{F_c'} \\ q\, F_в' M_{F_в'}}} (-1)^{F_c + F_c' + M_{F_c} + M_{F_c'}} \cdot \tag{4}$$

$$\cdot (2\varkappa+1)\,\mathcal{T}^{(\varkappa)}_{cв}(F_c F_в, F_c' F_в') \begin{pmatrix} F_c & F_в & \varkappa \\ M_{F_c} & -M_{F_в} & q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_c' & F_в' & \varkappa \\ M_{F_c'} & -M_{F_в'} & q \end{pmatrix} \rho_{F_c' M_{F_c'}, F_в' M_{F_в'}},$$

$$\mathcal{T}^{(\varkappa)}_{cв}(F_c F_в, F_c' F_в') = \left[(2F_c+1)(2F_в+1)(2F_c'+1)(2F_в'+1)\right]^{1/2} \cdot$$

$$\cdot \sum_{\varkappa' \varkappa''} (2\varkappa'+1)(2\varkappa''+1) \begin{Bmatrix} J_c & I & F_c \\ J_в & I & F_в \\ \varkappa' & \varkappa'' & \varkappa \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J_c & I & F_c' \\ J_в & I & F_в' \\ \varkappa' & \varkappa'' & \varkappa \end{Bmatrix} \mathcal{T}^{(\varkappa')}_{cв}, \tag{5}$$

где $9j$-символы определены в [I3]. Величина $(\hat{\Gamma}\rho)_{F_в'' M_{F_в''}, F_в M_{F_в}}$ получается из (4) при помощи замен $F_c \to F_в''$ $(F_c' \to F_в''')$, $M_{F_c} \to M_{F_в''}$ $(M_{F_c'} \to M_{F_в'''})$, $J_c \to J_в$, $\gamma_{cв} \to \gamma_в$, $\mathcal{T}^{(\varkappa)}_{cв}(F_c F_в, F_c' F_в') \to \Gamma^{(\varkappa)}_в(F_в'' F_в, F_в''' F_в')$ и прибавлением в правой части равенства слагаемого $\gamma_в N_в f(v) \cdot \delta_{F_в'' F_в}\,\delta_{M_{F_в''} M_{F_в}}/(2J_в+1)(2I+1)$, а для получения $\Gamma^{(\varkappa)}_в(F_в'' F_в, F_в''' F_в')$ необходимо в (5) сделать замену $F_c \to F_в''$, $F_c' \to F_в'''$, $J_c \to J_в$ и $\mathcal{T}^{(\varkappa')}_{cв} \to \Gamma^{(\varkappa')}_в$. Если положить $I=0$ и $F_{в,c} \to J_{в,c}$, то выражение (4) переходит в (3).

Интеграл столкновений (4) и матрица столкновительной релаксации (5) совпадают с результатами [I4, 2], где они записаны в других обозначениях. Однако в отличие от работ [I4, 2] матрица (5) не усреднена по относительным скоростям атомов с учетом их максвелловского распределения, что является весьма существенным, когда величины $\Gamma^{(\varkappa)}_{cв}$, $\Delta^{(\varkappa)}_{cв}$ и $\Gamma^{(\varkappa)}_в$ зависят от модуля скорости атома.

Согласно [2] для атомных состояний с электронными моментами $J_в = J_c = I/2$, $J_в = I/2$ $(3/2)$ и $J_c = 3/2$ $(I/2)$, а также $J_в = 0$ (I), $J_c = I$ (0) выполняется строгое равенство

$$\mathcal{T}^{(\varkappa)}_{cв}(F_c F_в, F_c' F_в') = \mathcal{T}^{(1)}_{cв}\,\delta_{F_c F_c'}\,\delta_{F_в F_в'}, \tag{6}$$

а для произвольных электронных моментов используется секулярное приближение

$$\mathcal{T}^{(\varkappa)}_{cв}(F_c F_в, F_c' F_в') = \mathcal{T}^{(\varkappa)}_{cв}(F_c F_в)\,\delta_{F_c F_c'}\,\delta_{F_в F_в'}, \tag{7}$$

$$\Gamma^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b) = (2F_c+1)(2F_b+1)\sum_{\varkappa'\varkappa''}(2\varkappa'+1)(2\varkappa''+1)\begin{Bmatrix} J_c & I & F_c \\ J_b & I & F_b \\ \varkappa' & \varkappa'' & \varkappa \end{Bmatrix}^2 \Gamma^{(\varkappa')}_{cb},$$

$$\Gamma^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b) = \Gamma^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b) + i\,\Delta^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b).$$

Соотношение (7) доказано в [2] для усредненных по скорости v электронных постоянных релаксации. Когда последние существенно зависят от скорости $\Gamma^{(\varkappa')}_{cb}=\Gamma^{(\varkappa')}_{cb}(v)$ в эффективной области $v\sim u$, тогда секулярное приближение остается в силе, если величины $\Gamma^{(\varkappa')}_{cb}(v)$ при разных значениях $\varkappa'$ и фиксированной скорости v различаются между собой не больше, чем на 30%.

Электронно-ядерный мультипольный момент $\rho^{(\varkappa)}_q(F_cF_b)$ ранга $\varkappa$ получается из электронного путем замены $J_{c,b}\to F_{c,b}$, $\nu\to M_{F_c}$, $m\to M_{F_b}$ и $\rho_{\nu m}\to\rho_{F_cM_{F_c},F_bM_{F_b}}$. В секулярном приближении он удовлетворяет уравнению

$$\left[\frac{\partial}{\partial t}+\vec{v}\nabla+i\left(\omega_{F_cF_b}+\Delta^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b)\right)+\theta^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b)\right]\rho^{(\varkappa)}_q(F_cF_b)=0,$$

$$\theta^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b)=\gamma_{cb}+\Gamma^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b),\quad \omega_{F_cF_b}=\left(E_{F_c}-E_{F_b}\right)/\hbar,$$

из которого видно, что $\theta^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b)$ - постоянная релаксации электронно-ядерного мультипольного момента, а $\Delta^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b)$ описывает вклад упругих столкновений в сдвиги сверхтонких подуровней. В частности, величины $\theta^{(1)}_{cb}(F_cF_b)$ и $\Delta^{(1)}_{cb}(F_cF_b)$ представляют собой соответственно полуширину и сдвиг спектральной линии атомного перехода $F_b\to F_c$ между сверхтонкими подуровнями. Для малых значений электронных угловых моментов (6) имеем $\theta^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b)=\gamma^{(\varkappa)}_{cb}$ и $\Delta^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b)=\Delta^{(\varkappa)}_{cb}$. Отметим также, что в некоторых нестационарных задачах КР достаточно ограничиться коротким интервалом времени

$$0\leq\left|\Gamma^{(\varkappa)}_{cb}-\Gamma^{(1)}_{cb}\right|t\ll 1, \tag{8}$$

в котором можно пользоваться выражением (6) при любых значениях электронных угловых моментов.

Импульсы накачки ($\vec{I}$) наводят в газе атомную поляризацию. Чтобы исследовать свободный распад наведенной атомной поляризации под действием электронно-ядерной релаксации, используется пробный импульс с линейной поляризацией:

$$\vec{E}=\frac{1}{2}\vec{\ell}\,a\exp(i\Phi)+\text{к.с.}, \tag{9}$$

$$a = a(t'),\ t' = t - t_0 - \kappa z/\omega,\ \Phi = \kappa z - \omega t - \varphi.$$

Центральная частота ω не совпадает с собственными атомными частотами и связана с κ законом дисперсии $\varepsilon(\omega)\omega^2 = c^2\kappa^2$. Медленная амплитуда $a(t')$ при $0 \le t'$ может принимать вещественное или комплексное значения так же, как a_1 и a_2. Момент времени t_0 включения (9) произволен. Пробный импульс (9) создает в единице объема электрический дипольный момент, который является источником КР. Для описания этого процесса решается уравнение (2) на основе дальнейшего развития математического метода, изложенного в [I5] для оптически тонких сред.

