

Теперь мы имеем возможность проверить предположение о нормальном распределении оценок постоянной, полученных в разных экспериментах, вокруг ее истинного значения, которое приближенно задается вычисленной объединенной оценкой. Найдем $S_w = \left(\frac{w_1 - w}{\sigma_1}\right)^2 + \left(\frac{w_2 - w}{\sigma_2}\right)^2 = 2.3$ и $S_d = 4.9$ и применим критерий χ^2 . Обе величины удовлетворяют 2-процентному уровню значимости для χ^2_1 распределения. Таким образом, нет оснований считать, что полученные в разных экспериментах оценки измеряемых постоянных содержат систематические ошибки.

Выполненное рассмотрение не только дает уточненные значения столкновительных уширения и сдвига D_2 -линии рубидия метаном, но свидетельствует о высокой надежности таких измерений, осуществляемых методом магнитного сканирования.

Авторы благодарят М. П. Чайку за помощь в работе и Н. И. Калитеевского за ценные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

- [1] В. Н. Белов. *Опт. и спектр.*, 51, 379, 1981.
- [2] О. М. Риш, М. П. Чайка. *Опт. и спектр.*, 38, 1035, 1975.
- [3] В. Н. Ребане. *Опт. и спектр.*, 42, 219, 1977; 44, 644, 1978.
- [4] А. Е. Булышев, Н. Г. Преображенский. *Опт. и спектр.*, 44, 178, 1978; 44, 823, 1978.
- [5] Н. Джонсон, Ф. Лион. *Статистика и планирование эксперимента в технике и науке. Методы обработки данных.* «Мир», М., 1980.

Поступило в Редакцию 26 февраля 1981 г.

УДК 539.184.01

ЭФФЕКТИВНОСТЬ СИЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ D_1 - И D_2 -ЛИНИЯМИ В УСЛОВИЯХ РЕЛАКСАЦИОННОГО РАЗРЫВА СВЕРХТОНКОЙ СВЯЗИ В ВОЗБУЖДЕННОМ СОСТОЯНИИ

Ю. Л. Малинкевич

Эффективность оптической накачки с точки зрения достижения максимальной намагниченности паров рассматривалась ранее теоретически для случая релаксации как в основном, так и в возбужденном состояниях при накачке D_1 -линией [1]. Существенно, что полученные при этом результаты справедливы лишь для значений скорости релаксации Γ в возбужденном состоянии, удовлетворяющих условию $\Gamma < \Omega^*$, где Ω^* — сверхтонкое (СТ) расщепление возбужденного состояния. Действительно, при увеличении давления буферного газа характерная скорость релаксации превышает Ω^* и сверхтонкая связь не успевает восстановиться за время между столкновениями. Происходит релаксационный разрыв СТС (РРСТС). (Экспериментально РРСТС исследовался в работе [2]). Уравнения накачки [3] для диагональных элементов матрицы плотности в базисе (J, I, F, m_F) становятся несправедливыми для описания процессов с участием возбужденных P_J -состояний. Это есть следствие нарушения секулярного приближения [4], при котором можно было пренебречь связью диагональных и недиагональных элементов матрицы плотности. Однако при переходе к «разомкнутому» базису (J, m_J, I, μ) для описания P_J -состояний задача существенно упрощается.

В работе на основе построенных в таком базисе уравнений проведен численный расчет спиновой поляризации для сильной оптической накачки в случае $\Gamma \gg \Omega^*$. Практический интерес к таким экспериментальным условиям вызван магнитометрическими приложениями высокотемпературной накачки, предполагающей введение буферных газов при концентрациях порядка 10^{19} см $^{-3}$ [5]. Уравнения имеют вид

$$\dot{n}_M^F = -A \sum_{m'\mu'} P_{FM}^{m'\mu'} \uparrow(q) n_M^F + \frac{1}{\tau} \sum_{m'\mu'q'} P_{FM}^{m'\mu'} \downarrow(q') N_{m'\mu'} + \sum_{F'M'} R_{MM}^{FF'} n_{M'}^F, \quad (1a)$$

$$\dot{N}_{m'\mu'} = A \sum_{FM} P_{m'\mu'}^{FM}(q) n_M^F - \frac{1}{\tau} N_{m'\mu'} - \Gamma(N_{m'\mu'} - N_{cp}(\mu')), \quad (16)$$

где n_M^F , $N_{m\mu}$ — населенности зеемановских подуровней основного и возбужденного состояний, A — интенсивность накачивающего света, τ — время жизни P_J -уровней, $R_{MM}^{FF'}$ — скорости релаксации для основного состояния, $P_{FM}^{m'\mu'}(q)$ — вероятность оптического перехода при поглощении или испускании света поляризации q [6].

