УДК 535.343.2
© Физика твердого тела, том 34, № 9, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 9, 1992

ТЕОРЕМА ПОЙНТИНГА В КРИСТАЛЛЕ В ОБЛАСТИ КВАДРУПОЛЬНОГО ЭКСИТОННОГО РЕЗОНАНСА

А. А. Демиденко, В. И. Пипа

При распространении электромагнитных волн в средах с пространственной дисперсией часть энергии переносится частицами среды, поэтому полный поток энергии **S** не исчерпывается вектором Пойнтинга. Для расчета **S** в прозрачной среде достаточно знать тензор диэлектрической проницаемости [1]. В поглощающих же средах с пространственной дисперсией поток энергии не имеет универсального вида, однако его можно получить для конкретных моделей среды, используя уравнения движения частиц [2–5]. В работах [3–5] рассматривалась спектральная область дипольно-разрешенного экситонного резонанса. В настоящей работе получены выражения для потока и плотности энергии в поглощающих кристаллах в спектральной области квадрупольного экситонного резонанса при наличии добавочных световых волн [5].

Рассмотрим трехкратно вырожденную экситонную зону типа F_2 в кубическом кристалле, для которой тензор плотности квадрупольного момента имеет лишь недиагональные компоненты $Q_{\mu\nu}$ (μ, $\nu = x$, y, z, оси координат направлены вдоль осей 4-го порядка). Пусть электрическое поле в кристалле имеет вид $\mathbf{E} = \{0, E(z, t), 0\}$, что соответствует случаю нормального падения из вакуума на поверхность кристалла ($z > 0$) линейно-поляризованной плоской волны. В этом случае только $Q_{yz} \equiv Q \neq 0$. Электрическая индукция имеет только y-компоненту.

$$D_y = \varepsilon_o E - 4\pi \partial Q/\partial z, \tag{1}$$

где ε_0 — фоновая часть диэлектрической проницаемости.

Найдем связь между Q и E, используя классическую осцилляторную модель диэлектрика. Пусть в каждом узле кубической решетки расположена пара «слипшихся» антипараллельных диполей с фиксированным дипольным моментом p, ориентированным вдоль оси z. Один из диполей каждой пары может смещаться в плоскости yz, оставаясь параллельным второму, неподвижному. При этом в узле m возникает квадрупольный момент $q_{yz}(m, t) = (p/2)u_m$, u_m — смещение диполя узла m. Энергию взаимодействия диполей U считаем квазиупругой. В гармоническом приближении

$$U = (k/2) \sum_m u_m^2 + (1/2) \sum_{n,m} k_{n-m}(u_n - u_m)^2, \tag{2}$$

где k и k_{n-m} — коэффициенты взаимодействия; k_{n-k} быстро убывает с ростом $|n-m|$. Предполагая изменение u_n от узла к узлу малым, перейдем к континууму, полагая в (2)

$$(1/v)\,[q_{yz}(m, t)]_{m_z=z} = Q(z, t), \quad u_n - u_m \backsim \partial Q/\partial z$$

(v — объем элементарной ячейки).

Для плотности лагранжиана рассматриваемой системы с учетом ее взаимодействия с макроскопическим полем E получим

$$L(Q, \dot{Q}, \partial Q/\partial z) = (1/g)\{\dot{Q}^2 - \omega_o^2 Q^2 - \alpha(\partial Q/\partial z)^2 + (2g/c)(\partial A_y/\partial z)\dot{Q}\}. \tag{3}$$

Здесь $g = p^2/2Mv$, M — масса колеблющегося диполя, $\omega_0 = k/M$ — собственная частота осциллятора в кристалле, постоянная $\alpha = \sum_n k_n n_z^2/M$ определяет эффективную массу механического экситона, A — вектор-потенциал поля (калибровка $\varphi = 0$).

Уравнение движения, соответствующее лагранжиану (3), имеет вид

$$\ddot{Q} + \omega_0^2 Q + \Gamma \dot{Q} - \alpha \partial^2 Q/\partial z^2 = g\partial E/\partial z. \tag{4}$$

Здесь феноменологически учтено затухание, описываемое параметром Г.

Используя стандартную процедуру вывода энергетического соотношения и учитывая материальные уравнения (1) и (4), получим

$$\partial W/\partial t = -\partial S/\partial z - H, \tag{5}$$

$$W = (1/8\pi)(\varepsilon_0 E^2 + B^2) + (1/2g)[\dot{Q}^2 + \omega_0^2 Q^2 + d\,(\partial Q/\partial z)^2], \tag{6}$$

$$S = (c/4\pi)[EB]_z - (E_y + (\alpha/g)\,\partial Q/\partial z)\,\dot{Q}, \tag{7}$$

$$H = (\Gamma/g)\,\dot{Q}^2. \tag{8}$$

В законе сохранения энергии (5) W — плотность энергии, S — плотность потока энергии, H — удельное тепловыделение.

Полученные выражения (6)—(8) справедливы при произвольной зависимости макрополя от z и t.

