

**Обсуждение результатов.** Проведенные исследования показывают, что зависимости, полученные на иттрий-алюминиевых гранатах, качественно совпадают с аналогичными зависимостями для никель-цинковых ферритов [6], хотя материалы сильно различаются по структуре, статическим и динамическим параметрам. В обоих случаях порог параметрического возбуждения спиновых волн удовлетворительно описывается формулой (3).

При обработке данных предполагалось, что спиновые волны соседних зерен не взаимодействуют друг с другом. В пользу такого предположения говорят следующие известные результаты.

1. Величина  $\Delta H_k$  поликристаллов, как правило, много меньше величины  $\Delta H$ .

2. В поликристаллах, содержащих две группы зерен, резко различающихся по размерам, наблюдается два порога, соответствующих раздельному возбуждению спиновых волн в крупных и мелких зернах [8].

Заметим, что для однородной прецессии и магнитостатических колебаний в образцах исследованных составов выполняется условие спин-волнового приближения [7]:  $(2K/M)(4\pi M)^{-1} < 0,1$ , где  $2K/M$  — поле анизотропии.

Можно провести некоторую аналогию между магнитными колебаниями и волнами в поликристаллах при  $2K/M \ll 4\pi M$  и в монокристаллах с регулярной доменной структурой [9, 10]. В обоих случаях для длинноволновой части спектра магнитостатических колебаний и волн существенным является дипольное взаимодействие между магнитными моментами соседних зерен или доменов, в то время как короткие спиновые волны можно рассматривать независимо в каждом зерне или домене.

С уменьшением поля анизотропии как в гранатах, так и в никель-цинковых ферритах наблюдалось снижение влияния размера зерен на величину порогового поля. Причиной этого может быть появление связи между спиновыми волнами соседних зерен.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Vrehan Q. F., Beljers H. G., De Lau J. G. H. IEEE Trans. Mag., 1969, 5, p. 617. [2] Scotter D. G. Appl. Phys., 1972, 5, p. 93. [3] Воляк К. И., Горшков А. С. Радиотехн. и электроника, 1973, 18, с. 2075. [4] Черепанов В. Б. Канд. дис. Новосибирск, 1979. [5] Olkhov O. Phys. Lett., 1983, 96A, N 5, p. 245. [6] Ефремов В. Г., Лебедева Е. В., Харинская М. А. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1982, 23, № 6, с. 57. [7] Schlömann E. Phys. Rev., 1969, 182, p. 632. [8] Borghese C., Roveda R. Appl. Phys. Lett., 1971, 19, p. 156. [9] Лебедева Е. В., Седлецкая Н. С. ФТТ, 1980, 22, с. 1719. [10] Киров С. А., Пильщик А. И., Сырьев Н. Е. ФТТ, 1974, 16, с. 3051.

Поступила в редакцию  
09.02.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, т. 26, № 1

УДК 543.42

#### **ВЛИЯНИЕ ОБРАТНОГО ПЕРЕНОСА С ЛОВУШЕК НА КВАНТОВЫЙ ВЫХОД ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ**

**П. В. Елютин, М. Л. Исакова**

*(кафедра квантовой радиофизики)*

Явление безызлучательного переноса энергий в растворах представляет как принципиальный, так и практический интерес (в связи, например, с задачей описания процессов в фотосинтетических системах).

Оно активно исследуется экспериментально и теоретически [1]. Одной из задач проводимых исследований является описание переноса энергии возбуждения по пространственно неупорядоченной системе молекул-доноров с последующим захватом на ловушку-акцептор.

Обычно захват на ловушку считается необратимым [2, 3, 4]. Однако вероятность обратного переноса с ловушки на донор не всегда пренебрежимо мала. Отношение скоростей прямого и обратного переноса между донором и акцептором можно оценить больцмановским фактором  $\lambda \sim \exp\{-\Delta/(kT)\}$ , где  $\Delta$  — сдвиг полос поглощения донора и акцептора,  $kT$  — температура в энергетических единицах. При  $kT \ll \Delta$  оказывается  $\lambda \ll 1$ . Однако при высокой концентрации донорных молекул скорость ухода с ловушки может быть сравнима со скоростью дезактивации возбуждения в ловушке. Возможность такой ситуации в фотосинтетической системе отмечалась в работе [5] на основе анализа численного эксперимента.

Целью настоящей работы является исследование влияния обратного переноса на квантовый выход  $\eta$  люминесценции донора. Значение  $\eta$  представляет собой наиболее легкодоступную для измерения характеристику процесса.

