

Делокализация возбуждений в неупорядоченных средах с дипольным переносом

Ф. С. Дзепаров¹⁾

Институт теоретической и экспериментальной физики, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 августа 2005 г.

Изучена миграция возбуждений по системе примесных центров, обусловленная диполь-дипольными взаимодействиями. Проведено численно-аналитическое исследование вероятности обнаружения возбуждения на центре его первичной локализации для основных моделей, описывающих кинетику спиновых систем и систем локализованных экситонов. Получены результаты, имеющие равномерно высокую точность во всем диапазоне времен, доступных для экспериментальных исследований. Выявлено, что пред-асимптотические эффекты качественно совпадают с теоретическими предсказаниями, но количественно превосходят их почти вдвое.

PACS: 05.40.–a, 76.20.+q, 76.60.Es, 78.47.+p

1. Перенос локализованных возбуждений по системе неподвижных примесных центров (доноров), случайно разбросанных по узлам кристаллической решетки, описывается кинетическим уравнением

$$\dot{p}_{ij} = - \sum_m (\nu_{mi} p_{ij} - \nu_{im} p_{mj}) = -(Ap)_{ij}, \quad (1)$$

$$p_{ij}(t=0) = \delta_{ij},$$

где $p_{ij}(t)$ – вероятность обнаружить возбуждение в момент t на i -м доноре, если вначале оно было на доноре j , а суммирование проводится по всем донорам. В стандартных моделях диполь-дипольного переноса обычно принимается, что скорости переходов при $i \neq j$ имеют форму

$$\nu_{ij} = \nu_0 r_0^6 / r_{ij}^6 \quad (2)$$

для переноса локализованных электронных возбуждений, обусловленного электродипольными переходами [1–3], и

$$\nu_{ij} = \xi_i w_{ij}, \quad w_{ij} = \frac{\nu_0 r_0^6}{r_{ij}^6} (1 - 3 \cos^2 \theta_{ij})^2 \quad (3)$$

для спиновых систем, когда переходы инициируются магнитными диполь-дипольными взаимодействиями [4, 5], а $\nu_{jj} = 0$. Здесь $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j$, \mathbf{x}_j – положение j -го донора, θ_{ij} – угол между \mathbf{r}_{ij} и внешним постоянным магнитным полем \mathbf{H}_0 , а r_0 – расстояние между ближайшими донорами. Параметр ξ_i в (3) отражает отличие в спинах доноров. В обсуждаемой ниже модельной спиновой системе ${}^8\text{Li}-{}^6\text{Li}$ $\xi_i = 1 + \delta_{i0}(\xi - 1)$,

а $\xi = I(I + 1)/[S(S + 1)]$, где $I = 2$ и $S = 1$ – спины ядер ${}^8\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$, соответственно [4, 5]. В этом случае первично поляризованным является β -активное ядро ${}^8\text{Li}$, которое предполагается расположенным в начале координат в узле $\mathbf{r}_0 = 0$, а начальное условие имеет вид $p_{i0}(t=0) = \delta_{i0}$.

Экспериментально измеримые величины обычно выражаются через пропагатор

$$P_{\mathbf{xy}}(t) = \langle \bar{P}_{\mathbf{xy}}(t) \rangle_c, \quad (4)$$

который равен вероятности обнаружить возбуждение в узле решетки \mathbf{x} , если первоначально оно было локализовано в узле \mathbf{y} . Здесь $\langle \dots \rangle_c$ обозначает усреднение по пространственному распределению доноров. Неусредненный пропагатор $\bar{P}_{\mathbf{xy}}(t)$ удовлетворяет уравнению [6]

$$\frac{d}{dt} \bar{P}_{\mathbf{xy}}(t) = - \sum_{\mathbf{z}} \left(n_{\mathbf{z}} \nu_{\mathbf{zx}} \bar{P}_{\mathbf{xy}}(t) - n_{\mathbf{x}} \nu_{\mathbf{xz}} \bar{P}_{\mathbf{zy}}(t) \right) = - (\bar{A} \bar{P})_{\mathbf{xy}}, \quad \bar{P}_{\mathbf{xy}}(t=0) = \frac{n_{\mathbf{y}}}{c} \delta_{\mathbf{xy}}, \quad (5)$$

