

с одной из составляющих вектора ориентации. В этом случае переход линейной поляризации в круговую отсутствует.

Степень и знак круговой поляризации, возникающей при возбуждении флуоресценции линейно-поляризованным светом, зависят от конкретных условий задачи. Так как трехступенчатый процесс превращения выстраивания в ориентацию содержит магнитное поле один раз, а столкновения дважды, то эффективность такого превращения будет пропорциональной квадрату давления и первой степени напряженности слабого магнитного поля. При изменении знака магнитного поля изменится и знак круговой поляризации.

Произведенное рассмотрение имеет силу и для узких мультиплетов тонкой структуры, когда столкновения вызывают переходы между состояниями с различными значениями J . В этом случае во всех наших формулах квантовые числа F следует заменить квантовыми числами J .

Описанный здесь механизм превращения линейной поляризации света в круговую можно изучать как для «нерезонансных» столкновений с атомами примесного газа, так и для «резонансных» столкновений между одинаковыми атомами. Его роль наиболее важна в случае, когда недиагональные по F (или соответственно по J) элементы матрицы плотности возбужденного состояния не возникают при оптическом возбуждении, т. е. когда расстояния между состояниями с различными F (или J) очень велики по сравнению с естественной шириной линии, но все же достаточно малы для эффективной совместной релаксации под действием столкновений.

Литература

- [1] U. Fano, G. Racah. Irreducible Tensorial Sets. N. Y., 1959.
- [2] U. Fano. Phys. Rev., 133B, 828, 1964.
- [3] А. П. Юцис, А. А. Бандзайтис. Теория момента количества движения в квантовой механике. Вильнюс, 1965.
- [4] М. И. Дьяконов. ЖЭТФ, 47, 2213, 1964.
- [5] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, 48, 345, 1965.
- [6] A. Omont. J. de Phys., 26, 26, 1965.
- [7] В. Н. Ребане. Опт. и спектр., 21, 405, 1966.
- [8] А. И. Окуневич, В. И. Перель. ЖЭТФ, 58, 668, 1970.
- [9] В. Н. Ребане. Опт. и спектр., 24, 309, 1968.
- [10] M. Lombardi. Compt. rend., 265B, 191, 1967.
- [11] M. Lombardi, M. Giroud. Compt. rend., 266B, 60, 1968.
- [12] M. Lombardi. J. de Phys., 30, 631, 1969.
- [13] В. Н. Ребане. Канд. дисс., Л., 1969.
- [14] J. C. Lehmann. J. de Phys., 25, 809, 1964.

Поступило в Редакцию 25 мая 1970 г.

УДК 621.375.9:535

О ХАРАКТЕРЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ИОННОГО ЛАЗЕРА

В. Ф. Москаленко, Е. П. Остапенко, С. В. Печурина, В. А. Степанов
и Ю. М. Цуканов

В настоящее время все больший интерес представляют такие свойства излучения импульсной генерации, как модовый состав, пространственная и временная когерентности, расходимость, стабильность энергии и временных параметров от импульса к импульсу. В связи с этим в данном сообщении приводятся предварительные результаты исследования отдельных свойств излучения импульсного ионного лазера.

В экспериментах использовался промышленный импульсный ОКГ ЛГИ-37 [1] с длиной резонатора 1400 мм, образованного «глухим» сферическим зеркалом ($R=2$ м) и выходным плоским зеркалом с коэффициентом пропускания 15%. Измерения расходимости излучения проводились для трех резонаторов типа плоскость—сфера ($R=2, 5$ и 10 м). Активный элемент ($L=1200$ мм, $\varnothing 7$ мм) наполнен ксеноном. Генерация осуществлялась на семи переходах ионизованного ксенона с длинами волн 4310, 4954, 5008, 5260, 5353, 5397 и 5955 Å. Длительность импульсов 0,4 мсек., частота повторения, при которой проводились измерения, 500 гц. Отдельные линии генерации выделялись с помощью дифракционной решетки.

