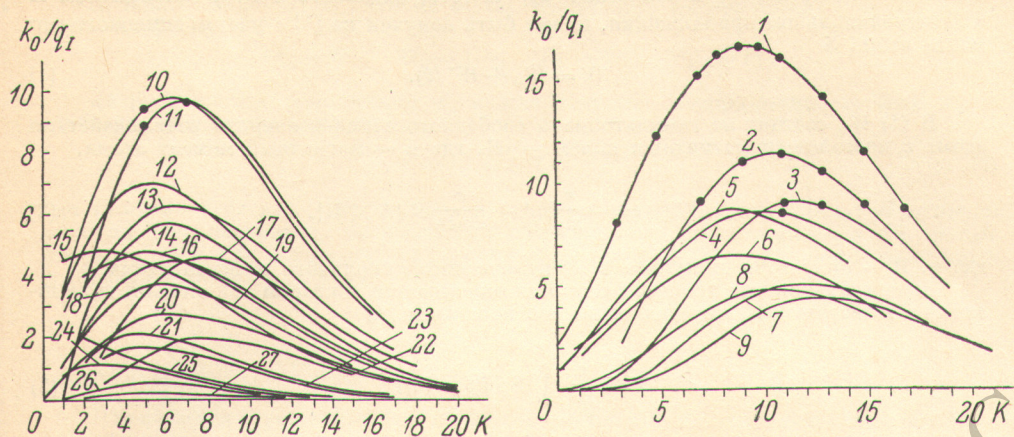


богаче. По сравнению с составом излучения в этой полосе, полученным авторами [5], в нашем случае зарегистрировано 14 новых линий генерации. Экспериментальные данные и вычисления по вышеприведенной формуле качественно согласуются. Исходя



Зависимость  $k_0/q_I$  от  $K$  в нижнем лазерном состоянии.

Цифрами обозначены следующие ветви: 1 —  $Q_1$ , 2 —  $Q_3$ , 3 —  $Q_2$ , 4 —  $P_1$ , 5 —  $R_1$ , 6 —  $R_3$ , 7 —  $P_3$ , 8 —  $R_{23}$ , 9 —  $P_2$ , 10 —  $P_{Q_{12}}$ , 11 —  $P_{Q_{23}}$ , 12 —  $R_{Q_{21}}$ , 13 —  $Q_{P_{12}}$ , 14 —  $R_{Q_{32}}$ , 15 —  $S_{R_{32}}$ , 16 —  $Q_{R_{23}}$ , 17 —  $Q_{P_{23}}$ , 18 —  $S_{R_{21}}$ , 19 —  $Q_{R_{12}}$ , 20 —  $Q_{P_{21}}$ , 21 —  $Q_{Q_{13}}$ , 22 —  $Q_{P_{32}}$ , 23 —  $N_{P_{13}}$ , 24 —  $S_{Q_{31}}$ , 25 —  $T_{R_{31}}$ , 26 —  $P_{R_{13}}$ , 27 —  $R_{P_{31}}$ . Четные  $K$  соответствуют парамодификации азота, нечетные — ортомодификации. Кривые рассчитаны для вращательной температуры 325° К. Точками отмечены линии, наблюдавшиеся в генерации.

из полученных результатов, следует ожидать, что разумным выбором селективных зеркал или использованием дисперсионного резонатора можно существенно расширить список длин волн генерации в первой положительной системе азота, что важно в ряде случаев применения лазера на азоте.

#### Литература

- [1] L. E. S. Mathias, J. T. Parker. Appl. Phys. Lett., 3, 16, 1963.
- [2] И. Н. Князев. Ж. прикл. спект., 5, 178, 1966.
- [3] T. Kasuya, D. R. Lide. J. Appl. Optics, 6, 69, 1967.
- [4] В. М. Каслин, И. Н. Князев, Г. Г. Петраш. Краткие сообщения по физике, № 1, 51, 1971.
- [5] А. Н. Туницкий, Е. М. Черкасов. Ж. прикл. спект., 14, 1004, 1971.
- [6] В. Н. Ищенко, В. Н. Старинский. ПТЭ, № 5, 85, 1969.
- [7] G. N. Dieke, D. F. Heath. Johns Hopkins Spectroscopic Report, 17, 1959. Baltimore, Maryland.
- [8] A. Budó. Zs. Phys., 105, 579, 1937.
- [9] A. Budó. Zs. Phys., 96, 219, 1935.