где $n_{\mathbf{x}}$ – число заполнения: $n_{\mathbf{x}} = 1(0)$, если узел \mathbf{x} заполнен (или нет) донором, концентрация $c = \langle n_{\mathbf{x}} \rangle_c$, а $\nu_{\mathbf{xz}} = \nu_{ij}(\mathbf{x}_i = \mathbf{x}, \mathbf{x}_j = \mathbf{z})$. Здесь и далее заполнения различных узлов считаются независимыми. Эквивалентность уравнений (1) и (5) очевидна, если а) учесть, что, согласно (5), перенос возможен только на узлы, занятые донорами, и поэтому в пустых узлах $\bar{P}_{\mathbf{xy}}(t) = 0$, и б) оставить в (5) только слагаемые с заполненными узлами (для системы ${}^8\text{Li}-{}^6\text{Li}$ β -активное ядро ${}^8\text{Li}$ расположено в $\mathbf{y} = 0$). Нормировка $\bar{P}_{\mathbf{xy}}(t)$ такова, что $\sum_{\mathbf{x}} P_{\mathbf{xy}}(t) = 1$.

Система уравнений (1), несомненно, принадлежит к числу простейших, однако большое число частиц,

¹⁾e-mail: dzheparov@itep.ru

участвующих в процессе и необходимость проведения усреднения по их возможным пространственным положениям приводят в целом к столь сложной проблеме, что до сих пор единственным надежным средством ее аналитического исследования является разложение наблюдаемых в ряды по концентрации доноров [5–8]. К важнейшим аналитическим результатам можно отнести доказательство того, что в пределе сплошной среды (когда $c \rightarrow 0$, но изменение $\Delta P_{\mathbf{x}\mathbf{y}}(t) = P_{\mathbf{x}\mathbf{y}}(t) - P_{\mathbf{x}\mathbf{y}}(0)$ конечно) пропагатор имеет вид [6, 5]

$$P_{00}(t) = f(\beta t), \quad P_{\mathbf{r} \neq 0}(t) = cg(r/\bar{r}, \beta t). \quad (6)$$

Здесь функции f и g зависят от координат, времени и концентрации только через указанные в (6) аргументы, ферстеровский параметр β определен соотношением $\langle \exp(\sum n_{\mathbf{x}} \nu_{\mathbf{x}\mathbf{x}} t) \rangle_c = \exp(-(\beta t)^\alpha)$, а среднее расстояние между донорами $\bar{r} = (\Omega/c)^{1/3}$, где Ω – объем элементарной ячейки. Для дипольного переноса в трехмерной системе $\alpha = 1/2$. В случае произвольной мультипольности (когда $\nu_{ij} \propto r_{ij}^{-s}$) и при переносе по d -мерной среде $\alpha = d/s$, а $\bar{r} = (\Omega/c)^{1/d}$. Из формул (6) следует, что разложение по концентрации в действительности проводится по степеням параметра $(\beta t)^\alpha$, который не мал при больших t . В пределе сплошной среды допускаются сколь угодно малые расстояния между донорами, и поэтому оператор \hat{A} в (5) становится неограничен. Сложности математического исследования проблемы таковы, что до сих пор нет аналитического ответа на вопрос о том, является ли длинновременная асимптотика диффузионной. Существенные аргументы в пользу данной гипотезы были получены в работах [9–11], где в рамках единого алгоритма, разработанного для этой цели, проведено численно-аналитическое исследование как проблемы трехмерного дипольного переноса, так и асимптотически точно решаемой модели случайных прыжков с дипольным дальнодействием [12]. В этих работах при произвольной концентрации вычислен коэффициент диффузии для изотропной модели переноса (2) [10] и тензор диффузии для магнитодипольного переноса (3) [11].