Вероятности пребывания возбуждения на молекулах донора и акцептора будут описываться системой скоростных уравнений

$$\frac{dp_j}{dt} = -\frac{p_j}{\tau} + \sum_{k=1}^N \omega_{jk}^{dd} (p_k - p_j) - \sum_{k=N+1}^{N+M} v_{kj}^{da} p_j + \sum_{k=N+1}^{N+M} v_{kj}^{ad} p_k, \quad j \leq N, \quad (1)$$

$$\frac{dp_j}{dt} = -\frac{p_j}{\nu\tau} + \sum_{k=1}^N v_{jk}^{da} p_k - \sum_{k=1}^N v_{jk}^{ad} p_j, \quad N+1 \leq j \leq N+M,$$

где молекулы донора пронумерованы от 1 до  $N$ , а молекулы акцептора от  $N+1$  до  $N+M$ ;  $\tau^{-1}$  и  $(\nu\tau)^{-1}$  — скорости затухания возбуждения на доноре и акцепторе соответственно. Для вероятностей переноса по донорам примем усредненные по углам скорости, связанные с диполь-дипольным взаимодействием:

$$\omega^{dd} = \frac{1}{\tau} \left( \frac{R_0}{R} \right)^6, \quad (2)$$

где  $R_0$  — ферстеровский радиус; перенос между донорами и акцепторами опишем выражениями  $v^{da} = \mu\omega^{dd}$ ,  $v^{ad} = \lambda v^{da}$ , где  $\mu$  и  $\lambda$  — безразмерные параметры ( $\lambda < 1$ ). Молекулы донора и акцептора при этом будем считать случайно расположенными в пространстве с концентрациями  $n_d$  и  $n_a$  соответственно. Взяв  $\tau$  в качестве масштаба времени, введем безразмерные параметры

$$\alpha = \frac{\pi}{2} \left( \frac{4}{3} \pi R_0^3 n_d \right), \quad \beta_i = \frac{\pi}{2} \left( \frac{4}{3} \pi R_0^3 n_a \right), \quad (3)$$

представляющие собой по порядку величины числа молекул в сфере ферстеровского радиуса. Пренебрегая в (1) процессами переноса между акцепторами, мы тем самым считаем  $\beta$  малым.

Интересующей нас величиной является интеграл по времени от вероятности  $K(t)$  пребывания возбуждения в системе доноров. Значение  $K(t)$  может быть найдено с помощью метода самосогласованного подсуммирования диаграммного разложения для функций Грина системы скоростных уравнений (1) [6, 7]. Для лапласовских образов

функций  $F(t)$

$$F(\varepsilon) = \int_0^{\infty} e^{-\varepsilon t} F(t) dt \quad (4)$$

в приближении, которое рассматривает только пути миграции возбуждения, имеющие топологию деревьев Кэйли (двухцентровое приближение), выражения для вероятности пребывания возбуждения на акцепторе  $B(\varepsilon)$ , эффективной скорости переноса между донорами  $\Delta(\varepsilon)$  и эффективной скорости переноса с донора на акцептор  $\Gamma(\varepsilon)$  могут быть аналитически связаны с вероятностью пребывания возбуждения на доноре  $G(\varepsilon)$ :

$$\Delta(\varepsilon) = n_d [G(\varepsilon)]^2 \int dr \frac{\omega^{dd}(r)}{1 + 2G(\varepsilon)\omega^{dd}(r)} = \frac{\alpha}{\sqrt{2}} G^{3/2}, \quad (5)$$

$$B(\varepsilon) = \left[ \varepsilon + \nu^{-1} + \alpha\lambda \sqrt{\frac{\mu}{(1+\lambda)G}} \right]^{-1}, \quad (6)$$

$$\Gamma(\varepsilon) = \beta G \sqrt{\frac{\mu G}{1+\lambda}}. \quad (7)$$

Система уравнений (5)–(7) замыкается условием унитарности, которое имеет вид

$$1 = \frac{G}{1 - \Delta/G} (\varepsilon + 1) + \frac{\Gamma}{1 - \Delta/G} (\varepsilon + \nu^{-1}). \quad (8)$$

При  $\beta=0$  полученная система совпадает с результатами [6], а при  $\nu=1$  и  $\lambda=0$  с результатами [7].

Система уравнений (5)–(8) позволяет определить все входящие в нее величины; в результате получаем

$$K(\varepsilon) = \frac{G}{1 - \Delta/G}. \quad (9)$$

Обратное преобразование Лапласа этой величины позволит описать кинетику затухания люминесценции; такое преобразование возможно, вообще говоря, лишь численно. Интересующий же нас квантовый выход  $\eta$ , согласно (4), дается значением  $K(0)$ .

