Резонансные эффекты при взаимодействии носителей заряда с поляризационными колебаниями среды

© Э.Н. Мясников, З.П. Мастропас

Южный федеральный университет, Педагогический институт,
Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: mastrozin@mail.ru

(Поступила в Редакцию 8 мая 2008 г.
В окончательной редакции 6 октября 2008 г.)

Теоретически рассмотрены возможные стационарные состояния движения зарядов в кристаллах полупроводников с полярной решеткой, имеющей собственные поляризационные колебания, квантами которых являются фононы. Предполагается, что концентрация свободных носителей мала и не влияет существенно на поляризуемость среды, которую можно рассматривать в приближении сплошной среды. Температура среды считается низкой, что позволяет не учитывать тепловое движение. Подобную среду обычно рассматривают в теории поляронов сильной связи. Поэтому результаты рассмотрения резонансных эффектов в классической электродинамике легко можно применить к квантовым квазичастицам — поляронам, что и сделано в последнем разделе. Основным резонансным эффектом, рассмотренным нами является черенковское излучение поляризационных волн в среде зарядом, движущимся с постоянной скоростью в сильном электрическом поле. На основе этого эффекта описаны резонансный механизм спаривания двух поляронов и формирование состояния высокотемпературной проводимости такой среды.

PACS: 71.38.-k, 74.25.Kc

1. Введение

Низкотемпературная электродинамика сред необычайно актуальна в связи с открытием явления высокотемпературной сверхпроводимости, которое, несмотря на название, относится к физике низких температур. Механизм этого явления до сих пор нельзя считать установленным. Хотя различных моделей этого механизма предложено большое количество. Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) демонстрируют весьма необычные свойства, не укладывающиеся полностью ни в одну из предложенных моделей. Это наводит на мысль о том, что во всех этих моделях не учитывается некоторая особенность, которая, по-видимому, является фундаментальной. Возможно, она играет важную роль и в других явлениях низкотемпературной электродинамики.

По аналогии с теорией сверхтекучести жидкого гелия мы предположили, что в низкотемпературной электродинамике важную роль могут играть частоты и скорости распространения собственных колебаний среды. Но в отличие от жидкого He и низкотемпературных сверхпроводников ВТСП являются сложными оксидами, содержащими даже многозарядные ионы, имеющими большое количество ветвей поляризационных колебаний кристаллической решетки и, следовательно, резонансных частот и высокую поляризуемость. Оказывается, в таких средах, даже если рассматривать их как сплошные, электродинамика имеет ряд удивительных особенностей, которые достойны того, чтобы они были отражены в учебниках по электродинамике сплошных сред. Описывая далее эти особенности в приближении сплошной среды, мы не будем учитывать тепловое движение частиц, т. е. будем рассматривать только низкотемпературные эффекты.

2. Резонансные эффекты при движении классического заряда в изотропной среде

Начнем, как это делается и в обычной электродинамике, с исследования поведения классических зарядов в сплошной поляризующей среде. Будем рассматривать среду, имеющую одну частоту Ω собственных продольных поляризационных колебаний и частоту Ω' соответствующих поперечных колебаний (две поляризации). Диэлектрическую проницаемость этой среды, как функцию частоты ω возбуждающего среду поля, удобно [1,2] представить в виде

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \frac{\omega^2 - \Omega^2}{\omega^2 - \Omega'^2} = \varepsilon_\infty - \varepsilon_\infty \frac{\Omega^2 - \Omega'^2}{\omega^2 - \Omega'^2}. \qquad (1)$$

Классический заряд с плотностью заряда $\rho_0(\mathbf{r}, t)$, помещенный в среду с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega)$, создает в ней поле электрической индукции (электрического смещения) $\mathbf{D}$, Фурье-компонента которого $\tilde{\mathbf{D}}(\omega)$ связана с Фурье-компонентой напряженности электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}(\omega)$ соотношением

$$\tilde{\mathbf{D}}(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon(\omega) \tilde{\mathbf{E}}(\omega) \qquad (2)$$