Одной из важнейших наблюдаемых величин является автокоррелятор $P_{00}(t)$. Он доступен прямому измерению в β -ЯМР спектроскопии [4, 13] и в оптике по деполаризации флуоресценции [14] и методом нестационарной селективной лазерной спектроскопии [15]. Здесь необходимо отметить, что в β -ЯМР спектроскопии измерения проводятся на спиновой системе ${}^8\text{Li}$ - ${}^6\text{Li}$ в кубических кристаллах LiF . В этой системе процесс инициируется первично-поляризованным β -активным ядром ${}^8\text{Li}$, а наблюдение ведется по асим-

метрии β -излучения этих ядер. Существенно, что g -факторы ядер ${}^8\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$ совпадают с точностью 0.57%. В данной работе мы ограничиваемся случаем столь малого магнитного поля ($150 \leq H_0 \leq 200$ Гс), что его влиянием на w_{j0} можно пренебречь.

Для прогноза экспериментальных исследований при концентрациях примеси $c < 0.1$ использовалась формула, предложенная в работе [16], на основе полуфеноменологической теории (см. также [5]):

$$P_{00}(t) = F(t) = \exp(-\sqrt{\beta t}) + \xi \frac{1 - \exp(-\sqrt{\beta t})}{(\mu\beta(t + \tau))^{3/2}} \left(1 + \frac{\varphi}{\sqrt{\mu\beta(t + \tau)}} \right), \quad (7)$$

где для системы ${}^8\text{Li}$ - ${}^6\text{Li}$

$$\beta = \frac{256}{243} \pi^3 c^2 \nu_0 \frac{r_0^6}{\Omega^2}, \quad \xi = 3, \quad \varphi = 2.09, \quad \mu\beta\tau = 5.11, \quad (8)$$

а для изотропной модели

$$\beta = \frac{16}{9} \pi^3 c^2 \nu_0 \frac{r_0^6}{\Omega^2}, \quad \xi = 1, \quad \varphi = 1.93, \quad \mu\beta\tau = 3.61. \quad (9)$$

Параметр μ определяется по главным значениям D_α тензора диффузии:

$$(\mu\beta)^{-3/2} = (\Omega/c) \cdot \prod_{\alpha=1}^3 (4\pi D_\alpha)^{-1/2}. \quad (10)$$

При использовании точных значений D_α формула (8) должна быть точна до членов $\sim (\beta t)^{1/2}$ включительно при $\beta t \lesssim 1$, точна до членов $\sim (\beta t)^{-2}$ включительно при больших βt и качественно верна в промежуточной области.

В процессе исследований было выявлено, что соотношение (8) не противоречит эксперименту по магнитодипольному переносу при $\beta_1 t \leq 15$ [4, 13]. Однако по мере набора статистики последние измерения группы ИТЭФ [17, 18] показали, что при $\beta t \sim 25$ необходима коррекция формулы (8), простейшая форма которой при малых магнитных полях имеет вид

$$P_{00}(t) = F(t) \cdot G(t), \quad (11)$$

$$G(t) = G_{\text{exp}}(t) = \left(1 - \frac{\left(\frac{1}{8} + \alpha\right) \beta t - u(\beta t)^2}{(1 + v\beta t)^3} \right). \quad (12)$$

Здесь $F(t)$ определено в (8), $\alpha = \alpha(H_0)$ вычислено в [5], табл.2, причем для рассматриваемых малых магнитных полей $\alpha = 0.013$, а u и v – параметры, подлежащие определению в эксперименте. Формула (12)

точно вплоть до членов $\propto \beta t$ при малых βt , и до членов $\sim (\beta t)^{-2}$ включительно при больших βt . Зависимость (12) с параметрами $u = 0.054(3)$ и $v = 0.111(6)$, полученными в эксперименте, представлена на рис.1.