Поступило в Редакцию 28 августа 1971 г.

УДК 535.375.56 : 821.373 : 535

## ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ НА МАГНИТНЫХ ПОДУРОВНЯХ АТОМОВ

Л. Д. Ивлева, Т. Я. Карагодова и М. А. Ковнер

В настоящее время хорошо известно явление ВКР на электронных уровнях атомов. Новые возможности открываются при изучении ВКР на атомах, помещенных в постоянное магнитное поле  $\mathbf{H} = \{0, 0, H\}$ . Тогда начальными и конечными состояниями могут служить различные зеемановские подуровни. Наложение магнитного поля приводит к изменению правил отбора для КР по сравнению с полученными в [1] и, таким образом, станет возможным наблюдение новых переходов. Кроме того, плавное изменение  $H$  позволит производить плавную перестройку частоты рассеяния.



В зависимости от  $H$  это изменение может лежать в пределах от нескольких до десятков обратных сантиметров.

Гамильтониан для атома, находящегося в постоянном магнитном поле и поле излучения на лазерной  $\omega_L$  и стоксовой  $\omega_{st}$  частоте, заданного вектор-потенциалом  $A$  в электродипольном приближении, может быть получен из [2] с учетом спинового момента атома  $S$

$$W = W_0 + W'(t). \quad (1)$$

В (1)  $W_0$  состоит из гамильтониана свободного атома и энергии взаимодействия атома с постоянным магнитным полем  $-\mu H$ , где  $\mu$  — магнитный момент атома,

$$W'(t) = -\frac{e}{mc} p A + \frac{e}{2mc^2} R [A \times H], \quad (2)$$

где  $p$ ,  $R$  — операторы импульса и электрического дипольного момента атома.

Интересующий нас процесс рассеяния описывается вектором нелинейной поляризации на частоте  $\omega_{st}$ , определяемым соотношением [3]

$$P = \frac{e}{m} \int_{-\infty}^t \text{Sp } \hat{P} \hat{p}(t') dt'. \quad (3)$$

Необходимые для расчета  $P(\omega_{st})$  недиагональные элементы матрицы плотности были найдены нами в установившемся режиме по методу из [4] для решения задачи для трехуровневой системы (1, 2 — начальный и конечный уровни,  $l$  — промежуточный).

$f$ -тая компонента вектора поляризации (3) для случая линейно поляризованных волн с векторами поляризации в системе координат, связанной с лазерной волной

$$e_L = \{0, 1, 0\}, \quad e_{st} = \{\cos \varphi, \sin \varphi, 0\} \quad (4)$$

( $\varphi$  определяется дисперсией эффекта Фарадея), имеет вид

$$P_f(\omega_{st}) = -\frac{N_1 (\Delta_{12} + i\delta_{12}) \omega_{1l}^2 \omega_{2l}^2 |E_L^0|^2 E_{st}^0 \exp(-i\omega_{st}t)}{8\hbar^3 (\Delta_{12}^2 + \delta_{12}^2) \omega_{st}^2 \omega_L^2} \times \\ \times \left\{ \alpha_{fyyx}^{(1)} \cos \varphi + \alpha_{fyyx}^{(1)} \sin \varphi + \frac{ieH}{2mc\omega_{1l}\omega_{2l}} [\cos \varphi (\alpha_{fyyx}^{(2)} \omega_{2l} - \alpha_{fyyy}^{(3)} + \alpha_{fyyx}^{(4)} + \alpha_{fxyx}^{(5)}) + \right. \\ \left. + \sin \varphi (\alpha_{fyyx}^{(2)} \omega_{2l} + \alpha_{fyyx}^{(3)} + \alpha_{fxyx}^{(4)} + \alpha_{fxyy}^{(5)}) \right\}, \quad (5)$$