в системе единиц СИ (ε_0 — электрическая постоянная). Поле поляризации $\mathbf{P}$, связанное с полями $\mathbf{D}$ и $\mathbf{E}$, можно найти с помощью соотношения

$$\tilde{\mathbf{P}}(\omega) = \tilde{\mathbf{D}}(\omega) - \varepsilon_0 \tilde{\mathbf{E}}(\omega) = \tilde{\mathbf{D}}(\omega)\left(1 - \frac{1}{\varepsilon(\omega)}\right). \qquad (3)$$

Соотношение (3) позволяет определить все характеристики поля поляризации $\mathbf{P}$, если задано поле $\mathbf{D}$ и $\varepsilon(\omega)$.

Но удобнее пользоваться соотношением, следующим из (3), для плотностей свободного заряда ρ_0 и поляризационного заряда ρ'. Так как

$$\mathrm{div}\mathbf{P}(\mathbf{r}) = -\rho'(\mathbf{r}), \quad \mathrm{div}\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \rho_0(\mathbf{r}), \tag{4}$$

то

$$\tilde{\rho}'(\omega) = \big(\varepsilon^{-1}(\omega) - 1\big)\tilde{\rho}_0(\omega). \tag{5}$$

Соотношение (5) давно и хорошо известно в электродинамике. Оно, в частности, позволяет утверждать, что покоящийся $(\omega = 0)$ свободный заряд $\rho_0(0)$ порождает таким же образом распределенный в пространстве противоположный по знаку поляризационный заряд с плотностью в $\varepsilon(0)/\big(\varepsilon(0) - 1\big)$ раз меньшей.

Обычно в электродинамике сплошных сред считается, что для движущегося свободного заряда справедливо такое же утверждение. Оказывается, что для среды, обладающей собственными поляризационными колебаниями, оно не является верным. Рассмотрим причины, обусловливающие это обстоятельство. Запишем уравнение движения точечного заряда в виде

$$\rho_0(\mathbf{r}, t) = q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \tag{6}$$

где символом δ обозначена δ-функция Дирака. Это значит, что точечный свободный заряд величиной q совершает равномерное движение со скоростью $\mathbf{v}$. Фурье-преобразование функции (6) по $\mathbf{r}$ и по t приводит к функции

$$\tilde{\rho}_0(\mathbf{k}, \omega) = 2\pi q\delta(\omega - \mathbf{kv}). \tag{7}$$

Уравнение (5) определяет распределение

$$\tilde{\rho}'(\mathbf{k}, \omega) = 2\pi q\delta(\omega - \mathbf{kv})\big|\varepsilon^{-1}(\omega) - 1\big|, \tag{8}$$

которое при $\mathbf{v} = 0$ действительно подтверждает, что плотности ρ' и ρ_0 различаются только по величине в $\big|\varepsilon^{-1}(0) - 1\big|$ раз. Найдем $\rho'(\mathbf{r}, t)$, проводя обратное Фурье-преобразование функции (8),

$$\rho'(\mathbf{r}, t) = \int \frac{d\omega d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\,\tilde{\rho}'(\mathbf{k}, \omega)\exp\big\{i(\mathbf{kr} - \omega t)\big\}. \tag{9}$$

Вычисления показывают, что интеграл в (9) при $(z - vt) > 0$ (ось z декартовой системы отсчета направлена вдоль скорости) равен нулю, а при $z < vt$

$$\Delta\rho(\mathbf{r}, t) = -q\delta(x)\delta(y)\,\frac{\Omega' - \Omega'^2}{\varepsilon_\infty \Omega v}\,\sin\left\{\Omega\left(1 - \frac{z}{v}\right)\right\}. \tag{10}$$

Таким образом, часть поляризационного заряда $\Delta\rho$, соответствующая продольным колебаниям решетки кристалла с частотой Ω, сосредоточена на оси z (одномерное распределение) позади движущегося свободного заряда и осциллирует вдоль нее с длиной волны $\lambda = 2\pi v/\Omega$, меняясь во времени с периодом $T = 2\pi/\Omega$. Следовательно, поляризационный заряд $\Delta\rho$ обязан своим существованием излученной свободным зарядом при его движении продольной когерентной волне поляризации среды.

