

чае «слабой» связи происходят в противофазе. Глубина модуляции излучения зависит от настройки резонатора и может достигать 100%. Характерная осциллограмма приведена на рис. 1. Кроме колебаний интенсивности с частотой в несколько десятков килогерц, может иметь место также низкочастотная (частота порядка нескольких килогерц) модуляция интенсивности излучения встречных волн, которая также происходит в противофазе (рис. 2). Приведенные осциллограммы соответствуют превышению накачки над порогом $\eta=1.2$; длина волны излучения 1.06 мкм, развертка на рис. 1 — 50 мксек./см, а на рис. 2 — 200 мксек./см. Глубина модуляции в этом случае также зависит от настройки резонатора.

Было проведено также исследование зависимости режима генерации от величины связи между волнами в непрерывном кольцевом лазере с дополнительным зеркалом [3]. В случае «сильной» связи между встречными волнами из-за отражения от торцов активного элемента подавление одной из волн не было обнаружено, лазер работал в режиме двух встречных волн с одинаковыми амплитудами и фазами. При «слабой» связи обнаружено сильное (более чем в 50 раз) подавление одной из волн, и генерация становится практически однонаправленной.

Литература

- [1] C. L. Tang, H. Statz, G. A. de Mars. Phys. Rev., 136A, 1, 1964.
- [2] M. Hercher, M. Young, C. Smover. J. Appl. Phys., 36, 3351, 1965.
- [3] В. В. Анциферов, Г. В. Кривошеков, В. С. Пивцов, К. Г. Фолин. ЖТФ, 5, 931, 1969.
- [4] Л. С. Корниенко, Н. В. Кравцов, Н. И. Наумкин, А. М. Прохоров. ЖЭТФ, 58, 541, 1970.
- [5] A. R. Clober, M. J. Brienza, Appl. Phys. Lett., 21, 6, 265, 1972.

Поступило в Редакцию 28 декабря 1972 г.

УДК 535.2

О ПОТЕРЯХ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В СРЕДЕ СО СЛАБЫМ РАССЕЯНИЕМ

Б. М. Болотовский и Р. С. Исаев

Рассмотрим среду, которая рассеивает падающее на нее электромагнитное излучение. Пусть это рассеивание характеризуется коэффициентом экстинкции h , т. е. амплитуда волны затухает по закону $\exp(-hl/2)$, где l — путь, пройденный волной в среде [1]. Это затухание можно описать, если ввести комплексную диэлектрическую проницаемость

$$\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'', \quad \varepsilon'' = \frac{hc}{\omega} \sqrt{\varepsilon'}. \quad (1)$$

Если рассеяние является слабым, т. е. во всех расчетах можно пренебрегать квадратом коэффициента экстинкции h по сравнению с первой степенью h , то формулы (1) удовлетворительно описывают поведение первичной волны в рассеивающей среде.

Пусть теперь в такой среде равномерно движется точечная заряженная частица. Скорость частицы обозначим через v , заряд через q .

Потери энергии частицы на единицу пути равны [1]

$$\frac{dW}{dz} = q \frac{Ev}{v|_{r=vt}} = i \frac{q^2}{2\pi^2 v} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\varepsilon} \frac{\frac{\omega}{c^2} v - \frac{\omega}{v}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon} dk_x dk_y, \quad (2)$$

где мы ввели обозначение $(kv) = \omega$ и компоненты k_x и k_y перпендикулярны скорости частицы. Вводя переменную $\kappa = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, получим из (2)

$$\frac{dW}{dz} = \frac{q^2}{\pi v^2} \int_{-\infty}^{+\infty} i \frac{\omega}{\varepsilon(\omega)} d\omega \int_0^{\kappa_{\max}} \frac{(\varepsilon(\omega) \beta^2 - 1) \kappa d\kappa}{\kappa^2 + \frac{\omega^2}{v^2} (1 - \varepsilon(\omega) \beta^2)}. \quad (3)$$

Здесь $\kappa_{\max}$ — то максимальное значение волнового вектора, при котором еще справедлива макроскопическая электродинамика.