Рассматриваемая модель характеризуется пятью безразмерными параметрами  $\alpha, \beta, \lambda, \mu, \nu$ . Для некоторого упрощения формул ограничимся случаем  $\mu=1$ . Тогда

$$\eta = \frac{x^2}{1 - \frac{\alpha}{\sqrt{2}} x}, \quad (10)$$

$x$  — положительный корень уравнения

$$x^3 + x^2 \left( \alpha \zeta \nu + \frac{\alpha}{\sqrt{2}} + \beta \xi \right) + x \left( \frac{\alpha^2 \zeta \nu}{\sqrt{2}} - 1 \right) - \alpha \zeta \nu = 0, \quad (11)$$

где введены обозначения

$$\xi = \frac{1}{\sqrt{1+\lambda}}, \quad \zeta = \frac{\lambda}{\sqrt{1+\lambda}}. \quad (12)$$

Мы рассматриваем случай, в котором  $\beta \ll 1$ . Так как при  $\beta=0$  единственный положительный корень (11) есть

$$r = \frac{\sqrt{\alpha^2 + 8} - \alpha}{2\sqrt{2}}, \quad (13)$$

то, подставляя в (11) корень вида  $x=r+\beta k$ , в первом порядке по  $\beta$  имеем решение

$$x = r - \frac{\beta \xi r^2}{3r^2 + 2r \left( \alpha \xi v + \frac{\alpha}{\sqrt{2}} \right) + \left( \frac{\alpha^2 \xi v}{\sqrt{2}} - 1 \right)}. \quad (14)$$

Выражение (14) вместе с (10) решает задачу. В предельном случае  $\alpha \gg 1$  формулы упрощаются, и мы имеем для квантового выхода зависимость

$$\eta^{-1} = 1 + \frac{\beta \xi \alpha v^{-1} / \sqrt{2}}{\frac{1}{v} + \frac{\alpha^2 \lambda}{\sqrt{2} \sqrt{1+\lambda}} + \frac{2 \sqrt{2} \lambda}{\sqrt{1+\lambda}}}. \quad (15)$$

Характерной особенностью является немонотонная зависимость  $\eta^{-1}$  от  $\alpha$  с максимумом при  $\alpha^* \sim \sqrt{1/(\nu \lambda)}$ .

Такой зависимости можно дать следующее качественное объяснение. Увеличение концентрации доноров, с одной стороны, облегчает перенос возбуждения к ловушке и тем самым уменьшает квантовый выход люминесценции доноров, с другой стороны, ведет к увеличению скорости ухода с ловушки, что увеличивает  $\eta$ . Конкуренция этих двух процессов и приводит к немонотонной зависимости: первый процесс доминирует при  $\alpha < \alpha^*$ , второй — при  $\alpha > \alpha^*$ , когда скорость обратного переноса  $\omega_{\text{обр}} \sim \alpha^2 \lambda$  становится больше характерной скорости дезактивации возбуждения внутри ловушки  $\omega_{\text{дезакт}} \sim 1/\nu$ . При этом концентрация  $\alpha^* \sim \sqrt{1/(\nu \lambda)}$  соответствует случаю равенства скоростей  $\omega_{\text{обр}}$  и  $\omega_{\text{дезакт}}$ .

Остановимся на применимости использованного при расчете приближения. При  $\lambda=0$  отношение величин квантового выхода  $\eta_2$ , рассчитанного согласно [7] в двухцентровом, и  $\eta_3$ , найденного в следующем (трехцентровом) приближениях, оказывается весьма близким к 1,0; оно очень медленно растет при возрастании  $\alpha$ . Так, при  $\alpha \sim 10^2$   $\eta_3/\eta_2 \sim 1,2$ . Такая точность сравнима с точностью современных экспериментальных результатов по определению квантового выхода. Само же трехцентровое приближение очень хорошо согласуется с экспериментом по кинетике деполяризации флуоресценции [8], т. е. оказывается довольно точным.

Для экспериментального наблюдения немонотонной зависимости  $\eta^{-1}$  от  $\alpha$  необходимы концентрации доноров  $\alpha > \sqrt{1/(\nu \lambda)}$ . При очень малых значениях  $\lambda \sim 10^{-3}$  (глубокие ловушки) и  $\nu=1$  требуются значения  $\alpha \sim 30$ . В этой области начинает проявляться образование агрегатов из молекул донора, приводящее к дополнительному тушению флуоресценции, не учтенному в нашей модели.