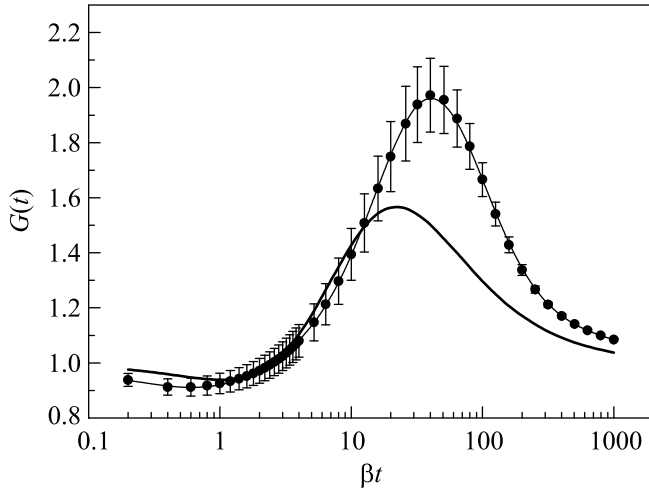


Рис.1. Результат численного моделирования функции $G(t)$ (тонкая линия со статистическими погрешностями) и $G_{\text{exp}}(t)$ – толстая линия (12) с параметрами $u = 0.054$ и $v = 0.111$, полученными в эксперименте [18], концентрация $c = 0.1$

Поправочный множитель $G(t)$ усиливает предсказываемое соотношением (8) переколебание, которое ранее было обнаружено экспериментально для делокализации экситонов [15].

В данной работе метод численно-аналитического моделирования случайных блужданий в неупорядоченных средах [10] модифицирован для полного расчета $P_{00}(t)$ на основе уравнений (1)-(3) при произвольных временах и получены формулы, описывающие коррекцию $G(t)$ с погрешностью $\delta \lesssim 0.01$ для переноса по тождественным донорам, и с $\delta \lesssim 0.05$ для системы ${}^8\text{Li}-{}^6\text{Li}$.

2. В исходной модели доноры случайно разбросаны по узлам бесконечного кристалла. В основе метода [10] лежит замена этой бесконечной случайной среды на (супер)кристалл, образуемый трансляциями большой элементарной (супер)ячейки с базисом $\mathbf{R}_\alpha = N_g \mathbf{e}_\alpha$, вырезанной из исходного кристалла с базисными векторами \mathbf{e}_α . Здесь целое $N_g \gg 1$, а $\alpha = 1, 2, 3$. По узлам суперячейки (объема периодичности) случайно разбросаны $N_d = cN_g^3 \sim 1000$ доноров. Теперь генератор A из (1) периодичен при трансляции на любое из ребер \mathbf{R}_α суперячейки:

$$A_{ij}(\{\mathbf{x}_i \rightarrow \mathbf{x}_i + \mathbf{R}_\alpha\}, \{\mathbf{x}_j \rightarrow \mathbf{x}_j + \mathbf{R}_\alpha\}) = A_{ij}. \quad (13)$$

В силу теоремы Блоха, собственные функции $f_n(j)$ оператора A имеют вид

$$f_n(j) \equiv f_{\mu, \mathbf{k}}(j) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x}_j) \cdot \phi_{\mu, \mathbf{k}}(j), \quad |\mathbf{k}\mathbf{R}_\alpha| \leq \pi, \quad (14)$$

причем периодические функции $\phi_{\mu, \mathbf{k}}(j, \{\mathbf{x}_m\}) = \phi_{\mu, \mathbf{k}}(j, \{\mathbf{x}_m \rightarrow \mathbf{x}_m + \mathbf{R}_\alpha\})$ являются собственными для оператора

$$A_{ij}(\mathbf{k}) = \sum_{l_\alpha} A_{ij}(\{\mathbf{x}_j \rightarrow \mathbf{x}_j + l_\alpha \mathbf{R}_\alpha\}) e^{-i\mathbf{k}(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j - l_\alpha \mathbf{R}_\alpha)}, \quad (15)$$

где $0 \leq i, j \leq N_d - 1$ и суммирование проводится по всем целочисленным l_α .