Отметим, что излучение волны поляризации обусловлено резонансом между когерентной частью электрического поля заряда и продольными колебаниями среды. Действительно, если заряд является микрочастицей и находится в состоянии с определенным импульсом, то среднее значение потенциала или напряженности его поля в любой точке среды оказывается равным нулю. Например, средний потенциал

$$\bar{\varphi}_{(\mathbf{r})} = \lim_{L\to\infty}\int d\mathbf{r}'\,\frac{1}{L^{3/2}}\exp(-i\mathbf{kr}')\,\frac{q}{4\pi\varepsilon_0|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$
$$\times\,\frac{1}{L^{3/2}}\exp(i\mathbf{kr}') = 0.$$

Следовательно, в таком случае поляризующее среду электрическое поле отсутствует, и будут отсутствовать когерентные волны поляризации, порожденные полем заряда. Только локализованный движущийся заряд (например, микрочастица в состоянии волнового пакета) может, как мы видим, порождать волну типа (10).

Излучение волны поляризации свободным зарядом должно уменьшать его кинетическую энергию. Как показывает (10), поляризационный заряд $\Delta\rho$ вблизи свободного заряда (при $z = vt$) по знаку противоположен свободному заряду q. Следовательно, суммарная сила $\mathbf{F}$, действующая на свободный заряд со стороны распределения $\Delta\rho$, будет направлена в сторону, противоположную направлению движения заряда q, т. е. она является силой радиационного торможения. Поэтому для того, чтобы движение заряда q было, как мы предположили в (6), равномерным, необходимо существование ускоряющего этот заряд внешнего электрического поля с напряженностью $\mathbf{F}/q$. В этом случае вся кинетическая энергия, приобретаемая зарядом q от взаимодействия с внешним полем, затрачивается им на излучение волны поляризации и, следовательно, на развитие волны плотности поляризационного заряда (10).

3. Влияние пространственной дисперсии поляризуемости среды

Причиной одномерности распределения $\Delta\rho$ в рассмотренной модели (10) является использованное предположение о независимости частот Ω и Ω' от волновых векторов $\mathbf{k}$. Следовательно, в рассмотренной модели предполагается, что групповая скорость волн поляризации равна нулю. В действительности и Ω, и Ω' зависят от волновых векторов, и учет этой зависимости в выражении для диэлектрической проницаемости приводит, согласно [3], к электродинамике сплошной среды с учетом пространственной дисперсии поляризуемости. В нашей задаче наибольшее значение будет иметь зависимость от волнового вектора частоты продольных колебаний Ω, так как эта зависимость смещает положение полюса подынтегрального выражения в (9).

Для упрощения решения задачи с учетом пространственной дисперсии поляризуемости предположим, что в области длинных волн (малых волновых векторов $\mathbf{k}$) зависимость Ω от $\mathbf{k}$ можно аппроксимировать выражением

$$\Omega^2(\mathbf{k}) = \Omega_0^2 + \mathbf{k}^2 u^2. \tag{11}$$

Предположим также, что частоты поперечных волн имеют подобную же дисперсию $\Omega'^2(\mathbf{k}) = \Omega'^2(0) + \mathbf{k}^2 u^2$. В таком случае [4] диэлектрическая проницаемость зависит и от $\mathbf{k}$ следующим образом: $\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = \varepsilon_\infty \frac{\omega^2 - \Omega^2(\mathbf{k})}{\omega^2 - \Omega'^2(\mathbf{k})}$. В таком приближении удалось [4] проанализировать проблему дополнительных световых волн в кристалле.