Отметим, что типичные параметры фотосинтетических систем ( $\lambda \sim 0,1 \div 0,5$ ;  $\nu \sim 10^{-2}$ ,  $\alpha \sim 1000$  [9]) соответствуют минимальному значению квантового выхода  $\eta$ , т. е. максимальной степени утилизации энергии возбуждения в реакционном центре.

В заключение авторы выражают благодарность О. В. Брагинской и Л. Б. Рубину за полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Агранович В. М., Галанин М. Д. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. М.: Наука, 1978, с. 21—66. [2] Зусман Л. Д. Опт. и спектр., 1974, 24, с. 497. [3] Бодунов Е. Н., Малышев В. А. ФТТ, 1981, 23, с. 1087. [4] Наап S. W., Zwanzig R. J. Chem. Phys., 1978, 68, p. 1879.

[5] Shipman L. L. *Phot. and Phot.*, 1980, **31**, p. 157. [6] Gochanour C. R., Andersen H. C., Fayer M. D. *J. Chem. Phys.*, 1980, **70**, p. 4254. [7] Loring R. F., Andersen H. C., Fayer M. D. *J. Chem. Phys.*, 1982, **76**, p. 2015. [8] Gochanour C. R., Fayer M. D. *J. Chem. Phys.*, 1981, **85**, p. 1989. [9] Шувалов В. А. и др. *ДАН СССР*, 1979, **248**, с. 756.

Поступила в редакцию  
14.02.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, т. 26, № 1

УДК 551.511.32:551.515.2

## ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧИ ОБТЕКАНИЯ С УЧЕТОМ СДВИГА СКОРОСТИ И СЖИМАЕМОСТИ

В. Н. Кожевников, Л. Э. Ронту (Финляндия)

(кафедра физики атмосферы)

Как известно, основная трудность решения задач гидродинамики расслоенной жидкости состоит в нелинейности определяющих уравнений. При исследовании обтекания гор установлено два-три способа более или менее обоснованного сведения этой задачи к линейному уравнению для не малых возмущений [1—5]. Опыт детального сопоставления результатов теоретического моделирования с данными наблюдений [6] показал, что нужны разработки, в которых указанная проблема решается при более полном учете сдвига скорости и сжимаемости атмосферы. В данной работе предлагается новый вариант решения этой задачи, в ряде отношений улучшающий прежние.

Систему уравнений движения в стационарном двумерном случае можно (см. например, [7]) записать в форме

$$\tau \frac{d u'}{d t'} = - \frac{\partial \pi}{\partial x}, \quad \tau \frac{d w'}{d t'} = - \frac{\partial \pi}{\partial z} - g \tau, \quad \frac{d}{d t'} = u' \frac{\partial}{\partial x} + w' \frac{\partial}{\partial z}, \quad (1)$$

где  $u'$ ,  $w'$  — компоненты скорости в плоскости координат  $x$ ,  $z$ ;  $\tau$  и  $\pi$  — обратная потенциальная температура и приведенное давление, определяемые как

$$\tau = T^{-1} (p/p_1)^{(\kappa-1)/\kappa}, \quad \pi = c_p (p/p_1)^{(\kappa-1)/\kappa}, \quad \pi/\tau = c_p T, \quad (2)$$

$p$  и  $T$  — давление и температура,  $p_1 = 1000$  мбар,  $\kappa = c_p/c_v$  — отношение удельных теплоемкостей. В качестве эталонного состояния атмосферы будем считать состояние натекающего потока, невозмущенного достаточно далеко перед неровностями рельефа. Отмечая значения параметров в натекающем потоке на земле нулевым индексом снизу, можем получить соотношения

$$\delta = \tau/\tau_0 = (T_0/T) (p/p_0)^{(\kappa-1)/\kappa}, \quad \pi/\pi_0 = (p/p_0)^{(\kappa-1)/\kappa}, \quad (2a)$$

$$\delta(T/T_0) = \pi/\pi_0, \quad \pi_0/\tau_0 = c_p T_0. \quad (3)$$

Вводим ассоциативные компоненты скорости

$$u = u'(\delta)^{1/2}, \quad w = w'(\delta)^{1/2}, \quad (4)$$

предполагаем адиабатичность движений и учитываем справедливость закона Бернулли, т. е. исходим из выполнения закономерностей

$$\frac{d}{d t'} \delta = \frac{d}{d t'} H = 0, \quad H = \pi/\tau + \frac{1}{2} q'^2 + g z, \quad q'^2 = u'^2 + w'^2. \quad (5)$$