2. Исследование упругих атомных столкновений

Метод КВДР является уникальным для исследования упругих деполяризующих столкновений в достаточно плотных газах, где атомные переходы становятся однородноуширенными, и поэтому неприменим широко разработанный метод фотонного эха, а также комбинационное фотонное эхо [I6, I7]. Сначала рассмотрим резонансные атомы с нулевым спином ядра. Величина $\omega_1 - \omega_2$ близка к атомной частоте $\omega_{cb} = (E_c - E_b)/\hbar$, однако сами частоты ω_1 и ω_2 существенно отличаются от атомных. По теории возмущений находим электрическое поле КР на выходе из исследуемого газа

$$\vec{E}_{KP} = \vec{\varepsilon}_+(t - \kappa_+ z/\omega_+)e^{i\Phi_+} + \vec{\varepsilon}_-(t - \kappa_- z/\omega_-)e^{-i\Phi_-} + \text{к.с.}, \qquad (10)$$

$$\omega_\pm = \omega \pm (\omega_1 - \omega_2),\quad \kappa_\pm = \kappa \pm (\kappa_1 - \kappa_2),\quad \Phi_\pm = \Phi \pm (\Phi_1 - \Phi_2),$$

где знаки плюс и минус у всех величин отвечают антистоксову и стоксову сигналам КР, а координата z берется на границе этого газа $z = L$. Амплитуда $\vec{\varepsilon}_\pm(t)$ при $0 \le t$ имеет вид

$$\vec{\varepsilon}_\pm(t) = \frac{N_b a^{(\pm)}}{2J_b + 1}\,\vec{B}^{(\pm)} C^{(\pm)}, \qquad (11)$$

$$a^{(+)} = a(t), \qquad a^{(-)} = a^*(t),$$

$$\vec{B}^{(\pm)} = \vec{l}_x \frac{1}{3}\left[B_0^{(\pm)}\cos(\psi_1 - \psi_2) + B_2^{(\pm)}\left(3\cos\psi_1\cos\psi_2 - \cos(\psi_1 - \psi_2)\right)\right] +$$
$$+ \vec{l}_y \frac{1}{2}\left[B_1^{(\pm)}\sin(\psi_1 - \psi_2) + B_2^{(\pm)}\sin(\psi_1 + \psi_2)\right], \qquad (12)$$

$$B_{æ}^{(\pm)} = \Pi_{æ}^{(\pm)}\,\Pi_{æ}(\omega_1, \omega_2)\exp\left[-\left(\gamma_{cb}^{(æ)} + i\,\Delta_{cb}^{(æ)}\right)t\right], \qquad (13)$$

$$\Pi^{(\pm)}_{\text{æ}} = \frac{1}{\hbar} \sum_{g} d_{bg} d_{gc} \begin{Bmatrix} 1 & \text{æ} & 1 \\ J_c & J_g & J_b \end{Bmatrix} \left(\frac{1}{\omega_{gb} \pm \omega} + \frac{(-1)^{\text{æ}}}{\omega_{gc} \mp \omega} \right),$$

$$\Pi_{\text{æ}}(\omega_1, \omega_2) = \frac{1}{\hbar} \sum_{g} d_{cg} d_{gb} \begin{Bmatrix} 1 & \text{æ} & 1 \\ J_c & J_g & J_b \end{Bmatrix} \left(\frac{1}{\omega_{gb} + \omega_2} + \frac{(-1)^{\text{æ}}}{\omega_{gb} - \omega_1} \right),$$

$$C^{(\pm)} = \mp \frac{\pi \omega_{\pm}^2 L}{4\hbar c^2 k_{\pm}} \int_0^t d\xi \, a_1(\xi) a_2^*(\xi) \cdot$$

$$\cdot \exp\left[-(k_1 - k_2)^2 u^2 (t-\xi)^2/4 + i(\omega_1 - \omega_2 - \omega_{cb})(t-\xi) \right],$$

где принято, что нижний уровень является наиболее заселенным, а 6j-символы даны в [I3]. Здесь d_{bg} и d_{gc} - приведенные дипольные моменты [I3], L - длина активной зоны газа, $\vec{\ell}_x$ и $\vec{\ell}_y$ - орты декартовых осей X и Y, а ψ_1 и ψ_2 - углы между векторами поляризации пробного импульса и импульсов накачки, определяемые соотношениями

$$\vec{\ell}_n = \vec{\ell}_x \cos\psi_n + \vec{\ell}_y \sin\psi_n, \quad \vec{\ell} = \vec{\ell}_x, \; n = 1,2. \tag{14}$$

Для широкого спектрального состава импульсов накачки $(k_1 - k_2)u < 1/\tau_1$ и однородноуширенных атомных переходов

$$(k_1 - k_2)u < \gamma_{cb}^{(\text{æ})} \tag{15}$$

каждое слагаемое амплитуды (II) затухает по экспоненциальному закону (I3), а в случае неоднородноуширенных

$$\gamma_{cb}^{(\text{æ})} < (k_1 - k_2)u \tag{16}$$

по гауссовому закону. Между тем для узкого спектрального состава $1/\tau_1 < (k_1 - k_2)u$ амплитуда (II) быстро обращается в нуль при $\tau_1 < t$.

Экспериментальное исследование интенсивности излучения

$$I_{\pm}(t) = \frac{c}{2\pi} \left| \vec{\varepsilon}_{\pm}(t) \right|^2 \tag{17}$$

с амплитудой (II) при разных углах ψ_1 и ψ_2 дает возможность определить отношение $\left| \Pi^{(\pm)}_{\text{æ}} \Pi_{\text{æ}}(\omega_1, \omega_2) / \Pi^{(\pm)}_0 \Pi_0(\omega_1, \omega_2) \right|$ с $\text{æ} = 1, 2$, представляющее самостоятельный интерес в методах КР света, так как входит в тензор кубической восприимчивости. При определении последнего вектор (I2) следует записать так

$$\vec{B} = \alpha_1 \vec{\ell} (\vec{\ell}_1 \vec{\ell}_2) + \alpha_2 \vec{\ell}_2 (\vec{\ell}_1 \vec{\ell}) + \alpha_3 \vec{\ell}_1 (\vec{\ell}_2 \vec{\ell}),$$

$$\alpha_1 = \frac{1}{3} \left(B_0^{(\pm)} - B_2^{(\pm)} \right), \; \alpha_2 = \frac{1}{2} \left(B_2^{(\pm)} - B_1^{(\pm)} \right), \; \alpha_3 = \frac{1}{2} \left(B_2^{(\pm)} + B_1^{(\pm)} \right).$$

На основе полученных выражений (I0), (II) и (I7) можно сформулировать метод идентификации атомных переходов, который совпадает с найденным в [I6] для накачки разнесенными во времени резонансными импульсами.