Согласно [5], в результате вычисления интеграла (9) при учете пространственной дисперсии поляризуемости получим

$$\Delta\rho(\mathbf{r}, t) = \frac{q(\Omega^2 - \Omega'^2)}{2\pi\varepsilon_\infty u^2 (v^2 - u^2)^{1/2}} \left[\frac{(z - vt)}{v^2 - u^2} - \frac{r^2}{u^2}\right]^{1/2} \times \cos\left\{\Omega(0)\left[\frac{(z - vt)^2}{v^2 - u^2} - \frac{r^2}{u^2}\right]^{1/2}\right\} \tag{12}$$

при $v > u$, $z < vt$, $0 < \frac{r}{u} < |z - vt|(v^2 - u^2)^{-1/2}$,

$$\Delta\rho(\mathbf{r}, t) = \frac{-q(\Omega^2 - \Omega'^2)}{4\pi\varepsilon_\infty u^2 (u^2 - v^2)^{1/2}} \left[\frac{(z - vt)^2}{u^2 - v^2} + \frac{r^2}{u^2}\right]^{1/2} \times \exp\left\{-\Omega(0)\left[\frac{(z - vt)^2}{u^2 - v^2} + \frac{r^2}{u^2}\right]^{1/2}\right\} \tag{13}$$

при $v < u$.

Распределение (13) показывает, что и в рассматриваемой электродинамике сплошной среды с учетом временной и пространственной дисперсии ее поляризуемости свободный точечный заряд может совершать равномерное движение только со скоростью $v < u$. Действительно, распределенный заряд (12) действует, как и в случае (10), с тормозящей кулоновской силой на свободный заряд. Эта сила не меняется с течением времени, если не меняется скорость v. Следовательно, распределение (12) и само равномерное движение системы зарядов со скоростью $v > u$ возможны только при наличии постоянного ускоряющего свободный заряд внешнего электрического поля, компенсирующего силу торможения. Для определения напряженности этого поля необходимо вычислить силу торможения F.

Поляризационный заряд в нашей системе состоит из высокочастотной и низкочастотной составляющих. Высокочастотная составляющая локализована в той же точке, в которой локализован свободный заряд, поэтому суммарная сила их взаимодействия равна нулю. Суммарная сила взаимодействия распределений $\rho_0(\mathbf{r}, t)$ и $\Delta\rho(\mathbf{r}, t)$ направлена вдоль оси z. Вычислим ее в момент $t = 0$, когда свободный заряд находится в начале координат $\rho_0(\mathbf{r}') = q\delta(\mathbf{r}')$, используя закон Кулона в системе единиц СИ.

Для нахождения F_z необходимо вычислить интеграл

$$F_z = \frac{q^2(\Omega - \Omega')\beta}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_\infty u^2 \Omega(0)} \int_0^\infty z\,dz \int_0^\beta \frac{\cos\left(\frac{\Omega(0)}{u} xz\right)}{(1 + \beta^2 - x^2)^{3/2} z^2}\,dx. \tag{14}$$

При изменении x в пределах от 0 до β выражение $(1 + \beta^2 - x^2)$ меняется от 1 до $1 + \beta^2$, а при интересующих нас скоростях $v > 2u$ величина β^2 меньше 1/3, следовательно, знаменатель в подынтегральном выражении в (14) можно приблизительно заменить на αz^2, где $\alpha \approx 1 + 1/2\beta^2$ — коэффициент, близкий к единице. После этого интеграл в (14) по переменной x легко вычисляется, и становится ясно, что интеграл по z логарифмически расходится в точке $z = 0$. Такая же расходимость в величине силы взаимодействия свободного заряда с распределением $\Delta\rho(\mathbf{r}, t)$ имеет место и в случае (10).

