

ЛИТЕРАТУРА

1. Тер-Микаслян М. А., Саркисян М. А. Препринт ИФН—75—26, Аштарак, 1975.
2. Grishkowsky D., Loy M. T. Phys. Rev., A12, 1117 (1975).
3. Яриш А. Квантовая электроника. Изд. Советское радио, М., 1980.

**Հիպերկոմբինացիոն ՅՐՈՒՄԸ ԵՎ ԻՆՔՆԻՆԴՈՒԿՎԱՍ ԱՌԻԱԲԱՏԻԿ ՇՐՋՈՒՄԸ
ՄԵՏԱԼԻ ԳՈՒՈՐՇԻՆԵՐԻ ԵՐԿՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԳՐԳՈՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ**

ՅՈՒ. Պ. ՄԱԼԱԿՅԱՆ

Քննարկվում է մետաղի գոլորշիների երկֆոտոնային զրգուման ժամանակ հիպերկոմբինացիոն ջրման և ատոմի մակարդակների բնակեցումների ինքնինդուկցված ադիաբատիկ շրջման երևույթի միջև եղած կապը, որի հիման վրա առաջարկվում է փորձի սխեմա բարդումի գոլորշիների մեջ այդ երևույթի դիտարկման համար:

THE HYPER-RAMAN SCATTERING AND SELF-INDUCED ADIABATIC INVERSION IN METALLIC VAPOURS

YU. P. MALAKYAN

The relation between the two-photon adiabatic inversion and the stimulated electronic hyper-Raman scattering in metal vapours is discussed. On this basis an experiment for the observation of adiabatic inversion effect in barium vapours is proposed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 78—84 (1987),

УДК 535.341

ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕЖДУ ПРИМЕСНЫМИ ИОНАМИ В СИСТЕМЕ ИАГ— TR^{3+}

Г. Г. ДЕМИРХАНИЯН, Ф. П. САФАРЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 10 ноября 1985 г.)

Вычислены вероятности элементарных актов резонансной передачи энергии электронного возбуждения между примесными ионами в системе ИАГ— TR^{3+} ($TR = Yb, Er, Nd$). Рассмотрены как «дальнодействующие» механизмы передачи (индуктивно-резонансный (ИРП), вынужденный диполь-дипольный (ВДП), электрон-фононный (ЭФП)), так и «короткодействующие» механизмы. Показано, что механизм ЭФП (наряду с ВДП и ИРП для ИАГ— Yb^{3+}) приводит к эффективному переносу энергии.

1. Введение

Известно, что к эффективной передаче энергии электронного возбуждения между примесными ионами в конденсированной среде может привести как кулоновское взаимодействие примесных ионов (индуктивно-резонансная передача (ИРП)) [1, 2], так и электрон-фононное взаимодействие:

(ЭФВ) примесных ионов с колебаниями решетки (электрон-фононная передача (ЭФП) (см., например, [3, 4] и цитированные там работы). Применительно к кристаллам, активированным ионами группы переходных металлов, где прямые электродипольные переходы запрещены по четности, в [5] наряду с ИРП рассматривалась также передача (ВДП), индуцированная вынужденными дипольными переходами Джадда-Оффелта. Судить о доминирующей роли того или иного механизма передачи, как показывают проведенные в [5—7] оценки, без предварительных расчетов соответствующих вероятностей для конкретных кристаллических систем невозможно.

В [8] приведены наиболее общие выражения для вероятностей ИРП и резонансной ЭФП, которые наряду с членами, описывающими передачу энергии за счет прямых электрических мультипольных переходов, содержат также обменные члены¹. Вероятности обменных механизмов передачи энергии для системы ИАГ— Nd^{3+} рассчитаны в [11], а вероятность «дальнодействующей» ЭФП (которая подобно диполь-дипольной ИРП зависит от расстояния R между примесными ионами как $1/R^6$) для ИАГ— Nd^{3+} , Yb^{3+} , Er^{3+} — в [4].

В настоящей работе на основе детального вычисления матричных элементов с учетом штарковской структуры электронных состояний примесных ионов найдены вероятности ЭФП, ИРП и ВДП по формулам работ [4, 5, 8] для кристаллических систем ИАГ— TR^{3+} ($TR = Nb, Yb, Er$). Отметим, что теория ВДП [5] дает лишь усредненное значение вероятности передачи без учета штарковской структуры участвующих в процессе передачи электронных уровней.