Соответственно, пропагатор приобретает представление

$$P_{00}(t) = \int_B \frac{d^3 k}{V_B} \langle (\exp(-A(k)t))_{00} \rangle_c, \quad (16)$$

$$P_{\mathbf{x}0}(t) = c \int_B \frac{d^3 k}{V_B} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x}) \langle (\exp(-A(k, \mathbf{x}_1 = \mathbf{x})t))_{10} \rangle_c. \quad (17)$$

Здесь область интегрирования (зона Бриллюэна для суперрешетки) определена в (14), а ее объем $V_B = (2\pi)^3 / (N_g^3 \Omega)$. Для тождественных доноров формула (16) упрощается и имеет вид

$$\begin{aligned} P_{00}(t) = P_{yy}(t) &= \int_B \frac{d^3 k}{V_B} \frac{1}{N_d} \langle \sum_{j=0}^{N_d-1} (e^{-A(k)t})_{jj} \rangle_c = \\ &= \int_B \frac{d^3 k}{V_B} \frac{1}{N_d} \langle \text{Tr} \{ \exp(-A(k)t) \} \rangle_c. \end{aligned} \quad (18)$$

Последнее соотношение обеспечивает гораздо более быстрый (в N_d раз) набор статистики при усреднении по конфигурациям доноров в сравнении с (16). Но он применим лишь для систем, которые в среднем трансляционно-инвариантны. Аналогичный прием использовался ранее в [9–11] при расчете тензора диффузии.

Формулы (16) и (18) были использованы для расчета P_{00} , причем как диагональный элемент $(\exp(-A(k)t))_{00}$, так и след $\text{Tr} \{ \exp(-A(k)t) \}$ определялись путем численной диагонализации оператора $A(k)$. В данной работе мы ограничились случаем гранцентрированной кубической решетки. Для системы ${}^8\text{Li}-{}^6\text{Li}$ (в соответствии с экспериментом) использовалась ориентация магнитного поля $\mathbf{H}_0 || [111]$.

Отметим, что используемый метод в случае системы ${}^8\text{Li}-{}^6\text{Li}$ имеет систематическую погрешность,

Табл.1. Изотропная модель

c	c_1	a	b	d_0	d_1	f_0	f_1	f_2
0.01	0.2022	50.61	4.06	0.06711	0.001804	0.2357	0.02794	0.008377
0.1	0.2920	51.59	4.389	0.06002	0.001	-0.1103	0.1106	0.004183

Табл.2. Тожественные спины

c	c_1	a	b	d_0	d_1	f_0	f_1	f_2
0.01	0.4392	28.70	6.790	-0.0869	0.194	8.43	-1.438	0.15
0.1	0.7074	36.47	6.55	-0.09843	0.08744	-0.7844	0.7158	0.00894

Табл.3. Система $^8\text{Li}-^6\text{Li}$

c	c_1	a	b	d_0	d_1	f_0	f_1	f_2
0.01	1.06	49.73	11.39	-0.4103	0.005118	3.247	-0.229	0.01888
0.1	0.7098	40.59	6.121	-3.616	2.283	1.568	1.603	0.1093

состоящую в том, что в каждой ячейке суперрешетки находится один спин ^8Li , тогда как в исходной системе такой спин всего один на весь кристалл. Однако эта погрешность проявляется только на больших временах, когда $P_{00}(t) \lesssim \xi/N_d$, причем относительная величина погрешности имеет тот же порядок величины $\delta P_{00}/P_{00} \lesssim \xi/N_d$. В пределах точности наших вычислений она пренебрежимо мала.

3. Численный анализ проведен при $c \leq 0.1$ для $G(t) = P_{00}(t)/F(t)$. Параметр μ из F (10) рассчитывался на основе соотношения

$$D_\alpha = \frac{1}{6} \kappa_\alpha \beta \bar{r}^2 \quad (19)$$

и формул

$$\kappa_\alpha = \kappa = 0.2895 + (0.0066 + 0.132c - 0.09c^2)(1 - c) \quad (20)$$

для изотропного переноса [10], и

$$\begin{aligned} \kappa_\perp &= 0.2765 + 0.135c + 0.653c^2 - 1.32c^3 + 0.6193c^4, \\ \kappa_\parallel &= 0.5116 + 0.421c - 0.455c^2 - 0.22c^3 + 0.2825c^4 \end{aligned} \quad (21)$$

для магнитодипольного случая [11]. Здесь символы \parallel и \perp соответствуют направлениям параллельному и ортогональному полю \mathbf{H}_0 .