4. Система классических зарядов

Причиной этой расходимости силы радиационного торможения (14) является предположение о том, что свободный заряд является точечным. Изменение распределения ρ_0 при переходе к объемному свободному заряду или системе точечных зарядов изменило бы и распределение $\Delta\rho$. Распределение $\Delta\rho$ в виде (12) можно считать функцией Грина уравнения, связывающего $\Delta\rho$ и ρ_0, поскольку оно предсказывает распределение $\Delta\rho$, порожденное бесконечно узким в пространстве элементом любого распределения свободного заряда. Поэтому найти распределение $\Delta\rho(\mathbf{r})$, соответствующее произвольному распределению $\rho(\mathbf{r}')$, можно путем свертки распределения $\rho_0(\mathbf{r}, t)$ с функцией Грина $\Delta\rho(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t)$, представленной в (12) или в (13),

$$\Delta\rho(\mathbf{r}, t) = \int d\mathbf{r}' \Delta\rho(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t)\rho_0(\mathbf{r}', t). \tag{15}$$

Наложение распределений типа (12) от различных бесконечно малых элементов распределения $\rho_0(\mathbf{r}', t)$, сдвинутых друг относительно друга в пространстве, может уничтожить даже волнообразный характер распределения (15).

В качестве примера рассмотрим равномерное прямолинейное движение двух одноименных точечных зарядов по одной траектории (на расстоянии $v\pi/\Omega$ друг от друга)

$$\rho_2 = q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t) + q\delta\left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{v}\pi}{\Omega} - \mathbf{v}t\right) \tag{16}$$

в простейшем случае отсутствия зависимости частоты Ω от волнового вектора $\mathbf{k}$. По принципу суперпозиции распределение $\Delta\rho_2$, порожденное движением двух зарядов (16), в декартовой системе координат с осью z, направленной вдоль вектора скорости v, согласно (10), будет иметь вид

$$\Delta\rho_2(\mathbf{r},t) = -q\delta(x)\delta(y)\,\frac{\Omega^2-\Omega'^2}{\varepsilon_\infty\Omega v} \times \left[\sin\left\{\frac{\Omega}{v}(vt-z)\right\} + \sin\left\{\frac{\Omega}{v}\left(vt-z-\frac{\pi v}{\Omega}\right)\right\}\right] \tag{17}$$

при $z \le vt$ в первом слагаемом и $z \le vt - \pi v/\Omega$ во втором в (17).

Очевидно, что при любом z, удовлетворяющем обоим этим условиям, сумма синусов, аргументы которых различаются на π, будет равна нулю. При $z > vt$, как показано при выводе формулы (10), оба синуса в (17) следует заменить на нули, так что $\Delta\rho_2$ оказывается также равным нулю. И только в промежуточной области между свободными зарядами $vt > z > vt - \pi v/\Omega$ второй синус в выражении (17) следует заменить на нуль, а первый будет отличен от нуля.

Подобная ситуация возникает и при наличии пространственной дисперсии поляризуемости (т. е. в случае, когда Ω зависит от $\mathbf{k}$ и существует критическая скорость u), особенно в случае $v \gg u$. Таким образом, если при движении одного точечного заряда с $v > u$ поле поляризации наращивается со временем за счет непрерывного когерентного излучения колебаний среды зарядом (область колебаний $\Delta\rho$ удлиняется в направлении движения свободного заряда), то два заряда, согласно (17), создают не наращивающееся распределение $\Delta\rho_2$, а просто равномерно перемещающееся в пространстве. Следовательно, даже в случае $u = 0$ два заряда с распределением (16) могут перемещаться в пространстве без сопротивления, поскольку колебания среды, порожденные первым зарядом, прекращаются, остановленные воздействием поля второго заряда (поглощаются им). Практически сопротивление будет отсутствовать и при $v \gg u \ne 0$.