2. Вероятность элементарного акта передачи

Вероятность элементарного акта резонансной передачи энергии электронного возбуждения от донора (d) к акцептору (a) можно записать в виде [1, 8]:

$$W_{d \rightarrow a} = 2\pi |B(\lambda', \lambda, \mu', \mu)|^2 S, \quad (1)$$

где λ' и λ (μ' и μ) — соответственно возбужденное и основное электронные состояния донора (акцептора), $B(\lambda', \lambda, \mu', \mu)$ — зависящая от расстояния R между донором и акцептором амплитуда перехода, вид которой определяется взаимодействием, индуцирующим передачу, S — интеграл перекрытия спектральных функций распределения, соответствующих электронным переходам $\lambda' \rightarrow \lambda$ и $\mu' \rightarrow \mu$.

Для механизма ИРП коэффициенты $B(\lambda', \lambda, \mu', \mu)$ имеют вид (ось z направлена вдоль прямой, соединяющей ядра примесных ионов) [5, 8]:

$$B(\lambda', \lambda, \mu', \mu) = \sum_{k_1 k_2} \sum_m \frac{4\pi e^2}{R^{k_1+k_2+1}} \langle \lambda' | D_{k_1 m} | \lambda \rangle \langle \mu' | D_{k_2 m}^* | \mu \rangle \times \\ \times (-1)^{k_2} (k_1 + k_2)! [(2k_1 + 1)(2k_2 + 1)(k_1 + m)! (k_1 - m)! \times \\ \times (k_2 + m)! (k_2 - m)!]^{-1/2}, \quad (2)$$

¹ По поводу нерезонансной кулоновской передачи см. [9] и цитированные там работы, а нерезонансной ЭФП — [10].

где член $k_1 = k_2 = 1$ соответствует диполь-дипольной передаче, $k_1 = 1$, $k_2 = 2$ — диполь-квадрольной и т. д.

Соответствующая формула для обменной кулоновской передачи получается из (2) заменой в ней волновых функций состояний $|\lambda\rangle$ на $\langle\mu'|$ и $\langle\mu'|$ на $|\lambda\rangle$ [8]. Однако, как показано в [11], при любых концентрациях примесных ионов обменная ЭФП в ИАГ— TR^{3+} более эффективна, чем обменная кулоновская передача.

Для дальнедействующей ЭФП с одним и тем же ближайшим окружением донорного и акцепторного ионов имеем [4]

$$|B(\lambda', \lambda, \mu', \mu)|^2 = \frac{\hbar^3}{16\pi^6 \rho^2 E^4} \sum_{\Gamma_{ig} n} |\langle\lambda'| V(\Gamma_{ig} n) |\lambda\rangle| \times \\ \times \langle\mu'| V(\Gamma_{ig} n) |\mu\rangle|^2 I_{\Gamma_{ig} n}^2(R), \quad (3)$$

где

$$V(\Gamma_{ig} n) = \sum_{km} A_k V_k^m(\Gamma_{ig} n) D_{km}.$$

Выражения для коэффициентов A_k , $V_k^m(\Gamma_{ig} n)$ и интеграла $I_{\Gamma_{ig} n}(R)$ для различных неприводимых представлений Γ_{ig} (n — строка представления Γ_{ig}) кубического окружения приведены в [4].

Для обменного механизма ЭФП, когда колебания решетки рассматриваются в длинноволновом приближении, имеем [11]

$$B(\lambda', \lambda, \mu', \mu) = \frac{3N}{2\rho \Omega v_0^2} \sum_{k_1 k_2} \langle\lambda'| V_{k_1}^{(1)} |\mu'\rangle \langle\lambda| V_{k_2}^{(1)} |\mu\rangle, \quad (4)$$

где $V_k^{(1)}$ — однофононный член в гамильтониане ЭФВ, зависящий от электронных тензорных операторов $r^k Y_{km}(\theta, \varphi)$ ранга k [12].

В формулах (2) — (4) введены следующие обозначения: $D_{km} = \sum_i r_i^k Y_{km}(\theta_i, \varphi_i)$ (суммирование ведется по всем эквивалентным электронам, r_i , θ_i , φ_i — сферические координаты i -ого электрона примесного иона), ρ — плотность кристалла, E — передаваемая энергия электронного возбуждения, N — число ионов в элементарной ячейке, Ω — объем элементарной ячейки, v_0 — средняя скорость акустических волн в кристалле.