Основные расчеты проведены при числе доноров $N_d \approx 1000$ и $\beta t \leq 1000$. Изменение от $N_d = 60$ до $N_d = 1000$ приводит не более чем к 10%-ному изменению значений $G(t)$, и к не более чем к 15%-ному изменению положения координаты максимума $x_{\max} = \beta t_{\max}$. Изменения в $G(t)$ при переходе от $N_d = 1000$ к $N_d = 4000$ пренебрежимо малы.

Во всех случаях результаты удовлетворительно описывались соотношением $G(x) = G_a(x)$ при

$$G_a(x) = 1 + c_1 \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\left(\ln \frac{h^2 + x^2}{h^2 + a^2}\right) / \ln b\right)^2\right) - \frac{gx - d_0 x^{3/2} - d_1 x^2}{(1 + f_0 x^{1/2} + f_1 x + f_2 x^{3/2})^2}, \quad (22)$$

где $x = \beta t$, а $h = 0.01$. Параметр g в этой формуле вычислялся по первым (известным до $\propto c^2$) членам концентрационного разложения ([8] для изотропной модели и [6, 7, 5] для магнитодипольного переноса). В случае спиновых моделей рассмотрены как делокализация в системе $^8\text{Li}-^6\text{Li}$, так и перенос по тождественным спином. В изотропной модели $g = 0.097$, для тождественных спинов $g = 0.10$ и для системы $^8\text{Li}-^6\text{Li}$ $g = \frac{1}{8} + \alpha = 0.138$.

Существующей статистики недостаточно для определения концентрационной зависимости параметров в (22), поэтому ниже в табл. 1-3 приведены результаты расчетов для двух концентраций $c = 0.01$ и $c = 0.1$.

Формула (22) с параметрами из табл. 1-3 аппроксимирует почти все наши результаты с погрешностью не более 2%. Исключение составляет область $\beta t \leq 1$ для изотропной модели при $c = 0.1$ (см. рис.2). По-видимому, причина расхождения в том, что в этой области вместо соотношения

$$P_{00} = 1 - (\beta t / (\xi + 1))^{1/2} + O(\beta t) \quad (23)$$

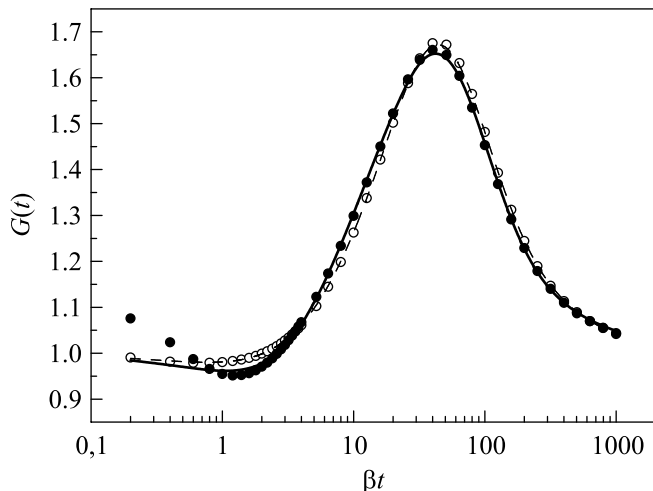


Рис.2. Результаты численного моделирования функции $G(t)$ для изотропной модели при $c = 0.01$ (светлые точки) и $c = 0.1$ (темные точки) вместе с графиками аппроксимирующих функций $G_a(t)$ (штриховая и сплошная линии, соответственно). При $c = 0.01$ среднеквадратичное расхождение между $G(t)$ и $G_a(t)$ много меньше погрешности расчета (1%)

(которое лежит в основе приближения сплошной среды и построения формулы (8)) следует использовать общее представление

$$P_{00} = 1 - \frac{c}{\xi + 1} \sum_{\mathbf{x}} \left(1 - e^{-(\xi+1)W_{\mathbf{x}0}t} \right) + O(c^2), \quad (24)$$