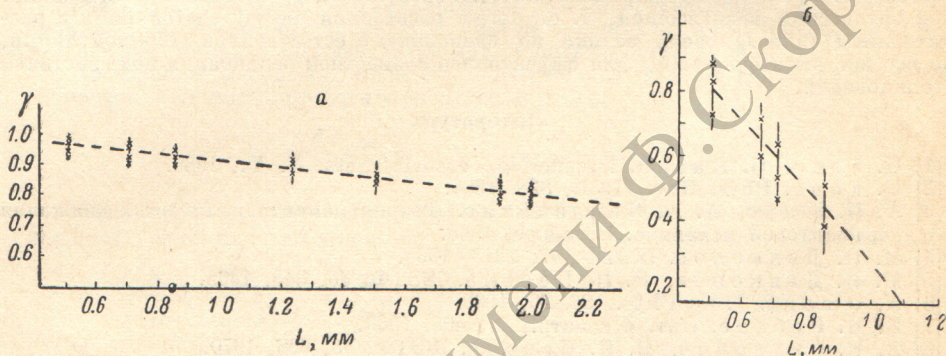
Исследование пространственной когерентности проводилось с помощью интерферометра Юнга с двумя отверстиями [2], а временной когерентности — с помощью интерферометра Майкельсона [3]. Расходимость и распределение энергии по сечению измерялись обычным способом [4]. В качестве фотоприемников использовались

фотоумножитель ФЭУ-36 и коаксиальный фотоэлемент ФЭК-14, сигналы с которых поступали на осциллограф С1-8 или самописец Н-110. В некоторых случаях применялась фотографическая регистрация с последующим фотометрированием.

Наличие или отсутствие поперечных типов колебаний в спектре излучения оценивалось путем корреляции данных о распределении энергии в поперечном сечении пучка, пространственной и временной когерентности и расходимости излучения.

Распределение энергии в поперечном сечении пучка как для отдельных импульсов генерации, так и суммарное, полученное усреднением для нескольких тысяч импульсов, по форме приближается к Гауссовому распределению, несколько сжато у основания.

Функция пространственной когерентности в зависимости от расстояния между отверстиями в интерферометре Юнга, усредненная для нескольких тысяч импульсов, снималась для всех линий генерации. На рисунках *a, б* приведены такие функции для линий соответственно с длинами волн 5955 и 5260 Å. Степень когерентности на линии 5955 Å заметно выше. В обоих случаях степень когерентности уменьшается при смещении интерферометра с расстоянием между отверстиями



Зависимость функции пространственной когерентности от расстояния между отверстиями в интерферометре Юнга для линий излучения $\lambda = 5955 \text{ \AA}$ (*a*) и $\lambda = 5260 \text{ \AA}$ (*б*). Диаметр пятна 4 мм.

0.5 мм к краям пучка, при этом на линии с длиной волны 5260 Å это уменьшение происходит значительно быстрее. Введение диафрагмы диаметром 4 мм позволяет получить по всему пучку величину функции когерентности, превышающую 0.8.

Как уже отмечалось, основные измерения проводились на частоте повторения импульсов генерации 500 гц. При этом наблюдалась регулярная модуляция амплитуды импульсов излучения с частотой 6 гц на глубину до 50% (от максимальной амплитуды) на краю пучка для линии с длиной волны 5260 Å и до 10% для линии с длиной волны 5955 Å. Уменьшение частоты повторения до 100 гц устраняло модуляцию амплитуды импульсов излучения и приводило к увеличению степени пространственной когерентности до $0.9 \div 0.95$ по всему сечению пучка без его диафрагмирования.

Временная когерентность оценивалась по видности интерферометрических полос при различной разности хода между интерферирующими лучами в интерферометре Майкельсона. Длина когерентности излучения была порядка $20 \div 30$ см и зависела от режима генерации. Данные по измерению расходимости излучения для резонатора плоскость—сфера следующие: радиус сферы $R = 2 \text{ м} - 10'$, $R = 5 \text{ м} - 5'$, $R = 10 \text{ м} - 3'$.

Монотонный спад энергии излучения от центра пучка к периферии, относительно высокие степень пространственной когерентности (до 0.95) и длина когерентности ($10 \div 30$ см), а также данные о расходимости позволяют сделать вывод о том, что характер излучения ЛГИ-37 близок к одномодовому, т. е. содержание поперечных типов колебаний в спектре излучения, по-видимому, невелико.

Спад степени когерентности к периферии пучка связан с нестабильностью мощности (и, очевидно, временных параметров) импульсов излучения. Возникновение этой нестабильности связано, по-видимому, с перекачкой газа, приводящей к нестабильности давления и тока у стенок активного элемента. Это подтверждается тем, что линия с длиной волны 5260 Å, на которой наблюдалась наибольшая нестабильность мощности и степень когерентности которой быстрее всего уменьшалась к краям пучка на частоте повторения 500 гц, является наиболее чувствительной к изменениям давления и тока по сравнению с другими длинами волн генерации. Исчезновение флуктуаций мощности и повышение степени когерентности при снижении частоты повторения импульсов до 100 гц также подтверждает это предположение, так как с уменьшением частоты повторения уменьшается скорость перекачки газа.