Следует отметить, что такая пара зарядов может оказаться связанной. Ведь поляризационный заряд $\Delta\rho_2$ будет действовать на передний заряд с силой, направленной назад, а на задний — с силой, направленной вперед. Величины этих сил, как показано выше, логарифмически расходятся по величине, если свободные заряды точечные. В случае неточечных зарядов свертка (16) не изменит существенно распределение $\Delta\rho_2$, если параметр R локализации свободных зарядов значительно меньше, чем величина $\pi v/\Omega$, характеризующая область локализации распределения $\Delta\rho_2$. Логарифмическая расходимость сил при этом исчезнет. Как и распределение $\Delta\rho_2$, величина этих сил будет зависеть от скорости. Если при некоторой скорости силы отталкивания между этими двумя одноименными зарядами окажутся равными силам притяжения к поляризационному заряду $\Delta\rho_2$, то система будет связанной. Таким образом, может существовать еще один, не обсуждавшийся ранее, механизм спаривания одноименных зарядов — резонансный.

5. О движении заряженных частиц в кристаллах

Для решения вопроса о возможности существования связанного состояния двух одноименных носителей заряда необходимо выбрать их модель. Конечно, такими носителями не могут быть классические (макроскопические) частицы. Их размеры велики, и невозможно равномерное движение в среде из-за столкновений с атомами и ионами, составляющими конденсированную среду. Среди микроскопических носителей заряда перемещаться в сплошной среде в состоянии, локализованном в сравнительно малой области, могут лишь поляроны Ландау−Пекара [6,7]. Поляронами называются электроны (дырки) проводимости, сильно связанные с дипольными колебаниями ионов конденсированной среды, в результате чего они оказываются локализованными, но подвижными. Наименьший радиус R локализации поляронов Ландау−Пекара оказывается порядка 10 Å, что значительно больше расстояния между атомами (ионами) в среде. Поэтому их часто называют поляронами большого радиуса или поляронами сильной связи. Их строение подобно строению точечного свободного заряда в случае, соответствующем формуле (13). Но строение полярона принципиально отличается от классического аналога. Квазичастица в кристалле как микрочастица обладает волновыми свойствами, вследствие чего распределение ее заряда не может быть точечным. В поляроне Ландау−Пекара ее состояние, согласно работе Пекара [7], обычно описывается волновым пакетом $\psi = A\left(1+\frac{|\mathbf{r}|}{r_0}\right)\exp\left(i\mathbf{k}_0\mathbf{r} - \frac{|\mathbf{r}|}{r_0}\right)$. В нем r_0 является параметром, характеризующим степень локализации квазичастицы, а $\mathbf{k}_0$ — вектор, направленный вдоль ее вектора скорости и по величине равный $\frac{m}{\hbar}\frac{dE(p)}{dp}$, где m — масса квазичастицы, $E(p)$ — зависимость ее энергии от импульса в изотропной среде. Величина $\hbar\mathbf{k}_0$ является средним импульсом квазичастицы в состоянии, описываемом этим волновым пакетом.

Величина $|\psi(\mathbf{r})|^2$ задает распределение вероятностей обнаружения частицы в точке с радиусом-вектором $\mathbf{r}$. Можно ли считать, что умножение на величину заряда квазичастицы с распределением $|\psi(\mathbf{r})|^2$ будет распределением свободного заряда, элемент которого в некотором бесконечно малом объеме пространства будет служить источником, предупреждающим при движении распределение поляризационного заряда $\Delta\rho(\mathbf{r})$? В случае полярона сильной связи это возможно, так как в этом поляроне взаимосвязь между движением заряженной частицы и поляризацией среды соответствует адиабатическому приближению. Это значит, что быстрое флуктуационное движение носителя заряда внутри волнового пакета влияет на медленную колебательную подсистему как стабильно распределенный заряд носителя с плотностью в каждой точке пространства, определяемой плотностью вероятности $|\psi(\mathbf{r})|^2$.