где  $f = x, y$ ;  $E_L^0, E_{st}^0$  — амплитуды напряженностей полей на лазерной и стоксовой частоте;  $N_1$  — населенность уровня 1;  $\delta_{12}$  — величина, обратная времени релаксации  $\tau_{12}$ ;  $\Delta_{12} = \Delta_{12}^* - \Delta_{12}$ , где  $\Delta_{12}^*$  — сдвиг частоты перехода  $1 \rightarrow 2$  в сильном световом поле, а  $\Delta_{12} = \omega_L - \omega_{st} - \omega_{21}$ ;

$$\alpha_{fghm}^{(1)} = \sum_l \left( \frac{R_{1lf} R_{2lg}}{\omega_{l2} + \omega_L} + \frac{R_{2lf} R_{1lg}}{\omega_{l1} - \omega_L} \right) \sum_l \left( \frac{R_{1lh} R_{12m}}{\omega_{l1} - \omega_L} + \frac{R_{12h} R_{1lm}}{\omega_{l2} + \omega_L} \right),$$

$\alpha_{fghm}^{(2)}$  получается из  $\alpha_{fghm}^{(1)}$  заменой  $R_{1lf}$  на  $[e_z \times R_{1l}]_f$ , где  $e_z$  — единичный вектор оси  $Oz$ ;  $\alpha_{fghm}^{(3, 4, 5)}$  отличаются от  $\alpha_{fghm}^{(1)}$  частотами переходов в числителях.

Пренебрегая зависимостью волновых функций от напряженности поля  $H$ , но учитывая зависимость частот переходов от  $H$

$$\omega_{kn} = \omega_{kn}^{(0)} - (\mu_{kk} - \mu_{nn}) \cdot H, \quad (6)$$

где  $\omega_{kn}^{(0)}$  — частота перехода между электронными уровнями атома в отсутствие поля  $H$ , разложим  $\alpha_{fghm}^{(q)}$  ( $q = 1 \div 5$ ) в ряд по степеням  $H$ . Ограничиваясь величинами  $O(H^2)$ , получим, в частности, члены, состоящие из произведения двух тензоров третьего ранга, в числителе которых будут произведения двух матричных элементов электрического дипольного перехода и одного — магнитного. Из компонент такого тензора 3 ранга можно построить двусторонние сферические тензора 3 ранга  $T_{30}$  и  $T_{3, \pm 2}$ , из выражений для матричных элементов которых [5] получаем новые правила отбора

$$\left. \begin{aligned} |\Delta J| = J' - J = 3, 2, 1, 0; \quad |\Delta L| = L' - L = 2, 0; \\ |\Delta S| = S' - S = 1, 0; \quad \Delta m = m' - m = 0, \pm 2. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$



Для КР в отсутствие поля  $H$  правила отбора следующие [1]:

$$|\Delta J| = 2, 1, 0; |\Delta L| = 2, 0; |\Delta S| = 0; \Delta m = 0, \pm 1, \pm 2. \quad (8)$$

Правила отбора (7) в отличие от (8) разрешают интеркомбинационные переходы, например

$$1S_0 \rightarrow 3S_1; 1S_0 \rightarrow 3D_3; 1P_1 \rightarrow 3P_0; 1P_1 \rightarrow 3P_2.$$

Из (5) с учетом разложения (6) можно получить восприимчивость ВКР в постоянном магнитном поле в виде

$$\chi = \chi_0 + \chi_1 H + \chi_2 H^2, \quad (9)$$

где  $\chi_0$  отлично от нуля для переходов, разрешенных правилами (8),  $\chi_1 H$  отличен от нуля для переходов, разрешенных одновременно правилами (7) и (8), а  $\chi_2 H$  описывает КР для переходов, разрешенных правилами (7). Отношение слагаемых в (9) определяется в случае

$$\omega_L \sim \omega_{st} \sim \omega_{11} \sim \omega_{12} \sim \omega$$

отношением  $\hbar\omega : \mu H : \frac{\mu^2 H^2}{\hbar\omega} \simeq 10^3 : 1 : 10^{-3}$  при  $\omega \sim 10^{14}$  сек. $^{-1}$  и  $H \sim 10^5$  э.