Вероятность элементарного акта ВДП определяется выражением [5]

$$\bar{W} = \frac{1}{(2J_{\lambda'} + 1)(2J_{\mu} + 1)} \frac{2}{3} \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{e^2}{R^3} \right)^2 \sum_{t, t'} \Omega_t^{(d)} \Omega_{t'}^{(a)} \times \\ \times |\langle J_{\lambda'} \| u_t \| J_{\lambda} \rangle \langle J_{\mu} \| u_{t'} \| J_{\mu} \rangle|^2 \bar{S}, \quad (5)$$

где J_{λ} — полный угловой момент электронного состояния λ в представлении LS -связи, Ω_t ($t = 2, 4, 6$) — параметры Джадда — Офелта, u_t — неприводимые единичные тензорные операторы; $\bar{S}$ — усредненный по штарковским компонентам интеграл перекрытия функций спектрального распределения переходов $\lambda' \rightarrow \lambda$ и $\mu \rightarrow \mu'$, который при температурах $\sim 100\text{K}$, когда в основном заселены нижние штарковские состояния, может быть представлен в виде

$$\bar{S} = \frac{1}{(2j_k + 1)(2j_{k'} + 1)} \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_{k'k} + \Gamma_{k''k}}{\Delta^2 + \left(\frac{\Gamma_{k'k} + \Gamma_{k''k}}{2} \right)^2},$$

где $\Gamma_{k'k} = \Gamma_{k'} + \Gamma_k$ (Γ_v — ширина электронного состояния v), Δ — расстройка резонанса.

Вычисление входящих в (2)–(4) матричных элементов сводится к вычислению матричных элементов по волновым функциям свободного иона. Последнее можно осуществить по хорошо известной генеалогической схеме Рака.

3. Передача энергии в системе ИАГ — Er^{3+} , Yb^{3+} , Nd^{3+}

В кристаллической системе ИАГ — Er^{3+} нами выбраны три канала передачи энергии — один миграционный и два кросс-релаксационных:

- I) $\lambda_1'(^4I_{13/2}) \rightarrow \lambda_1(^4I_{15/2})$, $\mu_1(^4I_{15/2}) \rightarrow \mu_1'(^4I_{13/2})$;
- II) $\lambda_1'(^4I_{13/2}) \rightarrow \lambda_3(^4I_{9/2})$, $\mu_1(^4I_{13/2}) \rightarrow \mu_7'(^4I_{15/2})$;
- III) $\lambda_1'(^4I_{13/2}) \rightarrow \lambda_2(^4I_{9/2})$, $\mu_1(^4I_{13/2}) \rightarrow \mu_8'(^4I_{15/2})$,

где индексы i уровней λ_i и μ_i нумеруют штатковские состояния этих уровней, начиная с самого нижнего.

Выбор указанных кросс-релаксационных (КР) каналов обусловлен тем, что именно ими в [13] объясняется работа эрбиевого лазера в стационарном режиме на самоограниченном переходе $4I_{11/2} \rightarrow 4I_{13/2}$. Кроме того, все три канала передачи являются резонансными (расстройка резонанса КР переходов составляет лишь $2\text{--}3\text{ см}^{-1}$, что лежит в пределах ширины рассматриваемых электронных уровней), и поэтому для вычисления их вероятностей можно применить формулы (2)–(5).

В кристаллических системах ИАГ — Nd^{3+} и ИАГ — Yb^{3+} нами выбраны миграционные каналы $^4F_{3/2} \rightleftharpoons ^4I_{9/2}$ и $^2F_{5/2} \rightleftharpoons ^2F_{7/2}$, которые наиболее полно исследованы в экспериментальном отношении [14, 15].

Волновые функции штатковских состояний рассматриваемых мультиплетов содержатся в работах [4, 16, 17]. Результаты количественных вычислений вероятностей элементарных актов передачи приведены в таблице. При этом для входящих в (2)–(4) параметров были использованы следующие значения: $\rho = 4,56\text{ г см}^{-3}$, $N = 160$, $v_0 = 5,58 \cdot 10^5\text{ см с}^{-1}$, $\Omega = 1,2^3\text{ нм}^3$, $\bar{r}_{Er}^2 = 0,666\text{ а. е.}$, $\bar{r}_{Nd}^4 = 2,4\text{ а. е.}$, $\bar{r}_{Yb}^2 = 0,613\text{ а. е.}$ Двухцентровые радиальные интегралы, которые неявно входят в формулу (4), рассчитаны численными методами. Для ширины соответствующих спектральных линий ионов Nd^{3+} и Yb^{3+} использованы их экспериментальные значения [15, 18], а для иона Er^{3+} использованы рассчитанные по формулам [17] следующие значения при $T = 100\text{ К}$: $\Gamma_2(^4I_{9/2}) = 0,73\text{ см}^{-1}$, $\Gamma_3(^4I_{9/2}) = 0,51\text{ см}^{-1}$, $\Gamma_1(^4I_{13/2}) = 0,1\text{ см}^{-1}$, $\Gamma_1(^4I_{15/2}) = 0,05\text{ см}^{-1}$, $\Gamma_7(^4I_{15/2}) = 10,5\text{ см}^{-1}$, $\Gamma_8(^4I_{15/2}) = 13,4\text{ см}^{-1}$. Величины параметров Ω_i взяты из [19]. В таблице приведены также эффективные расстояния (R_0) между примесными ионами, определенные из