Поляризационные свойства КР в сочетании с законом затухания интенсивности позволяют в эксперименте определять постоянные релаксации $\gamma_{cb}^{(\varkappa)}$ с $\varkappa=0,1,2$, относящиеся к запрещенному однородноуширенному переходу $J_b \to J_c$ с произвольными значениями угловых моментов. Действительно, положим $\psi_1=-\psi_2=\pi/4$ в амплитуде (II). Тогда интенсивности КР, отвечающие проекциям электрического поля (I0) на оси Y и X, затухают как функции t пропорционально множителям соответственно $\exp(-2\gamma_{cb}^{(1)}t)$ и $\exp(-2\gamma_{cb}^{(2)}t)$, которые позволяют найти $\gamma_{cb}^{(1)}$ и $\gamma_{cb}^{(2)}$. Для определения оставшейся величины $\gamma_{cb}^{(0)}$ необходимо положить $\psi_1=\psi_2=\arccos(1/\sqrt{3})$. В результате интенсивность КР, отвечающая x-й проекции электрического поля (I0), будет пропорциональна $\exp(-2\gamma_{cb}^{(0)}t)$, что дает возможность найти $\gamma_{cb}^{(0)}$. Подчеркнем, что в предложенном методе, основанном на КВДР, предэкспоненциальные множители несущественны при определении постоянных релаксации $\gamma_{cb}^{(\varkappa)}$. Это значительно облегчает обработку результатов эксперимента.

Известно, что для широкого класса межатомных потенциалов и $J_b=J_c=1/2$ выполняется равенство $\gamma_{cb}^{(0)}=\gamma_{cb}^{(1)}$, а для вандерваальсовского взаимодействия при $J_b=1/2\ (3/2)$ и $J_c=3/2\ (1/2)$ имеем $\gamma_{cb}^{(1)}=\gamma_{cb}^{(2)}$ [2]. Предложенный метод с использованием (I0), (II) и (I7) дает превосходную возможность на эксперименте проверить указанные закономерности модели упругих атомных столкновений на однородноуширенных переходах (I5).

3. КВДР для атомов со сверхтонкой структурой

Использование КВДР для исследования столкновительной релаксации особенно привлекательно, когда атомы имеют сверхтонкую структуру уровней, обусловленную спином ядра. Как отмечалось ранее в [I8], спонтанное излучение атомов протекает по-разному в зависимости от того, сколько сверхтонких подуровней нижнего и верхнего состояний атома участвует в данном процессе. То же самое имеет место в фотонном эхе. Если световые импульсы возбуждают один сверхтонкий подуровень нижнего уровня и два (или несколько) верхнего, то появляются квантовые биения [6-9]. Последние также возникают, когда все сверхтонкие подуровни нижнего и верхнего уровней возбуждаются световыми импульсами, а время наблюдения достаточно велико [7-9, 5]. Между тем при возбуждении одиночных сверхтонких подуровней каждого из резонансных уровней атома свойства фотонного эха такие же, как и в отсутствие сверхтонкой структуры, если пренебречь различием в интегралах столкновений [7-9, I9, 5]. Заметим, что в коротком интервале времени (8), а для малых угловых моментов (6) во всей временной области, результаты работ [7-9] так же, как задачи с учетом сверхтонкой структуры в [5], справедливы при наличии упругих атомных столкновений.

В связи со сказанным исследуем КР в различных вариантах, предполагая, что справедливы соотношения (4) - (8). Ограничимся бигармонической накачкой (I), считая разность частот $\omega_1 - \omega_2$ близкой к атомной частоте ω_{cb} запрещенного перехода, причем частоты ω_1 и ω_2 нерезонансны. По теории возмущений находим электрическое поле (I0) при $0 \leq t$ с амплитудой $\vec{\mathcal{E}}_\pm(t)$ в виде

$$\vec{\mathcal{E}}_\pm(t) = \frac{N_b\, a^{(\pm)}}{(2J_b+1)(2I+1)} \vec{L}^{(\pm)}, \tag{18}$$

а вектор $\vec{L}^{(\pm)}$ дается выражением (I2), в котором коэффициенты (I3) заменены на следующие:

$$L^{(\pm)}_{\varkappa} = \Pi^{(\pm)}_{\varkappa}\, \Pi_{\varkappa}(\omega_1, \omega_2)\, R_{\varkappa}, \quad \varkappa = 0, 1, 2,$$

$$R_{\varkappa} = \sum_{F_b F_c} (2F_b+1)(2F_c+1) \begin{Bmatrix} J_b & J_c & \varkappa \\ F_c & F_b & I \end{Bmatrix}^2 C^{(\pm)}_{F_b F_c} \exp\left\{-\left[\Theta^{(\varkappa)}_{cb}(F_c F_b) + i\Delta^{(\varkappa)}_{cb}(F_c F_b)\right] t\right\},$$

$$C^{(\pm)}_{F_b F_c} = \mp \frac{\pi \omega_\pm^2 L}{4\hbar c^2 k_\pm} \int_0^t d\xi\, a_1(\xi)\, a_2^*(\xi) \cdot$$

$$\cdot \exp\left[-(k_1-k_2)^2 u^2 (t-\xi)^2/4 + i(\omega_1 - \omega_2 - \omega_{cb} - \Delta_{F_c} + \Delta_{F_b})(t-\xi)\right],$$

где предположено, что импульсы накачки затрагивают все сверхтонкие подуровни верхнего E_c и нижнего E_b уровней атома, для чего необходимо

$$|\Delta_{F_c}|,\ |\Delta_{F_b}|,\ |\omega_1 - \omega_2 - \omega_{cb}| \lesssim 1/\tau_1. \tag{19}$$

Из (I8) видно, что интенсивность КР испытывает квантовые биения сложного вида. Они имеют простой гармонический характер, когда один из резонансных уровней одиночный, а другой дублетный (или оба дублетные). Благодаря правилам отбора, содержащимся в $6j$-символах (I8), можно сформулировать следующий метод идентификации атомных переходов по электронному угловому моменту. Для комбинационных переходов $J_b - J_c = \pm 2$ (O- и S-ветви) поляризация КР линейная при любых углах ψ_1 и ψ_2, а угол $\psi_{КР}$ между векторами поляризации пробного импульса и сигнала КР определяется формулой

$$\operatorname{tg}\psi_{\text{кр}} = \frac{3\sin(\psi_1+\psi_2)}{3\cos(\psi_1+\psi_2)+\cos(\psi_1-\psi_2)} . \tag{20}$$

В случае $J_в - J_c = \pm 1$ (P- и R-ветви), где $J_в + J_c > 1$, поляризация КР линейная только при $\psi_1 = \psi_2 = \psi$, причем

$$\operatorname{tg}\psi_{\text{кр}} = \frac{3\sin 2\psi}{2(3\cos^2\psi - 1)} , \tag{21}$$

а для $J_в = 0 \to J_c = 1$ и $J_в = 1 \to J_c = 0$ плоскости поляризации пробного импульса и сигнала КР ортогональны при любых ψ_1 и ψ_2. Наконец, для $J_в - J_c = 0$ (Q-ветвь) поляризация КР эллиптическая при всех значениях ψ_1 и ψ_2, а для $J_в = J_c = 1/2$ оси эллипса поляризации зависят от $\psi_1 - \psi_2$ так, что при $\psi_1 - \psi_2 = \pi/2$ эллипс поляризации вытягивается в отрезок оси Y, а при $\psi_1 - \psi_2 = 0$ – в отрезок оси X. Несмотря на наличие квантовых биений эти правила идентификации атомных переходов такие же, как в отсутствие сверхтонкой структуры независимо от продолжительности времени наблюдения t.