Интегрируя по κ , получаем

$$\frac{dW}{dz} = \frac{q^2}{\pi v^2} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{i\omega}{\varepsilon(\omega)} d\omega (\beta^2 \varepsilon(\omega) - 1) \ln \frac{\kappa_{\max}^2 v^2}{\omega^2 (1 - \varepsilon(\omega) \beta^2)}. \quad (4)$$

Подставляя сюда выражение (1) для ε и выделяя действительную часть, получаем с учетом соотношения

$$\frac{dW}{dz} = \int_0^{\infty} \frac{dW_{\omega}}{dz} d\omega \quad (5)$$

следующее:

$$\begin{aligned} \frac{dW_{\omega}}{dz} = \frac{q^2}{\pi v^2} \left[-\frac{\omega \varepsilon''}{(\varepsilon')^2 + (\varepsilon'')^2} \ln \frac{\kappa_{\max}^2 v^2}{\omega^2 [(1 - \varepsilon' \beta^2)^2 + (\varepsilon'' \beta^2)^2]^{1/2}} - \right. \\ \left. - \omega \left(\beta^2 - \frac{\varepsilon'}{(\varepsilon')^2 + (\varepsilon'')^2} \right) \varphi \right], \quad (6) \end{aligned}$$

где

$$\varphi = \begin{cases} \arctg \frac{\varepsilon'' \beta^2}{1 - \varepsilon' \beta^2} & \text{при } \varepsilon' \beta^2 < 1, \\ \pi - \arctg \frac{\varepsilon'' \beta^2}{1 - \varepsilon' \beta^2} & \text{при } \varepsilon' \beta^2 > 1. \end{cases} \quad (7)$$

С учетом соотношения (1) формула (6) при подстановке соответствующего значения φ из (7) дает потери энергии заряженной частицы в среде с коэффициентом экстинкции h . Как видно из формулы (6), на пороге черенковского излучения, т. е. при выполнении условия $\varepsilon' \beta^2 = 1$, потери энергии выражаются следующей формулой:

$$\frac{dW_{\omega}}{dz} = -\frac{q^2 h c}{\pi v^2 (\varepsilon')^{3/2}} \ln \frac{\kappa_{\max}^2 c}{\omega h (\varepsilon')^{1/2}}. \quad (8)$$

В дочеренковском случае ($\varepsilon' \beta^2 < 1$) формула (6) дает

$$\frac{dW_{\omega}}{dz} = \frac{q^2 h c}{\pi v^2 (\varepsilon')^{3/2}} \left[-\ln \frac{\kappa_{\max}^2 v^2}{\omega^2 [(1 - \varepsilon' \beta^2)^2]^{1/2}} + \varepsilon' \beta^2 \right]. \quad (9)$$

Здесь мы не рассматриваем частоты, на которых $\varepsilon'(\omega) = 0$. Излучение, возникающее после черенковского порога $\varepsilon' \beta^2 > 1$, определяется формулой

$$\frac{dW_{\omega}}{dz} = \frac{q^2 h c}{\pi v^2 (\varepsilon')^{3/2}} \left[-\ln \frac{\kappa_{\max}^2 v^2}{\omega^2 [(1 - \varepsilon' \beta^2)]} + \varepsilon' \beta^2 \right] - \frac{q^2 \omega}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\varepsilon' \beta^2} \right). \quad (10)$$

В формулах (8)–(10) мы пренебрегли значениями членов порядка $(\varepsilon'')^2$, т. е. считаем рассеяние и обусловленное им поглощение малым.

В выражениях для потерь в членах, пропорциональных h под величиной $\kappa_{\max}$, можно понимать то максимальное значение k , при котором еще имеется заметное рассеяние. Точное определение $\kappa_{\max}$ в средах со случайными неоднородностями было проведено в работе [2].

Полученные формулы справедливы при любом рассеянии, независимо от характера рассеяния.

В частности, если рассеяние вызвано наличием в среде случайных неоднородностей, формула (6) дает результат, полученный в работах [2–8]. Если же рассеяние, обусловленное в газах молекулами линейной формы с поляризуемостями $\alpha_{\parallel}$ и $\alpha_{\perp}$ в направлениях вдоль и поперек оси, то для определения потерь энергии заряда на излучение за счет этого эффекта следует в формулу (6) подставить коэффициент экстинкции [2]

$$h = \frac{\omega \varepsilon''}{c (\varepsilon')^{1/2}} = \frac{8\pi \omega^4 N}{9c^4} (\alpha_{\parallel}^2 + 2\alpha_{\perp}^2), \quad (11)$$

где N — число частиц в единице объема.