Что касается перестройки частоты рассеянного света, то, например, если с помощью накачки левополяризованным светом заселить магнитный подуровень  $m = -1$   $6^6P_1$ -состояния атома ртути ( $1849.57 \text{ \AA}$  [6]), то для разрешенного правилами (8) перехода  $6^1P_1 \rightarrow 5^1F_3$  можно создать перестройку  $\Delta\omega$  в пределах  $0 < \Delta\omega < 60 \text{ см}^{-1}$  для  $m = -1 \rightarrow m' = +1$  и  $m = -1 \rightarrow m' = -3$ , при  $0 < H < 10^5$  э, где  $\Delta\omega$  — разность частот рассеянного света в отсутствие поля  $H$  и в поле  $H$ . Для разрешенного правилами (7) перехода  $6^1P_1 (m = -1) \rightarrow 7^3P_2 (m = +1)$   $0 < \Delta\omega < 80 \text{ см}^{-1}$  при  $0 < H < 10^5$  э.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность С. А. Ахманову и Г. В. Скродскому за обсуждение работы и полезные замечания.

#### Литература

- [1] Г. Плачек. Релеевское рассеяние и Раман-эффект. ОНТИ ГНТИУ, Харьков—Киев, 1935.
- [2] M. P. Groeneewege. Molec. Phys., 5, 541, 1962.
- [3] P. N. Butcher. Nonlinear Optical Phenomena. Eng. Exp. Station. Bull. 200, Ohio State Univ., 1965.
- [4] В. Т. Платоненко, К. В. Стаменов, Р. В. Хохлов. ЖЭТФ, 49, 1190, 1965.
- [5] Е. Вигнер. Теория групп. ИЛ, М., 1961.
- [6] С. Э. Фриш. Оптические спектры атомов. Физматгиз, М.—Л., 1963.

Поступило в Редакцию 23 августа 1971 г.

УДК 535.353.3

## ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫЕ ДИФРАКЦИОННЫЕ РЕШЕТКИ ДЛЯ МОНОХРОМАТОРОВ СЕЙЯ—НАМИОКА

С. А. Стрелнев, А. И. Андреева и А. З. Хабиров

В предыдущей работе [1] нами были приведены параметры и оптические свойства тороидальных дифракционных решеток для монохроматоров Сейя—Намиока. Применение тороидальных решеток взамен вогнутых сферических благодаря компенсации астигматизма увеличивает реальную светосилу указанных приборов в 2÷33 раза в зависимости от высот входной и выходной щелей, применяющихся от 10 до 1 мм. Оптимальная ширина заштрихованной поверхности тороидальных решеток является такой же, как и у сферических [2, 3]. По качеству спектральных линий тороидальные решетки в установке Сейя—Намиока при высоте щелей до 10 мм практически не отличаются от сферических. При более длинных щелях происходит уширение спектральных линий из-за аберраций типа комы и сферической аберрации, которые тороидальной поверхностью не устраняются.

По измерениям, выполненным в лаборатории Ф. И. Вилесова, одна из наших вогнутых тороидальных решеток с меридиональным радиусом кривизны 500 мм, 1200 штр./мм в монохроматоре Сейя—Намиока при высоте щели 10 мм в области 120 нм при полной апертуре  $50 \times 40$  мм разрешала  $0.9 \text{ \AA}$ , что сравнимо с разрешением  $1 \div 1.2 \text{ \AA}$  сферической решетки, полученной при тех же условиях.