Конечно, состояние типа волнового пакета $\psi(\mathbf{r})$ для носителя заряда в пустом пространстве является нестационарным, так как волновой пакет сам по себе должен расплываться в пространстве. Стабилизировать состояние ψ носителя заряда в основном состоянии полярона будет поляризационный заряд, возникающий, согласно адиабатическому приближению, как реакция на электрическое поле свободного заряда с распределением $e|\psi(\mathbf{r})|^2$. Для того чтобы эта стабилизация реализовалась, параметр r_0 волновой функции ψ подбирают на основе вариационного принципа таким образом, чтобы энергия всей системы была бы минимальной. И расплывание такого волнового пакета, и его сжатие из стабилизационного состояния приводят к повышению энергии системы и, следовательно, невозможны без внешнего воздействия. Таким образом, полярон большого радиуса представляет собой связанное состояние микроскопического носителя заряда и поляризационной „шубы“ с распределением типа (13). Часто эту „шубу“ называют каплей конденсата квантов поляризационных колебаний среды (фононов). Эти фононы относятся к классу оптических фононов, и их максимальная групповая скорость u обычно не превосходит $3 \cdot 10^5$ cm/s. Если полярон имеет „шубу“ из фононов с максимальной групповой скоростью u, то он не может перемещаться по кристаллу со скоростью $v > u$. Ведь распределение поляризационного заряда, порождаемого носителем заряда в состоянии типа волнового пакета, при $v > u$ не будет стабилизирующим, а превратится в излучательное типа (12). Следовательно, такой волновой пакет $(v > u)$ будет, расплываясь, переходить в нелокализованное состояние (состояние с определенным импульсом), а его излучение потеряет характер резонансного.

Естественно, что переход носителя заряда из поляронного в нелокализованное состояние может происходить и при повышении температуры среды, связанном с ростом средней тепловой скорости полярона. Обычно считают, что критической температурой T_c существования поляронов является такая, при которой их средняя тепловая энергия близка к их средней энергии связи. Именно поэтому Пекар [7] считал, что в щелочно-галоидных кристаллах поляроны могут существовать при температурах ниже 1000 K. Но нами было показано [8], что при учете пространственной дисперсии фононной поляризуемости, которая не позволяет существовать поляронам со скоростями выше максимальной групповой скорости фононов (10^5 m/s), критическая температура для поляронов оказывается значительно ниже, чем соответствующая энергия связи (обычно порядка 100 K).

Но это не значит, что заряженные микрочастицы не способны демонстрировать при своем движении радиационные резонансные эффекты, подобные (10) или (12). Экспериментально было обнаружено, что в оксидных покрытиях холодных катодов электроны, двигаясь в электрическом поле напряженностью порядка 10^6 V/cm, в результате взаимодействия с фононами теряют гигантскую энергию на единице длины пути (10^6-10^7 eV/cm), т.е. порядка нескольких фононов на пути в 1 Å. Торнбер и Фейнман [9] теоретически показали, что такие потери возможны только у электронов в поляронном состоянии, отметив, что механизмом таких потерь не могут быть однофононные переходы. Нами было показано [10], что столь интенсивное излучение фононов может реализоваться только в результате резонансного эффекта — излучения поляронами когерентных поляризационных волн. Причиной же того, что это излучение не разрушает поляроны, как показано в [10], может служить существование по меньшей мере двух ветвей поляризационных колебаний в оксидных системах с существенно различными максимальными групповыми скоростями u_1 и u_2. Колебания более высокоскоростной ветви u_1 будут стабилизировать волновой пакет носителя заряда, создавая распределение $\Delta\rho$ типа (13), и формировать полярон, а когерентные колебания другой ветви будут порождаться поляроном при его движении со скоростями $u_2 < v < u_1$. Даже в простейшем покрытии холодных катодов, состоящем из окиси Al_2O_3, 12 ветвей оптических фононов, больше половины из них поляризационные. Если в некоторой оксидной среде $u_1 \approx 3 \cdot 10^5$ cm/s, а $u_2 \approx 3 \cdot 10^4$ cm/s, то при любых скоростях v внутри интервала u_2-u_1 полярон в этой среде будет существовать и генерировать резонансным образом когерентное излучение фононов.