Пусть накачка вызывает переходы атома между всеми сверхтонкими компонентами верхнего уровня E_c и одной $E_{F_в}$ нижнего уровня $E_в$, что выполнимо при условии

$$|\Delta_{F_c}|,\ |\omega_1 - \omega_2 - \omega_{cв} + \Delta_{F_в}| \lesssim 1/\tau_1 \ll |\Delta_{F_в} - \Delta_{F_в\pm1}| ; \tag{22}$$
$$(k_1 - k_2)u < |\Delta_{F_в} - \Delta_{F_в\pm1}| .$$

В этом случае амплитуда КР имеет вид (18), однако в $R_{æ}$ вместо суммы по $F_в$ оставляется только одно слагаемое с конкретным значением $F_в$, отвечающим сверхтонкому подуровню $E_{F_в} = E_в + \hbar\Delta_{F_в}$. Так как в нижнем состоянии атома возбуждается только один подуровень с моментом $F_в$, то благодаря правилам отбора интенсивность КР, отвечающая проекции электрического поля на ось X при $\psi_1 = \psi_2 = \arccos(1/\sqrt{3})$, в области (15) пропорциональна $\exp[-2\theta^{(0)}_{cв}(F_c F_в)\,t]$, что позволяет в эксперименте определить $\theta^{(0)}_{cв}(F_c F_в)$ при $F_c = F_в$. Путем сканирования $\omega_1 - \omega_2$ можно получать величину $\theta^{(0)}_{cв}(F_в F_в)$ с любым возможным значением $F_в$. Подчеркнем, что при выполнении неравенств (22) метод идентификации атомных переходов $J_в \to J_c$ такой же, как в предыдущем случае (19). Примером является переход $6S_{1/2} \to 8S_{1/2}$ цезия ^{133}Cs, для которого $I = 7/2$, $(k_1-k_2)u < \theta^{(0)}_{cв}(F_в F_в)$, $|\Delta_{F_в} - \Delta_{F_в\pm1}| = 5{,}776 \cdot 10^{10}\,c^{-1}$, $|\Delta_{F_c} - \Delta_{F_c\pm1}| = 5{,}5 \cdot 10^{9}\,c^{-1}$, а закон затухания интенсивности x-й проекции электрического поля КР имеет вид $I_x(t) \sim \exp(-2\theta^{(0)}_{cв}(F_в F_в)t)$, где $F_в$ может принимать значения 3 и 4.

Наконец, при значительном сверхтонком расщеплении

$$|\omega_1 - \omega_2 - \omega_{cв} - \Delta_{F_c} + \Delta_{F_в}| \lesssim 1/\tau_1 \ll |\Delta_{F_c} - \Delta_{F_c\pm1}|,\ |\Delta_{F_в} - \Delta_{F_в\pm1}|; \tag{23}$$

$(k_1-k_2)u < |\Delta_{F_c}-\Delta_{F_c\pm1}|,\ |\Delta_{F_b}-\Delta_{F_b\pm1}|$
в резонанс попадают только по одному сверхтонкому подуровню нижнего E_b и верхнего E_c уровней атома. Тогда амплитуда КР сохраняет прежний вид (I8), однако суммирование по F_b и F_c в $R_{\varkappa}$ отсутствует. В этом случае квантовые биения пропадают, а исследование интенсивности КР методом пункта 2 в случае однородноуширенных переходов позволяет в эксперименте определить электронно-ядерные постоянные релаксации $\Theta^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b)$ с $\varkappa=0,1,2$. Если электронные моменты известны и одинаковы $J_b=J_c$, то поляризационные свойства КР дают возможность провести идентификацию переходов $F_b\to F_c$ между сверхтонкими подуровнями так же, как это было сделано в [I6] в отношении атомных переходов $J_b\to J_c$ в отсутствие сверхтонкой структуры. В случае $J_b-J_c=\pm1$ формула (20) остается справедливой для переходов $F_b-F_c=\pm2$ и несправедлива при $\psi_1\neq\psi_2$ для переходов $F_b-F_c=0,\pm1$, что позволяет отличать последние переходы от предыдущего. Наконец, при $J_b-J_c=\pm2$ формула (20) верна для переходов $F_b-F_c=0,\pm1,\pm2$. Наоборот, если известны указанные выше сведения о F_b и F_c, то аналогичные рассуждения позволяют идентифицировать разности угловых моментов J_b-J_c. Режим возбуждения (23) может быть реализован в парах цезия ^{133}Cs на переходе $6S_{1/2}\to7S_{1/2}$, для которого $|\Delta_{F_b}-\Delta_{F_b\pm1}|=5{,}776\cdot$ $\cdot10^{10}c^{-1}$, $|\Delta_{F_c}-\Delta_{F_c\pm1}|=1{,}37\cdot10^{10}c^{-1}$, $J_b=J_c=1/2$, $I=7/2$, $(k_1-k_2)u\lesssim$ $\lesssim10^9c^{-1}$ и $\tau_1>10^{-9}c$. На переходах $F_b=3\to F_c=4$ и $F_b=4\to F_c=3$ поляризация КР при $\psi_1=\psi_2=\psi$ линейная в соответствии с формулой (2I). Между тем для $F_b=3\to F_c=3$ и $F_b=4\to F_c=4$ поляризация КР эллиптическая при любых углах ψ_1 и ψ_2.

До сих пор предполагалось, что постоянные распада $\Gamma^{(\varkappa)}_{cb}=\Gamma^{(\varkappa)}_{cb}(v)$ с $\varkappa=0,1,2$ являются медленно меняющимися функциями скорости v в окрестности $v\sim u$, так что их можно рассматривать как константы, равные $\Gamma^{(\varkappa)}_{cb}(u)$. Однако, если масса изучаемого резонансного атома мала по сравнению с массой примесного, то зависимостью величин $\Gamma^{(\varkappa)}_{cb}$ и $\Theta^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b)$ от скорости v пренебрегать нельзя. В этом случае экспоненты $\exp[-\Theta^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b)t]$ с $\varkappa=0,1,2$ вместе с $f(v)$ будут входить в амплитуду КР под знаком интеграла по скорости v. Следовательно, в каждом слагаемом амплитуды КР зависимость от t для однородноуширенных атомных переходов (I5) будет отличаться от экспоненциальной. Характер этой зависимости определяется численными методами, исходя из конкретной модели атомных столкновений и межатомного потенциала. Таким образом, по результатам сравнения с экспериментом можно судить об адекватности принятых представлений. Неэкспоненциальный характер затухания наведенной атомной поляризации в газе наблюдался в экспериментах при исследовании оптической свободной индукции и фотонного эха.

4. ТФЭ при бигармонической накачке

Рассмотрим трехуровневое фотонное эхо (ТФЭ) при бигармонической накачке (I), которое обусловлено свободным распадом наведенной стоксовой атомной поляризации. Пусть ω_1 и ω_2 импульсов (I) близки к атомным частотам смежных оптически разрешенных переходов $F_a \to J_c$ и $F_a \to J_b$, а третий импульс имеет вид

$$\vec{E}_3 = \frac{1}{2}\vec{l}_x a_3 \exp[i(k_3 z - \omega_3 t - \varphi_3)] + \text{к.с.},$$
$$a_3 = a_3(t'), \quad t' = t - t_3 - k_3 z/\omega_3,$$