где для изотропной модели $\xi = 1$, а $W_{\mathbf{x}0} = \nu_{\mathbf{x}0}$, для тождественных спинов $\xi = 1$, а $W_{\mathbf{x}0} = w_{\mathbf{x}0}$, и для системы ${}^8\text{Li}-{}^6\text{Li}$ $\xi = 3$, а $W_{\mathbf{x}0} = w_{\mathbf{x}0}$. Статистическая точность результатов для системы ${}^8\text{Li}-{}^6\text{Li}$ пока не лучше 5%, как это видно на рис.1 (в области максимума). Графики для переноса по тождественным спинам выглядят аналогично: в максимуме $G_{\max} = 1.65 \div 1.9$, а сам максимум расположен при $\beta t \approx 40 \div 50$.

4. Основной результат данной работы состоит в том, что задача конфигурационного усреднения решения кинетических уравнений (1)–(3) получила полное численное решение. Именно эта часть проблемы дипольного переноса в неупорядоченных средах рассматривалась как наиболее проблемная вплоть до настоящего времени. В частности, она связана с вполне нетривиальными проблемами теории поля

[10]. Дальнейшие экспериментальные исследования теперь будут, в основном, давать информацию о степени адекватности самих уравнений (1)–(3).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 03-02-17126) и программы поддержки ведущих научных школ (проект НШ-1907.2003.2).

1. О. К. Алимов, М. Х. Ашуров, Т. Т. Басиев и др., Труды ИОФАН **9**, 50 (1987).
2. P. T. Rieger, S. P. Palese, and R. J. D. Miller, Chem. Phys. **221**, 85 (1997).
3. E. N. Bodunov, M. N. Berberan-Santos, E. J. Nunes Pereira, and J. M. G. Martinho, Chem. Phys. **259**, 49 (2000).
4. Ю. Г. Абов, М. И. Булгаков, С. П. Боровлев и др., ЖЭТФ **99**, 962 (1991).
5. Ф. С. Дзепаров, ЖЭТФ **99**, 982 (1991).
6. Ф. С. Дзепаров, А. А. Лундин, ЖЭТФ **75**, 1017 (1978).
7. Ф. С. Дзепаров, В. С. Смелов, В. Е. Шестопал, Письма в ЖЭТФ **32**, 51 (1980).
8. C. R. Gochanour, H. C. Andersen, M. D. Fayer, J. Chem. Phys. **70**, 4254 (1979).
9. Ф. С. Дзепаров, Д. В. Львов, К. Н. Нечаев, В. Е. Шестопал, Письма в ЖЭТФ **62**, 639 (1995).
10. Ф. С. Дзепаров, Д. В. Львов, В. Е. Шестопал, ЖЭТФ **114**, 2166 (1998).
11. F. S. Dzheparov, D. V. Lvov, and V. E. Shestopal, in *Nanoscale Properties of Condensed Matter Probed by Resonance Phenomena*, Kazan 2004, Abstract PS23, J. of Superconductivity 2005 (in press).
12. Ф. С. Дзепаров, В. Е. Шестопал, ТМФ **94**, 496 (1993).
13. F. S. Dzheparov, A. D. Gul'ko, P. Heitjans et al., Physica B **297**, 288 (2001).
14. C. R. Gochanour and M. D. Fayer, J. Phys. Chem. **85**, 1989 (1981).
15. В. П. Гапонцев, Ф. С. Дзепаров, Н. С. Платонов, В. Е. Шестопал, Письма в ЖЭТФ **41**, 460 (1985).
16. Ф. С. Дзепаров, Радиоспектроскопия **13**, 135 (1980).
17. F. S. Dzheparov and A. D. Gul'ko, in *Modern problems of nuclear physics and physics and chemistry of condensed matter*, М.: Изд-во Академпринт, 2004, pp. 65-71.
18. A. D. Gul'ko, O. N. Ermakov, S. V. Stepanov, and S. S. Trostin, in [11], Abstract PS58. J. of Superconductivity 2005 (in press).