6. Заключение

Многочисленные экспериментальные исследования спектров оптической проводимости и спектроскопии фотоэмиссии с угловым разрешением (angle resolved photoemission spectroscopy — ARPES) различных сложных оксидов и, в частности, ВТСП показывают присутствие в этих спектрах широких полос, которые, согласно нашим расчетам [11,12], могут формироваться только фотодиссоциацией поляронов Ландау–Пекара. Поэтому можно считать, что многие сложные оксиды перспективны для наблюдения резонансных эффектов, описанных выше, включая и возможность образования связанных резонансно пар одноименно заряженных поляронов. Действительно, в некоторых из этих оксидов радиус полярона $R \approx 10$ Å может быть значительно меньше, чем расстояние между поляронами пары $\pi u/\Omega$ (17), которое при $u = 3 \cdot 10^5$ cm/s, $\Omega = 2\pi\nu$ и $\nu = 3 \cdot 10^{11}$ Hz оказывается величиной порядка 50 Å. Наблюдаемым резонансным эффектом является существование пороговой скорости движения полярона $v = u_1$. Движение поляронов с большими скростями должно сопровождаться большими потерями энергии на когерентное излучение фононов. Кроме того, наблюдаемым резонансным эффектом является и сама когерентность такого фононного излучения быстро движущимися поляронами. Следует отметить, что существует и порог для одноквантового

тового излучения фононов поляронами. Соответствующая пороговая скорость v_0 определяется соотношением $Mv_0^2/2 = \hbar\Omega$, где M — эффективная масса полярона. Чаще встречается ситуация, когда $v_0 > u_1$. В связи с этим по мере роста напряженности электрического поля растет и средняя скорость движения поляронов. При напряженностях, соответствующих $v_0 > u_1$, возникновение потерь на излучение фононов сначала оказывается связанным с излучением когерентных фононных волн, к которым при больших напряженностях добавляются одноквантовые процессы. Такая ситуация описана в [9].

Список литературы

[1] А.С. Давыдов. Теория твердого тела. Наука, М. (1976). 640 с.
[2] Г.А. Смоленский, В.А. Боков, В.А. Исупов, Н.Н. Крайник, Р.Е. Пасынков, М.С. Шур. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. Наука, М. (1971). 240 с.
[3] С.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. Наука, М. (1979). 430 с.
[4] М.С. Бородин, Э.Н. Мясников, С.В. Марисова. Поляритоны в кристаллооптике. Наук. думка, Киев (1984). 210 с.
[5] Г. Бейтмен, А. Эрдей. Таблицы интегральных преобразований. Т. II. Преобразования Бесселя. Интегралы от специальных функций. Наука, М. (1970). 470 с.
[6] L. Landau. Phys. Z. Sow. **3**, 664 (1933).
[7] С.И. Пекар. Исследования по электронной теории кристаллов. Гостехиздат, М. (1951). 78 с.
[8] Э.Н. Мясников, А.Э. Мясникова. ЖЭТФ **116**, 1386 (1999).
[9] K.K. Thornber, R.P. Feynman. Phys. Rev. B **1**, 4099 (1970).
[10] E.N. Myasnikov, A.E. Myasnikova, F.V. Kusmartzev. Phys. Rev. B **72**, 224 303 (2005).
[11] Э.Н. Мясников, А.Э. Мясникова, З.П. Мастропас. ФТТ **48**, 984 (2006).
[12] Э.Н. Мясников, А.Э. Мясникова, З.П. Мастропас. ЖЭТФ **129**, *3*, 548 (2006).