- [1] ЛГИ-37. Мощный импульсный оптический квантовый генератор. Электронная техника, сер. 3. Газоразрядные приборы, 1969, 1 (13), 112, вкладка.
 [2] M. Born, E. Wolf. Principles of Optics. N. Y., 1959.
 [3] R. L. Fork, D. R. Herriott, H. Kogelnik. Appl. Optics, 3, 1471, 1964.
 [4] Е. Ф. Ищенко, Ю. М. Климов. Оптические квантовые генераторы. Изд. «Сов. радио», 1968.

Поступило в Редакцию 25 мая 1970 г.

УДК 539.194.01

О ВЫЧИСЛЕНИИ ФАКТОРА ФРАНКА—КОНДОНА ДЛЯ ПОТЕНЦИАЛА МОРЗА

Б. И. Макшанцев и И. П. Перстнев

Введение

Вопросу о вычислении факторов Франка—Кондона посвящено большое количество работ [1-4]. Поскольку простые аналитические выражения, полученные лишь для гармонического осциллятора, не дают удовлетворительного согласия теории с экспериментом, было проведено большое количество численных расчетов факторов Франка—Кондона для более реалистических потенциалов [4]. Много расчетов было проведено для трехпараметрического потенциала Морза. Особо следует отметить работы [1, 2], где был предложен способ аналитической оценки интегралов наложения, имеющий, однако, весьма ограниченную применимость. Кроме того, в работах [1, 2] не было получено строгой теоретической оценки пределов применимости этого способа. В настоящей работе предлагается способ расчета фактора Франка—Кондона осциллятора Морза для перехода между электронным термом, колебательное состояние которого является основным, и электронным термом с произвольным колебательным состоянием.

В работе дана простая аналитическая оценка пределов применимости полученных результатов.

Метод расчета

Фактор Франка—Кондона

$$F(v', v) = \left| \int \Psi_v \Psi_{v'}^{(1)} dr \right|^2, \quad (1)$$

где Ψ_v и $\Psi_v^{(1)}$ — радиальные волновые функции колебательного движения ядер для электронных термов, между которыми происходит переход. Функции Ψ_v и $\Psi_v^{(1)}$ суть решения уравнения Шредингера для потенциалов Морза

$$U(r) = D [1 - e^{-\alpha(r-r_e)}]^2, \quad (2a)$$

$$U_1(r) = D_1 [1 - e^{-\alpha_1(r-r_{e1})}]^2. \quad (2b)$$

Нормированные волновые функции, соответствующие потенциалу (2a), имеют вид¹

$$\Psi_v(r) = \frac{1}{\Gamma(2S-2v)} \left[\frac{2\alpha\Gamma(2s-v+1)}{v! 2(s-v)} \right]^{1/2} e^{-y/2} y^{S-v} F(-v, 2S+1-2v, y) \quad (3)$$

и аналогичный вид для потенциала (2b). Здесь $\Gamma(x)$ — гамма-функция; $S = 2D/\hbar\omega - 1/2$, где $D\alpha^2 = \mu\omega^2/2$; $y = (2S+1)e^{-\alpha(r-r_e)}$; $0 \leq v < S$; $F(-v, 2S+1-2v, y)$ — вырожденная гипергеометрическая функция. Поскольку при различных α и α_1 интеграл в формуле (1) аналитически не вычисляется, был предложен [1] метод, который дает возможность получить приближенное аналитическое выражение. Суть этого метода состоит в замене параметров α и α_1 в (2a) и (2b) на их среднее значение $(\alpha + \alpha_1)/2$. Параметры D и D_1 заменяются при этом эффективными, исходя из того, чтобы частоты, соответствующие (2a) и (2b), оставались неизменными. Однако подобный метод давал удовлетворительные результаты только при $v', v \leq 3$ [1, 4]. Если же интересоваться переходами $0 \rightarrow v$ ($v \rightarrow 0$), то, как будет показано ниже, можно вычислить фактор $F(0, v)$ [F(v, 0)] аналитически без ограничения на величину v . Ниже для определенности будем рассматривать величину $F(0, v) = F(v)$.

¹ Обычно $e^{\alpha r_e} \gg 1$, (и поэтому при решении уравнения Шредингера считается, что $-\infty < r - r_e < \infty$).