Преобразуем выражение для S в случае, когда электрическое поле E является суперпозицией двух нормальных волн (одна из которых добавочная [5]), распространяющихся вдоль оси z,

$$E = (1/2)\sum_{j=1}^{2} E_{0j}\exp(ik_j z - i\omega t) + \text{к. с.} \tag{9}$$

Здесь $k_j = \omega n_j/c$; показатели преломления n_j определяются из дисперсионного уравнения, которое следует из уравнений Максвелла и (1), (4)

$$(\varepsilon_0 - n^2)(\mu - n^2) - bn^2 = 0,$$

$$\mu\,(\omega) = (c^2/\alpha)(1 - \omega_0^2/\omega^2 + i\Gamma/\omega),\ \ b = 4\pi g/\alpha. \tag{10}$$

Для среднего по периоду потока энергии получим

$$\overline{S} = \frac{c}{16\pi}\sum_{j,\,j'=1}^{2}\left\{n_j + n_{j'}^* + \frac{b\,(n_j\mu^* + n_{j'}^*\mu)}{(\mu - n_j^2)(\mu^* - n_{j'}^{2*})}\right\} E_{0j}E_{0j'}^*\exp\{i\,(k_j - k_{j'}^* z\}. \tag{11}$$

Поток (11) состоит из суммы потоков S_{11} и S_{22}, относящихся в отдельности к каждой из нормальных волн, а также интеренференционного потока S_{12}, зависящего амплитуд и показателей преломления разных волн. Аналогичные интерференционные потоки для случая дипольно-разрешенного экситонного резонанса получены в [3]. В отсутствие поглощения ($\Gamma = 0$) поток $S_{12} = 0$, а потоки S_{11} и S_{22} выражаются в универсальном виде через тензор диэлектрической проницаемости кристалла [1]. Отметим, что для «косого» падения, когда волновой вектор k и вектор рефракции $n = ck/\omega$ имеют также и компоненты вдоль оси x, в случае s-поляризации интерференционный поток в x-направлении отличен от нуля и при $\Gamma = 0$.

Список литературы

[1] Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: наука, 1979. 432 с.
[2] Tait W. C. // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. N 2. P. 648—661.
[3] Selkin A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1977. V. 83. N 1. P. 47—53.
[4] Писковой В. Н. // Укр. физ. журн. 1989. Т. 34. № 5. С. 677—682.
[5] Пекар С. И. Кристаллооптика и добавочные световые волны. Киев: Наукова думка, 1982. 296 с.

Институт полупроводников
АН Украины

Поступило в Редакцию
14 апреля 1992 г.

© *Физика твердого тела, том 34, № 9, 1992*
Solid State Physics, vol. 34, N 9, 1992

ПОЛУЧЕНИЕ ТОНКИХ ВТСП-ПЛЕНОК, ДОПИРОВАННЫХ ИОНАМИ МЕТАЛЛОВ

И. С. Бараш, А. С. Камзин, Л. М. Сапожникова,
Л. А. Григорьев, А. Б. Шерман

Разработка методов получения ВТСП-пленок является важной проблемой в связи с тем, что совершенные ВТСП-пленки вследствие большой анизотропии физических свойств представляются удобными объектами для изучения природы высокотемпературной сверхпроводимости и с точки зрения их практического применения [1, 2]. Большое внимание уделяется мессбауэровским исследованиям ВТСП-систем, допированных ионами Fe и Sn, потому что именно эти ионы наиболее распространены в мессбауэровской спектроскопии. Как известно, ионы Fe и Sn замещают ионы Cu, занимающие различные положения в кристаллической решетке ВТСП-материала, что и позволяет использовать этот метод для изучения свойств ВТСП-материалов [3, 4].

Получение допированных пленок связано с определенными трудностями. Так, при синтезе последовательного ряда пленок с различным содержанием допирующего элемента методом магнетронного распыления керамической мишени необходимо изготавливать ряд мишеней соответствующих составов, что достаточно трудоемко. Можно использовать несколько мишеней, но это приводит к значительному усложнению технологической установки для напыления. Наиболее простым из известных способов получения пленок является процесс магнетронного распыления с использованием одной мишени.

Целью данной работы было изучение возможности использования известного в технологии микроэлектроники способа магнетронного распыления композитной мишени для осаждения допированных ВТСП-пленок и исследование полученных пленок методом мессбауэровской спектроскопии. Мишень (рис. 1) компоновалась следующим образом: на керамическую таблетку, представлявшую собой ВТСП-материал, синтезированный без допирующего элемента, в зоне распыления устанавливались пластинки допирующего материала. Процент допирования определялся в данном случае величиной площади, которую закрывают на таблетке эти пластинки с учетом поправки на скорость распыления материала пластинки.

В качестве мишени мы использовали керамическую таблетку $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, изготовленную из окислов и нитратов соответствующих соединений по обычной керамической технологии. Мишень имела диаметр 60 и толщину 4 мм. Для осаждения пленок, допированных ионами Fe, пластинки из железа толщиной