где ω_3 близка к атомной частоте перехода $F_a \to J_c$ и равна ω_1, $t_3 = \tau_1 + \tau_{23}$ - время вхождения в газ третьего импульса, τ_{23} -задержка между первыми двумя и третьим возбуждающими импульсами, а медленная амплитуда $a_3(t')$ отлична от нуля в интервале $0 \le t' \le \tau_3$. Предположим также, что световые импульсы имеют малые площади и возбуждают все сверхтонкие подуровни двух верхних уровней E_c и E_b, а также один E_{F_a} нижнего уровня E_a:

$$|\Delta_{F_c}|, \; |\bar{\Delta}_1| \lesssim 1/\tau_1, \; 1/\tau_3 \ll |\Delta_{F_a} - \Delta_{F_a \pm 1}|, \tag{24}$$
$$|\Delta_{F_b}|, \; |\bar{\Delta}_2| \lesssim 1/\tau_2 \ll |\Delta_{F_a} - \Delta_{F_a \pm 1}|, \tag{25}$$
$$\bar{\Delta}_1 = \omega_1 - \omega_{ca} + \Delta_{F_a}, \quad \bar{\Delta}_2 = \omega_2 - \omega_{ba} + \Delta_{F_a},$$
$$\omega_{ca} = (E_c - E_a)/\hbar, \quad \omega_{ba} = (E_b - E_a)/\hbar, \quad k_{1,2} u < |\Delta_{F_a} - \Delta_{F_a \pm 1}|.$$

Электрическое поле ТФЭ на выходе из газа запишется в виде

$$\vec{E}_э = \vec{\mathcal{E}}_э(t - k_2 z/\omega_2) \exp[i(k_2 z - \omega_2 t - \varphi_э)] + \text{к.с.},$$

где $\varphi_э = \varphi_3 - \varphi_1 + \varphi_2$, а амплитуда $\vec{\mathcal{E}}_э(t)$ при $t_3 + \tau_3 \le t$ равна

$$\vec{\mathcal{E}}_э(t) = \frac{\pi \omega_2^2 |d_{ca}|^2 |d_{ba}|^2 N_a L}{4\hbar^3 c^2 k_2 (2J_a+1)(2I+1)} \vec{A}, \tag{26}$$

где d_{ca} и d_{ba} - приведенные дипольные моменты, N_a - стационарная плотность атомов на нижнем уровне E_a с учетом сверхтонкой структуры, а вектор $\vec{A}$ имеет вид (I2), в котором вместо коэффициентов (I3) взяты

$$A_{\text{æ}} = (-1)^{\text{æ}} (2F_a+1)^2 \sum_{F_b F_c} (2F_b+1)(2F_c+1) \begin{Bmatrix} I & J_a & F_a \\ 1 & F_b & J_b \end{Bmatrix}^2 \begin{Bmatrix} I & J_a & F_a \\ 1 & F_c & J_c \end{Bmatrix}^2 \begin{Bmatrix} 1 & \text{æ} & 1 \\ F_c & F_a & F_b \end{Bmatrix}^2.$$

$$\cdot\, b_{F_bF_c}\exp\Big\{-\big[\theta^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b)-i\Delta^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b)\big]\tau_{23}-\big[\theta^{(1)}_{ba}(F_bF_a)+i\Delta^{(1)}_{ba}(F_bF_a)\big](t-\tau_{23})\Big\},$$

$$b_{F_bF_c}=\int_0^{\tau_1}d\xi\int_0^{\tau_1}d\eta\int_0^{\tau_3}d\chi\; a_1^*(\xi)\,a_2(\eta)\,a_3(\chi)\exp\Big\{i(\bar\Delta_1-\Delta_{F_c})(\xi-\chi-t_3)+$$

$$+\,i(\bar\Delta_2-\Delta_{F_b})(t-\eta)-\big[k_1(\xi-\chi-t_3)+k_2(t-\eta)\big]^2u^2/4\Big\},$$

Здесь при определении углов ψ_1 и ψ_2, входящих в $\vec{A}$ и (I4), роль пробного импульса играет третий возбуждающий импульс. Для $k_n u\tau_n<<1$ и $\tau_n<\tau_{23}$ с $n=1,2,3$ момент времени максимума ТФЭ равен $t_э=\omega_1\tau_{23}/\omega_2$, который сдвигается при $k_n u\tau_n\geqslant 1$.

Используя поляризационные свойства и закон затухания ТФЭ как функцию τ_{23} при $t=t_э$, можно определить величины $\theta^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b)$ для неоднородноуширенных переходов. В коротком интервале времени (8) квантовые биения интенсивности ТФЭ обусловлены только сверхтонким расщеплением. В случае переходов $J_b-J_c=0,\pm1$ оси эллипса поляризации испытывают квантовые биения, аналогичные предсказанным в [8]. Режим (24) и (25) осуществляется в атомах цезия ^{133}Cs на переходах $6S_{1/2}\to 6P_{3/2}$ и $6S_{1/2}\to 6P_{1/2}$ при длительностях возбуждающих импульсов порядка 10^{-9}с.

Если бигармоническая накачка (I) имеет широкий спектральный состав $k_{1,2}u\tau_1\ll 1$, а третий возбуждающий импульс узкий $k_1u\tau_3\gg 1$, то при резонансе $\bar\Delta_1=\bar\Delta_2=0$ имеем

$$b_{F_bF_c}\sim a_3\Big(\frac{\omega_2}{\omega_1}(t-t_э)\Big)\exp\Big[i\Big(\frac{\omega_2}{\omega_1}\Delta_{F_c}-\Delta_{F_b}\Big)t\Big].$$

Следовательно, амплитуда (26) повторяет профиль третьего импульса, растянутого во времени и промодулированного из-за сверхтонкого расщепления уровней, когда $\omega_1\Delta_{F_b}\tau_3/\omega_2>\pi$ или $\Delta_{F_c}\tau_3>\pi$. В другом предельном случае $k_{1,2}u\tau_1\gg 1$ и $k_1u\tau_3\ll 1$ корреляция между профилями возбуждающих импульсов и ТФЭ более сложная, что видно из выражения

$$b_{F_bF_c}\sim\int_0^{\tau_1}d\eta\, a_1^*\Big(-\frac{\omega_2}{\omega_1}(t-t_э-\eta)\Big)a_2(\eta)\exp\Big[i\Big(\frac{\omega_2}{\omega_1}\Delta_{F_c}-\Delta_{F_b}\Big)(t-\eta)\Big].$$

Когда выполнены неравенства (24) и

$$|\bar\Delta_2-\Delta_{F_b}|\leqslant 1/\tau_2\ll|\Delta_{F_b}-\Delta_{F_b\pm1}|,\ |\Delta_{F_a}-\Delta_{F_a\pm1}|;$$

$$ku<|\Delta_{F_b}-\Delta_{F_b\pm1}|,$$

тогда в образовании ТФЭ участвуют по одному сверхтонкому подуровню E_{F_a} и E_{F_b} двух нижних уровней E_a и E_b, а также все сверхтонкие компоненты верхнего уровня E_c. В амплитуде (26) пропадает суммирование по F_b , отчего квантовые биения ТФЭ принимают более простой вид, а определение постоянных релаксации сильно упрощается.

Наконец, отметим труднодоступный случай, когда в образовании ТФЭ участвуют по одному сверхтонкому подуровню E_{F_a}, E_{F_b} и E_{F_c} каждого из трех рассматриваемых уровней E_a, E_b и E_c. Амплитуда ТФЭ дается формулой (26) без суммирования по F_b и F_c. В этом случае справедлив метод идентификации атомных переходов $F_b \to F_c$ между сверхтонкими подуровнями, который был разработан ранее в [20] для комбинационных переходов $J_b \to J_c$ в отсутствие сверхтонкой структуры. Если различие между электронными и электронно-ядерными постоянными релаксации пренебрежимо мало, то после замены $F_{a,b,c} \to J_{a,b,c}$ с соответствующим переобозначением атомных частот и приведенных дипольных моментов полученная амплитуда совпадает с результатом работы [21], если ограничиться прямоугольными возбуждающими импульсами.