Член, описывающий релаксационную кинетику в возбужденном состоянии, получен из общего релаксационного уравнения [7], которое в представлении $(JmJI\mu)$ имеет вид

$$\dot{N}_{m\mu} = - \sum_{m\chi} (-1)^{m_2 - m_1} \gamma_{m\chi}^J \begin{bmatrix} J & J & \chi \\ m' & -m' & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J & J & \chi \\ m & -m & 0 \end{bmatrix} N_{m\mu}.$$

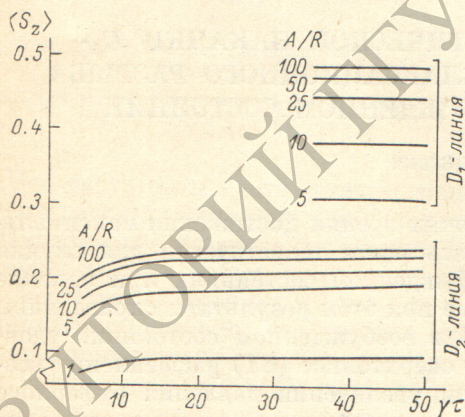
Диагональность уравнения по ядерным индексам есть следствие «инерции» спина ядра при столкновениях [8]. Далее использовалось приближение $\gamma_{m\chi}^J \approx \Gamma$ с учетом отсутствия безызлучательных переходов сверху вниз $\gamma_{m\chi}^J = 0$ [3]

$$\dot{N}_{m\mu} = -\Gamma \left(N_{m\mu} - \sum_m (-1)^{2J-2m'} \frac{N_{m\mu'}}{2J+1} \right) = -\Gamma (N_{m\mu} - N_{cp}(\mu')).$$

В стационарном случае уравнение (16) легко решается; последующая подстановка в (1a) позволяет получить замкнутую систему уравнений для населенностей лишь основного состояния.

В работе найдено решение системы (1a) для ^{133}Cs , $I=7/2$, для стационарного случая и различных значений параметров задачи A/R и $\Gamma\tau$ при накачке циркулярно поляризованным светом.

Результаты расчета (см. рисунок) показали, что достижимая в процессе накачки D_1 -линией величина $\langle S_z \rangle$ не зависит от параметра



Зависимость равновесного значения электронной спиновой поляризации $\langle S_z \rangle$ от $\Gamma\tau$ — отношения скорости столкновительного смешивания Γ к скорости спонтанного высвечивания $1/\tau$ — для различных величин A/R — отношения скорости накачки к скорости релаксации в основном состоянии.

смешивания в $P_{1/2}$ -состоянии $\Gamma\tau$. При накачке D_2 -линией зависимость $\langle S_z \rangle$ от $\Gamma\tau$ слабая. Это допускает определенный произвол в выборе давления буферного газа, что важно при практической реализации такой накачки. Этот результат понятен из того, что соотношение $\Gamma > \Omega^*$ влечет да собой $\Gamma\tau \gg 1$ для $P_{1/2}$ -состояния и $\Gamma\tau > 1$ для $P_{3/2}$. Последние два неравенства означают, что за время жизни в возбужденном состоянии поляризация электронного спина этого состояния успевает полностью «погибнуть». Из сравнения графиков для D_1 - и D_2 -линий видна существенная разница в эффективностях накачки, реализуемой каждой линией. Так, при накачке D_1 -линией величина $\langle S_z \rangle$ с увеличением отношения A/R стремится к своему максимально возможному пределу $1/2$, в то время как при накачке D_2 -линией $\langle S_z \rangle$ при увеличении A/R имеет выраженный предел $1/4$. Сопоставление расчетов для сильной накачки D_1 -линией ($A/R > 10$) при малых давлениях буферного газа $\Gamma < \Omega^*$ и в условиях РРСТС (см. рис. 3 работы [1]) демонстрирует практически одинаковую эффективность накачки в этих двух случаях (различие величин $\langle S_z \rangle$ при заданном