TR3+	ЭФП				ИРП		ВАП	
	дальнедействующий		обменный					
	W, c^{-1}	$R_0, \text{\AA}$	W, c^{-1}	$R_0, \text{\AA}$	W, c^{-1}	$R_0, \text{\AA}$	W, c^{-1}	$R_0, \text{\AA}$
Er^{3+}	I	$2,5 \cdot 10^{-4} Z^4 R^{-6}$	10,8	$2,6 \cdot 10^{23} Z^4 < r^2 >_2^4$	$5,5 \cdot 10^{-69} R^{-10}$	9	$8 \cdot 10^{-40} R^{-6}$	13
	II	~ 0	—	$6,4 \cdot 10^{20} Z^4 < r^2 >_1^4$	$2 \cdot 10^{-74} R^{-10}$	2,7	$1,2 \cdot 10^{-39} R^{-6}$	8
	III	$7,2 \cdot 10^{-42} Z^4 R^{-6}$	5	$5,4 \cdot 10^{20} Z^4 < r^2 >_1^4$	$6,7 \cdot 10^{-73} R^{-10}$	4		
Nd^{3+}	I	$4,1 \cdot 10^{-40} Z^4 R^{-6}$	7	$1,1 \cdot 10^{24} Z^4 < r^2 >_2^4$	$2 \cdot 10^{-131} R^{-18}$	3,5	$5 \cdot 10^{-39} R^{-6}$	10,4
Yb^{3+}	I	$6 \cdot 10^{-40} Z^4 R^{-6}$	9,5	$2,6 \cdot 10^{22} Z^4 < r^2 >_2^4$	$3,7 \cdot 10^{-64} R^{-10}$	9,2	$1 \cdot 10^{-39} R^{-6}$	10,3

условия $W(R_0)\tau=1$ при $Z=1$ а. е. (Z — эффективный заряд ионов первой координационной сферы, τ — время внутрицентральной релаксации возбужденного уровня, с которого идет передача: $\tau_{Nd}=256$ мкс, $\tau_{Er}=6,4$ мкс, $\tau_{Yb}=1,17$ мс).

Сравнение приведенных в таблице значений вероятности с экспериментальными значениями микропараметров передачи [4, 14, 15] ($[C_{dd}]_{Nd}=1,2 \cdot 10^{-39}$ см³с⁻¹, $[C_{dd}]_{Yb}=1,3 \cdot 10^{-39}$ см³с⁻¹, $[C_{dd}]_{Er}=5,8 \cdot 10^{-40} \times$ $\times$ см³с⁻¹) показывает, что рассматриваемые здесь процессы миграции могут быть удовлетворительно описаны как в рамках ЭФ механизма передачи (с подходящим выбором параметра $Z=1-1,5$ а. е.), так и с помощью механизма ВДП. Кроме того, к эффективной миграции энергии приводит также квадруполь-квадрупольный механизм ($R_0 \approx 9$ Å), что согласуется с содержащимися в [5] оценками. Таким образом, при определении скорости миграции необходимо учитывать все три механизма передачи: ЭФ, ВДП и ИР.