5. Обобщение на произвольные площади импульсов

При наличии сверхтонкой структуры формулы КР с бигармонической накачкой нерезонансными импульсами (I) справедливы для широкой области изменения площадей этих импульсов, однако в случае накачки резонансными импульсами амплитуда КР имеет аналогичный вид только для малых площадей. Между тем в экспериментах площади возбуждающих импульсов могут принимать произвольные значения. Поэтому найдем общее решение уравнения (2) при наличии спина ядра, когда через оптически тонкую газовую среду проходит резонансный световой импульс произвольной интенсивности

$$\vec{E}_и = \frac{1}{2} \vec{l}^{(s)} a(t - t_0 - kz/\omega) \exp[i(kz - \omega t - \varphi)] + к.с., \qquad (27)$$

где медленная амплитуда $a = a(t')$ отлична от нуля в области $0 \leq t' \leq \tau_и$, величина φ постоянна, а единичный вектор $\vec{l}^{(s)}$ для линейной $(s=0)$ и круговой $(s=\pm 1)$ поляризаций определяется формулами $\vec{l}^{(0)} = \vec{l}_x$, $\vec{l}^{(1)} = (\vec{l}_x + i\vec{l}_y)/\sqrt{2}$ и $\vec{l}^{(-1)} = (-\vec{l}_x + i\vec{l}_y)/\sqrt{2}$.

Пусть спектральная ширина $1/\tau_и$ импульса (27) больше разброса сверхтонких подуровней E_{F_b} верхнего уровня E_b, но мала по сравнению со сверхтонким расщеплением нижнего уровня E_a:

$$|\Delta_{F_b}| \ll 1/\tau_и \ll |\Delta_{F_a} - \Delta_{F_a \pm 1}|; \quad ku < |\Delta_{F_a} - \Delta_{F_a \pm 1}|. \qquad (28)$$

Такой импульс вызывает атомные переходы между всеми сверхтонкими компонентами верхнего уровня и одной компонентой F_{Fa} нижнего уровня, если $|\omega-\omega_{ba}+\Delta_{Fa}|\lesssim 1/\tau_и$. Решение уравнения (2) в области (28) в FM_F -представлении имеет вид

$$\rho_{F_aM_{F_a},F_aM'_{F_a}}=\tau_{F_aM_{F_a},F_aM'_{F_a}}(t-kz/\omega),$$

$$\rho_{F_bM_{F_b},F'_bM_{F'_b}}=\tau_{F_bM_{F_b},F'_bM_{F'_b}}(t-kz/\omega),$$

$$\rho_{F_bM_{F_b},F_aM_{F_a}}=\tau_{F_bM_{F_b},F_aM_{F_a}}(t-kz/\omega)\exp[i(kz-\omega t-\varphi)].$$

Здесь матрица $\tau(t)$ в произвольный момент времени t связана со своим значением в начальный момент времени t_0 соотношением

$$\tau(t)=S(t,t_0)\,\tau(t_0)\,S^+(t,t_0),$$

а оператор эволюции $S(t,t_0)$ в матричном представлении записывается так

$$S_{F_aM_{F_a},F_aM'_{F_a}}(t,t_0)=A^{(S)}(F_a,J_b,M_b)\,\delta_{M_{F_a}M'_{F_a}}\,\delta_{M_{F_b},M_{F_a}+S},$$

$$S_{F_bM_{F_b},F'_bM_{F'_b}}(t,t_0)=(-1)^{F_b-F'_b}\,\delta_{M_{F_b}M_{F'_b}}\Big\{\delta_{F_bF'_b}\exp[i(\Delta-\vec{k}\vec{v})(t-t_0)/2]+$$

$$+\frac{d_{F_bF_a}d^*_{F'_bF_a}}{|d_{F_bF_a}d_{F'_bF_a}|}\cdot\frac{\Lambda^{(S)}(F_a,F_b,M_{F_b})\,\Lambda^{(S)}(F_a,F'_b,M_{F_b})}{(\Lambda^{(S)}_{F_aJ_bM_{F_b}})^2}\cdot$$

$$\cdot\Big[A^{(S)*}(F_a,J_b,M_{F_b})-\exp[i(\Delta-\vec{k}\vec{v})(t-t_0)/2]\Big]\Big\},$$

$$S_{F_bM_{F_b},F_aM_{F_a}}(t,t_0)=i(-1)^{F_b-M_{F_a}}\frac{d_{F_bF_a}}{|d_{F_bF_a}|}B^{(S)}(F_a,F_b,J_b,M_{F_b})\,\delta_{M_{F_b},M_{F_a}+S},$$

$$S_{F_aM_{F_a},F_bM_{F_b}}(t,t_0)=-S^*_{F_bM_{F_b},F_aM_{F_a}}(t,t_0),$$

$$\Lambda^{(S)}(F_a,F_b,M_{F_b})=\frac{|d_{F_bF_a}|}{\hbar}\begin{pmatrix}F_b & F_a & 1\\ M_{F_b} & S-M_{F_b} & -S\end{pmatrix},$$

$$\Lambda^{(S)}_{F_aJ_bM_{F_b}}=\Big(\sum_{F'_b=|J_b-I|}^{J_b+I}[\Lambda^{(S)}(F_a,F'_b,M_{F_b})]^2\Big)^{1/2},$$

$$d_{F_bF_a}=(-1)^{F_b+J_a+I+1}(2F_b+1)^{1/2}(2F_a+1)^{1/2}\begin{Bmatrix}I & F_a & J_a\\ 1 & J_b & F_b\end{Bmatrix}d_{ba},$$

$$\Delta=\omega-\omega_{ba}+\Delta_{F_a}$$

где ось квантования направлена вдоль оси X для линейной поляризации с $S=0$ и вдоль оси Z для круговой с $S=\pm1$. В случае широкого спектрального состава $ku+|\Delta|\ll 1/\tau_и$ и вещественной амплитуды $a(t)$ следует использовать выражения

$$A^{(S)}(F_a,J_b,M_{F_b})=\cos\Big(\frac{1}{2}\Lambda^{(S)}_{F_aJ_bM_{F_b}}\int_0^{t-t_0}a(t')dt'\Big),$$

$$B^{(s)}(F_a, F_b, J_b, M_{F_b}) = \frac{\Lambda^{(s)}(F_a, F_b, M_{F_b})}{\Lambda^{(s)}_{F_a J_b M_{F_b}}} \sin\left(\frac{1}{2}\Lambda^{(s)}_{F_a J_b M_{F_b}} \int_0^{t-t_0} a(t')\,dt'\right).$$

Для прямоугольного импульса с постоянной амплитудой a и произвольным значением параметра $(ku + |\Delta|)\tau_и$ выполняются равенства

$$A^{(s)}(F_a, J_b, M_{F_b}) = \cos\left[\Omega^{(s)}(F_a, J_b, M_{F_b})(t-t_0)/2\right] +$$
$$+ i\,\frac{\vec{k}\vec{v} - \Delta}{\Omega^{(s)}(F_a, J_b, M_{F_b})} \cdot \sin\left[\Omega^{(s)}(F_a, J_b, M_{F_b})(t-t_0)/2\right],$$

$$B^{(s)}(F_a, F_b, J_b, M_{F_b}) = \frac{a\,\Lambda^{(s)}(F_a, F_b, M_{F_b})}{\Omega^{(s)}(F_a, J_b, M_{F_b})} \sin\left[\Omega^{(s)}(F_a, J_b, M_{F_b})(t-t_0)/2\right],$$

$$\Omega^{(s)}(F_a, J_b, M_{F_b}) = \left[(\vec{k}\vec{v} - \Delta)^2 + a^2\left(\Lambda^{(s)}_{F_a J_b M_{F_b}}\right)^2\right]^{1/2}.$$