Если определяются потери энергии на излучение за счет вращательного комбинационного рассеяния [1], то

$$h = \frac{8\pi \omega^4 N (\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel})^2}{9c^4 2}. \quad (12)$$

Если рассеяние света имеет место вблизи критической точки (критическая опалесценция), то, согласно [1],

$$h = \frac{\omega^4}{6\pi c^4} \frac{\rho^3 C_V}{(\partial P / \partial T)_\rho^2} \left(\frac{\partial \varepsilon'}{\partial \rho} \right)_T^2 \quad (13)$$

где C_V — теплоемкость, T — абсолютная температура, P — давление, ρ — плотность вещества.

В курсе [1] приводится выражение коэффициента экстинкции для случаев рассеяния света, вызванного различными физическими причинами.

Если учитывать одновременно несколько видов рассеяния, то в формулу (6) нужно подставить

$$h = \sum_{n=1}^m h_n, \quad (14)$$

где h_n — парциальный коэффициент экстинкции.

Авторы благодарны В. Л. Гинзбургу за ценные указания и обсуждение результатов, а также В. В. Тамойкину за полезную дискуссию.

Литература

- [1] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Физматгиз, М., 1953.
- [2] С. П. Капица. ЖЭТФ, 89, 1567, 1960.
- [3] М. Л. Тер-Микаэлян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, 1969.
- [4] Н. П. Калашников, М. И. Рязанов. ЖЭТФ, 45, 325, 1963.
- [5] В. В. Тамойкин. Изв. вузов, радиофизика, 6, № 2, 1963.
- [6] Ф. Г. Басс, В. М. Яковенко. Усп. физ. наук, 86, 189, 1965.
- [7] В. В. Тамойкин. Изв. вузов, радиофизика, 11, № 12, 1968.
- [8] Г. А. Бегашвили, Ю. С. Монин. Изв. вузов, радиофизика, 10, 139, 1967.

Поступило в Редакцию 6 декабря 1972 г.

УДК 535.37+621.373 : 535

СМЕЩЕНИЕ СПЕКТРА ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ МОЛЕКУЛ В СВЕТОВОМ ПОЛЕ ЛАЗЕРА НЕРЕЗОНАНСНОЙ ЧАСТОТЫ

А. Н. Рубинов, В. И. Томин и В. А. Живнов

Известно, что под действием сильного светового поля лазера нерезонансной¹ частоты может происходить тушение флуоресценции органических молекул. Впервые это явление было обнаружено в работе [1], авторы которой связывают его с вынужденными оптическими переходами возбужденных молекул под действием лазерного излучения на высоко расположенные колебательные подуровни основного состояния. Позднее оно было подтверждено также другими авторами [2]. В [3] показано, что воздействие нерезонансного лазерного излучения приводит к существенному увеличению порога генерации красителей и родственных соединений.

В данной работе сообщается о наблюдении нового эффекта — смещения спектра флуоресценции органических молекул в растворе под действием нерезонансного лазерного облучения.

Эксперимент проводился с раствором 4-амино-N-метилфталимида ($\sim 10^{-5}$ м/л) в глицерине. Возбуждение флуоресценции этого раствора осуществлялось излучением второй гармоники рубинового лазера. Спектры поглощения 1 и флуоресценции 2 раствора приведены на рисунке. Спектр флуоресценции регистрировался фотографически на спектрографе ИСП-22. Спектры флуоресценции раствора, снятые при стационарном возбуждении ртутной лампой и при возбуждении второй гармоникой, совпадают.

Было обнаружено, что спектр флуоресценции существенно смещается в коротковолновую область, если одновременно с излучением второй гармоники рубинового лазера раствор подвергается воздействию излучения рубина основной частоты. Кривая 3 на рисунке соответствует спектру флуоресценции исследуемого раствора 4-амино-N-метилфталимида в условиях облучения его светом рубинового лазера с плотностью энергии $\sim 10^4$ эрг/см³. Смещение максимума полосы флуоресценции в этом случае состав-

¹ Нерезонансной по отношению к синглет-синглетному переходу S_0-S_1 .