Для скорости КР переходов при 50%-ом содержании ионов Er^{3+} ЭФ механизм приводит к значению $\omega = 1,5 \cdot 10^4 Z^4$, которое при $Z=1,3$ а. е. согласуется с экспериментальным значением $5 \cdot 10^4$ с⁻¹ (получаемым из данных работы [13], если считать, что в процессах КР переходов участвует 1% примесных ионов), в то время как механизм ВДП дает завышенное значение $\omega = 2 \cdot 10^6$ с⁻¹. Такое расхождение, по-видимому, можно объяснить тем, что для рассматриваемых здесь КР переходов мы используем численные значения для параметров Ω_i , найденные из спектроскопических измерений, проведенных для других переходов [19]. Что касается обменных механизмов передачи, то они могут дать ощутимый вклад в вероятность переноса лишь при максимальных концентрациях примесных ионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Förster Th. Ann. Physik, 2, 55 (1948); Zs. Naturf., 4a, 321 (1949); Discussion Faraday Soc., 27, 7 (1959).
2. Dexter D. L. J. Chem. Phys., 21, 836 (1953).
3. Сафарян Ф. П., Демирханян Г. Г. ЖЭТФ, 86, 2170 (1984).
4. Safaryan F. P., Demirkhanyan G. G. Sol. State Comm., 56, 187 (1985).
5. Kushida T. J. Phys. Soc. Japan, 34, 1318, 1327, 1334 (1973).
6. Axe J. D., Weller P. E. J. Chem. Phys., 40, 3066 (1964).
7. Imbush G. F. Phys. Rev., 153, 326 (1967).
8. Сафарян Ф. П. Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 295 (1981).
9. Перлин Ю. Е., Ткачук А. М., Клокишнер С. И. Оптика и спектроскопия, 55, 3 (1983).
10. Сафарян Ф. П. ДАН АрмССР, 71, 28 (1980); 73, 146 (1981).
11. Демирханян Г. Г., Сафарян Ф. П. Изв. АН АрмССР, Физика, 18, 212 (1983).
12. Демирханян Г. Г., Сафарян Ф. П. Ученые записки ЕрГУ, № 2, 61 (1981).
13. Бадасаров Х. С. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 48, 1765 (1984).
14. Васильев И. В. и др. ЖЭТФ, 56, 122 (1969).
15. Басиев Т. Т., Воронько Ю. К., Щербаков И. А. ЖЭТФ, 66, 2118 (1974).
16. Pearson J. J. et al. Phys. Rev., 159, 251 (1967).
17. Сафарян Ф. П. ФТТ, 19, 1947 (1977); 20, 1563 (1978).
18. Kushida T. Phys. Rev., 185, 500 (1969).
19. Kaminskii A. A. et al. Phys. Stat. Sol. (a), 71, 291 (1982).

YAG-TR³⁺ ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԻՈՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԳՐԳՌՄԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՓՈԽԱՆՑՈՒՄԸ

Դ. Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Յ. Պ. ՍԱՖԱՐՅԱՆ

Հաշվված է էլեկտրոնային գրգռման էներգիայի ռեզոնանսային փոխանցման հավանականությունը հազվագյուտ հողի խմբի Nd³⁺, Yb³⁺, Er³⁺ իոնների միջև, որոնք գտնվում են խորհում-ալյումինումի նոնաբարի (YAG) բյուրեղում որպես խառնուրդներ: Քննարկված են էներգիայի փոխանցման ինչպես հեռազգող, այնպես էլ մոտազգող ինդուկտիվ և էլեկտրոն-ֆոնոնային մեխանիզմները: Ցույց է տրված, որ վերը նշված բյուրեղային համակարգերում էներգիայի փոխանցումը տեղի է ունենում հիմնականում էլեկտրոն-ֆոնոնային մեխանիզմի շնորհիվ բացառությամբ YAG — Yb³⁺, Er³⁺ համակարգի, որտեղ որոշիչ դեր կարող են կատարել նաև փոխանցման ինդուկտիվ մեխանիզմները:

THE TRANSFER OF ELECTRON EXCITATION ENERGY BETWEEN IMPURITY IONS IN YAG—TR³⁺ CRYSTALS

G. G. DEMIRKHANYAN, F. P. SAFARYAN

Based on detailed calculations of transition matrix elements, the probabilities of electron excitation energy transfer between TR³⁺ impurity ions in the crystals YAG-TR³⁺ (TR = Yb, Er, Nb) have been obtained. The long-range and short-range mechanisms of energy transfer induced by the multipole-multipole and electron-phonon interactions are considered. It is shown that the long-range electron-phonon and multipole-multipole mechanisms lead to efficient energy transfer.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 84—89 (1987)

УДК 533.95

ИНДУЦИРОВАННЫЕ МОДУЛИРОВАННЫМ ПУЧКОМ В УСТАНОВИВШЕМСЯ РЕЖИМЕ ПОЛЯ В ПЛАЗМЕ

Э. В. РОСТОМЯН, [В. Г. РУХЛИН]

Институт радиопизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 3 ноября 1985 г.)

Исследована структура полей, индуцированных в плотной плазме релятивистским электронным пучком с модулированной плотностью тока вдали от фронта пучка. Найдены условия, при которых имеет место эффект магнитной нейтрализации собственного поля пучка, а также условия, при которых пучок возбуждает сильную поверхностную волну плазменного столба. Эта волна может существенно влиять на динамику распространения пучка.

Взаимодействие предварительно модулированного электронного пучка с плазмой представляет интерес в связи с возможностью управления спектром возбуждаемых пучком волн в плазме, генерацией электромагнитных