Наконец, для малой площади импульса (27)

$$\theta^{(s)} \ll 1, \quad \theta^{(s)} = \max_{M_{F_b}} \left| \Lambda^{(s)}(F_a, F_b, M_{F_b}) \int_0^{\tau_и} |a(t)|\,dt \right|$$

получаем выражение

$$A^{(s)}(F_a, J_b, M_{F_b}) = \exp\left[i(\vec{k}\vec{v} - \Delta + \Delta_{F_b})(t-t_0)/2\right],$$

$$B^{(s)}(F_a, F_b, J_b, M_{F_b}) = \frac{1}{2}\Lambda^{(s)}(F_a, F_b, M_{F_b}) \cdot$$
$$\cdot \int_0^{t-t_0} a(t') \exp\left\{i(\vec{k}\vec{v} - \Delta + \Delta_{F_b})\left[t' - (t-t_0)/2\right]\right\} dt',$$

где амплитуда $a(t')$ может принимать комплексные значения, если учитывается фазовая модуляция данного светового импульса, а параметр $|\Delta_{F_b}|\tau_и$ произволен.

Предположим, что спектральная ширина $1/\tau_и$ импульса (27) значительно меньше сверхтонкого расщепления нижнего E_a и верхнего E_b уровней

$$|\omega - \omega_{ba} - \Delta_{F_b} + \Delta_{F_a}| \lesssim 1/\tau_и \ll |\Delta_{F_a} - \Delta_{F_a \pm 1}|,\ |\Delta_{F_b} - \Delta_{F_b \pm 1}|; \qquad (29)$$

$$ku < |\Delta_{F_a} - \Delta_{F_a \pm 1}|, \quad |\Delta_{F_b} - \Delta_{F_b \pm 1}|.$$

Тогда в резонанс попадает только один атомный переход $F_b \to F_a$ между сверхтонкими подуровнями E_{F_b} и E_{F_a}, а полученные выше выражения для оператора эволюции $S(t, t_0)$ сохраняют силу после замены $F'_b \to F_b$, $M_{F'_b} \to M'_{F_b}$, $\Lambda^{(s)}_{F_a J_b M_{F_b}} \to \Lambda^{(s)}(F_a, F_b, M_{F_b})$, а для большой площади импульса (27) также $\Delta \to \Delta - \Delta_{F_b}$. После такой замены оператор эволюции совпадает с результатом [5], записанным в других обозначениях.

Когда спектральная ширина $1/\tau_и$ импульса (27) велика по сравнению со сверхтонким расщеплением верхнего и нижнего уровней

$$|\Delta F_b|,\ |\Delta F_a| \ll 1/\tau_и \qquad (30)$$

и $|\omega-\omega_{ba}|\lesssim 1/\tau_и$, тогда в резонанс попадают все сверхтонкие подуровни верхнего и нижнего уровней, а сверхтонкая структура ведет себя как один вырожденный уровень. В уравнении (2) и начальных условиях целесообразно перейти к новому представлению, используя собственные волновые функции с квантовыми числами $EIJMM_I$ (MM_I-представление). Благодаря неравенству (30) взаимодействием спина ядра с электронной оболочкой можно пренебречь, поэтому в промежутке времени $t_0\leq t\leq t_0+\tau_и$ ядерная и электронная подсистемы выступают независимо. Импульс (27) взаимодействует только с электронной подсистемой, матрица плотности которой находится так же, как в работах [I5, 5].

Предложенный метод вычисления в областях (28) - (30) позволяет определить матрицу плотности ρ в интервале времени $t_0\leq t\leq t_0+$ $+\tau_и$, когда действует импульс (27). Взятая в момент времени $t=$ $=t_0+\tau_и$ матрица ρ служит начальным условием при решении уравнения (2) в области $t_0+\tau_и<t$, где $\vec{E}_и=0$ и существенны необратимая релаксация и сверхтонкое расщепление. Если матрица ρ найдена, то уравнения макроскопической электродинамики дают возможность определить электрическое поле $\vec{E}$, созданное резонансными атомами при наличии сверхтонкой структуры уровней. Развитый метод вычисления годен для всех когерентных переходных явлений в том числе и для фотонного эха.

Применим эти рассуждения при рассмотрении КР, которое возникает в результате действия резонансных импульсов (I) с длительностями τ_1 и τ_2 и промежутком времени τ между ними (разнесенная накачка). Частоты ω_1 и ω_2 близки к атомным ω_{ca} и ω_{ba}. Пусть режим (30) выполняется для всех трех резонансных уровней E_a, E_b и E_c; поэтому накачка захватывает все сверхтонкие подуровни. Для упрощения формул считаем, что электронные угловые моменты J_a, J_b и J_c принимают малые значения из совокупности чисел 0, 0 и I (0, I и I) или I/2, I/2 и 3/2. В этом случае электрическое поле КР описывается формулой (I0) с амплитудой

$$\vec{\mathcal{E}}_\pm(t)=\frac{N_a a^{(\pm)} C_0^{(\pm)}(J_aJ_bJ_c)}{(2J_a+1)(2I+1)}\vec{F}^{(\pm)}, \qquad (31)$$

где вектор $\vec{F}^{(\pm)}$ дается формулой (I2), в которой роль коэффициента (I3) выполняет выражение

$$F^{(\pm)}_{\varkappa}=(-1)^{J_a+J_b+J_c+I+\varkappa}\,\Pi^{(\pm)}_{\varkappa}\sum_{F_aF_bF_c}(-1)^{F_a+F_b+F_c}(2F_a+1)(2F_b+1)(2F_c+1)\cdot$$

$$\cdot\begin{Bmatrix} I & F_a & J_a\\ 1 & J_b & F_b\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix} I & F_a & J_a\\ 1 & J_c & F_c\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix} 1 & \varkappa & 1\\ F_b & F_a & F_c\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix} J_c & F_c & I\\ F_b & J_b & \varkappa\end{Bmatrix}\cdot$$

$$\cdot\exp\{-[\theta^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b)+i(\Delta^{(\varkappa)}_{cb}(F_cF_b)+\Delta_{F_c}-\Delta_{F_b})](t-\tau)-$$

$$-[\theta^{(\varkappa)}_{ca}(F_cF_a)+i(\Delta^{(1)}_{ca}(F_cF_a)+\Delta_{F_c}-\Delta_{F_a})]\tau\}.$$

Множитель $C^{(\pm)}_0(J_aJ_bJ_c)$ зависит от типа атомных переходов:

$$C^{(\pm)}_0(J_aJ_bJ_c)=\pm i(-1)^{J_b-J_c}\frac{6\pi\,\omega^2_{\pm}d_{ca}d_{ab}L}{c^2K_{\pm}|d_{ca}d_{ab}|}\int d\vec{v}\,f(v)A^*_{1\mu}B_{1\mu}B^*_{2\mu}\cdot$$

$$\cdot\exp[-i(\vec{k}_1\vec{v}-\Delta_1)(t-\tau_1)+i(\vec{k}_2\vec{v}-\Delta_2)(t-\tau-\tau_1-\tau_2/2)],$$

$$\Delta_1=\omega_1-\omega_{ca},\quad \Delta_2=\omega_2-\omega_{ba},\quad \mu=1,1/2,0,$$