отношении A/R составляет $\leq 5\%$). Это свидетельствует о том, что при сильной накачке доминирующую роль в кинетике цикла играют релаксационные процессы в основном состоянии (действительно, для сопоставленных двух случаев матрицы релаксационных переходов между подуровнями $S_{1/2}$ -состояния и матрицы коэффициентов оптического поглощения этого состояния соответственно одинаковы). В этом смысле режим сильной накачки ($A/R > 10$) существенно отличается от режима слабой накачки ($A/R \ll 1$), при котором достижимая поляризация $\langle S_z \rangle$ существенно зависит от параметра смешивания в $P_{1/2}$ -состоянии [9].

Автор выражает благодарность Е. И. Дашевской за советы, высказанные при обсуждении работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Е. И. Дашевская, Ю. Л. Малинкевич. *Опт. и спектр.*, 49, 460, 1980.
- [2] M. Elbel, W. B. Schneider. *Physica*, 68, 146, 1973.
- [3] W. Harper. *Rev. Mod. Phys.*, 44, 169, 1972.
- [4] J. P. Varrat, C. Cohen-Tannoudji. *J. Phys. Radium.*, 22, 329, 1961; 22, 443, 1961.
- [5] W. Harper, A. C. Tam. *Phys. Rev.*, A16, 1877, 1977.
- [6] И. И. Собельман. *Введение в теорию атомных спектров*. Физматгиз, М., 1963.
- [7] В. Н. Ребане, Т. К. Ребане. *Опт. и спектр.*, 33, 405, 1972.
- [8] B. R. Vulos, W. Harper. *Phys. Rev.*, 44, 849, 1971.
- [9] Е. И. Дашевская, Е. А. Кобзева. *Опт. и спектр.*, 51, 589, 1981.

Поступило в Редакцию 5 марта 1981 г.

УДК 621.373 : 535+539.184.28

О НЕЛИНЕЙНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ЗЕЕМАНОВСКОГО МУЛЬТИПЛЕТА

И. П. Коновалов, Е. Д. Проценко и Е. С. Шабает

Мультиплетная структура в аномальном эффекте Зеемана несет богатую информацию о свойствах квантовых состояний [1]. В ряде экспериментов достигнуто ее разрешение методами нелинейной лазерной спектроскопии для σ -компоненты двухфотонных переходов [2]. В настоящей работе впервые предложен и осуществлен способ разрешения мультиплета π -компоненты однофотонного перехода. Его суть в расщеплении лэмбовского провала мощности газового лазера, когда внешнее магнитное поле, наложенное на активную среду, параллельно электрическому вектору поляризованного лазерного излучения. При такой геометрии опыта в генерации участвуют только переходы без изменения магнитного квантового числа — $\Delta m = 0$. Из теории Лэмба известно, что мощность газового лазера $\sim \alpha/\beta$, где α — усиление активной среды с учетом потерь, а β — насыщение усиления собственным полем. Можно показать, что при $\gamma \leq |\delta| \ll \nu_D$ (γ — однородная, ν_D — доплеровская полуширина перехода, $\delta = \Delta g \mu_B H$, Δg — разность факторов Ланде уровней, μ_B — магнетон Бора, H — напряженность магнитного поля) $\alpha(H) \approx \alpha(0)$ и особенности частотной формы мощности лазера определяет $\beta \sim 1 + \sum_{m=-j}^{m=j} a_m \gamma^2 / [\gamma^2 + (\omega - \omega_0 - m\delta)^2]$, где ω — частота генерации, ω_0 — центральная частота перехода, j — значение полного момента уровней (при $|\Delta j| = 1$ — значение меньшего из двух полных моментов). Видно, что должно наблюдаться несколько провалов с шириной, определяемой γ , сдвинутых друг от друга по частоте на $|\delta|$. Их относительные веса $a_m \left(\sum_{m=-j}^{m=j} a_m = 1 \right)$ зависят как от полных моментов