где индекс $\mu=1$ относится к $J_a=J_b=J_c=1$. Значение $\mu=1/2$ отвечает переходам $J_a=J_b=J_c=1/2$, $J_a=J_b=J_c-1=1/2$ и $J_a-1=J_b=J_c=1/2$, для которых в векторе $\vec{F}^{(\pm)}$ следует положить соответственно $F^{(\pm)}_2=0$, $F^{(\pm)}_0=0$ и $F^{(\pm)}_2=0$. При $J_a=0$ и $J_b=J_c=1$ или $J_a=1$ и $J_b=J_c=0$ множитель $C^{(\pm)}_0(J_aJ_bJ_c)$ с $\mu=0$ необходимо поделить на 2. Для широкого спектрального состава $K_nu+|\Delta_n|\ll 1/\tau_n$ $(n=1,2)$ и вещественной амплитуды $a_n(t)$ импульсов накачки используются выражения

$$A_{n\mu}=\cos\left(\frac{\Lambda_{n\mu}}{2}\int_0^{\tau_n}a_n(t)dt\right),\qquad B_{n\mu}=\sin\left(\frac{\Lambda_{n\mu}}{2}\int_0^{\tau_n}a_n(t)dt\right),$$

$$\Lambda_{1\mu}=\frac{|d_{ca}|}{\hbar}\begin{pmatrix} J_c & J_a & 1\\ \mu & -\mu & 0\end{pmatrix},\qquad \Lambda_{2\mu}=\frac{|d_{ba}|}{\hbar}\begin{pmatrix} J_b & J_a & 1\\ \mu & -\mu & 0\end{pmatrix}.$$

В случае прямоугольных импульсов накачки с произвольным значением $(K_nu+|\Delta_n|)\tau_n$ имеем

$$A_{n\mu}=\cos\frac{\Omega_{n\mu}\tau_n}{2}+i\frac{\vec{k}_n\vec{v}-\Delta_n}{\Omega_{n\mu}}\sin\frac{\Omega_{n\mu}\tau_n}{2},$$

$$B_{n\mu}=\frac{a_n\Lambda_{n\mu}}{\Omega_{n\mu}}\sin\frac{\Omega_{n\mu}\tau_n}{2},\quad \Omega_{n\mu}=[(\vec{k}_n\vec{v}-\Delta_n)^2+a_n^2\Lambda^2_{n\mu}]^{1/2}.$$

Наконец, для произвольных профилей и малых площадей импульсов накачки

$$\theta_n \ll 1, \quad \theta_n = \max_{\mu} |\Lambda_{n\mu}| \int_0^{\tau_n} |a_n(t)|\, dt$$

используются формулы

$$A_{n\mu} = \exp[i(\vec{k}_n\vec{v} - \Delta_n)\tau_n/2],$$

$$B_{n\mu} = \frac{1}{2}\Lambda_{n\mu} \int_0^{\tau_n} a_n(t')\exp[i(\vec{k}_n\vec{v} - \Delta_n)(t' - \tau_n/2)]\, dt'.$$

Во время действия второго возбуждающего импульса $0 \leq t - \tau - \tau_1 \leq \leq \tau_2$ амплитуда КР описывается выражением (3I), в котором сделана замена $\tau_2 \to t - \tau - \tau_1$ в множителе $B_{2\mu}$, входящем в $C_0^{(t)}(J_a J_b J_c)$.

При помощи изложенных выше методов с использованием амплитуды (3I) можно получать спектроскопическую информацию в случае произвольных площадей импульсов накачки при наличии сверхтонкой структуры уровней.

Список литературы

I. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. - М.: Наука, I979.

2. Ребане В.Н. Столкновительная релаксация мультипольных моментов матрицы плотности и ее проявление в атомной спектроскопии: Дис.на соиск.уч.степ.докт.физ.-мат.наук. - Л.: ЛГУ, I980.

3. Wang C.H. Effects of Mixing Collisions of Photon Echoes in Gases. - Phys. Rev., B, I970, v.I, N I. p.I56-I63.

4. Алексеев А.И., Башаров А.М. Световое эхо в газах. - Изв. АН СССР, сер. физ., I982, т.46, № 3, с.557-573.

5. Белобородов В.Н. Применение ультракоротких световых импульсов для физических исследований в нелинейной лазерной спектроскопии: Дис.на соиск.уч.степ.канд.физ.-мат.наук.-М.:МИФИ,I984.

6. Alekseev A.I. Application of the photon echo in hyperfine spectroscopy.,- Phys. Lett,, A, I970, v.3I, N 9, p.495-496.

7. Baer T., Abella I.D. Polarization rotation of photon echoes in cesium vapour in a magnetic field. - Phys. Rev., A, 1977, v.I6, N 5, p.2093-2I00.

8. Алексеев А.И., Башаров А.М. О спектроскопии сверхвысокого разрешения на основе светового эха. - ЖЭТФ, I978, т.74, № 6, с.I988-I998.

9. Aoki S. Photon-echo quantum beats on the $7P_{3/2} \to 6S_{1/2}$

transition in cesium.-Phys.Rev.,A, 1979, v.20, N 5, p.2013-2021.

10. Ахманов С.А., Коротеев Н.И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. - М.: Наука, 1981.

11. Цинт В., Кайзер В. Новый метод исследования многоатомных молекул в жидкостях с использованием пикосекундных импульсов света. - КЭ, 1983, т.10, № 1, с.44-52.

12. Мацкевич В.К. Деполяризующие столкновения атомов и уширение спектральных линий.- Опт.и спектр.,1974,т.37,№ 3,с.411-419.

13. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента. - Л.: Наука, 1975.

14. Окуневич А.И., Перель В.И. Релаксация в системе подуровней возбужденного состояния атомов щелочных металлов при столкновениях с атомами инертных газов. - ЖЭТФ, 1970, т.58, № 3, с.666-676.

15. Alekseev A.I., Basharov A.M., Beloborodov V.N. Photon-echo quantum beats in a magnetic field. J. Phys., B, 1983, v.16, N 24, p.4697-4715.

16. Алексеев А.И., Белобородов В.Н. Комбинационное фотонное эхо. - ЖЭТФ, 1984, т.87, № 5, с.1606-1616.

17. Башаров А.М. Комбинационное рассеяние света при когерентном возбуждении трехуровневых систем. - Опт.и спектр., 1984, т.57, № 6, с.961-962.

18. Ребане В.Н., Ребане Т.К. Деполяризация флюоресценции атомов под влиянием столкновений при наличии сверхтонкой структуры. - Опт.и спектр., 1972, т.33, № 3, с.405-412.

19. Алексеев А.И., Башаров А.М., Белобородов В.Н. О квантовых биениях когерентного излучения атомов в магнитном поле. - ЖЭТФ, 1983, т.84, № 4, с.1290-1301.

20. Alekseev A.I., Basharov A.M. Investigation of atomic relaxation by the three-level echoes. - Optics commun., 1983, v.45, N 3, p.171-178.

21. Алексеев А.И., Башаров А.М. Идентификация двухквантовых переходов при помощи трехуровневого фотонного эха. - Опт. и спектр., 1983, т.54, № 4, с.739-741.

Содержание

Алексей Иванович Алексеев
Владимир Николаевич Белобородов
Олег Васильевич Жемердеев

Исследование упругих атомных столкновений по нестационарному комбинационному рассеянию света в газе

Рукопись поступила в издательский отдел II.06.85

Редактор Е.Г.Станкевич

Ответственный за выпуск В.Н.Белобородов

Л.-97126 Подписано в печать 5/VIII -1985г. Формат 60х84 I/I6
П.л. I,5 Уч.-изд.л. I,25 Тираж 200 экз.
Изд. № 022-85 Заказ 1885 Цена 10 коп.

Типография МИФИ, Каширское шоссе, д. 3I