

расчета ЗС (см. рисунок, а) и КУО H (б). ЗС характеризуется несколькими областями сильной гибридизации, на краях которых дисперсионные зависимости имеют критические точки. В областях, где происходит уменьшение парциального содержания именно проводящей гармоники к $k_{\parallel} + G_{\parallel} = K_{\parallel}$, возникает максимум отражения. На рисунке такие области ограничены точками A и B , C и D , E и F . Вблизи этих критических точек изменение содержания проводящей гармоники и, следовательно, КУО происходит наиболее быстро. Поэтому им можно сопоставить экстремумы производной расчетного КУО (сплошная линия). Но экстремумы экспериментальной производной КУО (штриховая линия) несколько сдвинуты относительно своего расчетного положения. Следовательно, соответствующая критическая точка реальных дисперсионных зависимостей отстоит от своего теоретического положения именно на величину этого сдвига, что однозначно определяет ее энергию. Векторы k отмеченных точек слабо меняются при изменении потенциала, поэтому их экспериментальное положение (выделенные точки) получено трансляцией по оси энергий.

Некоторые критические точки ЗС (в нашем случае это E и F) расположены на линии симметрии ЗБ. Пересечение этой линии с направлением $k_{\parallel} = K_{\parallel} + g$ однозначно локализует критическую точку в k -пространстве. При изменении угла падения (и K_{\parallel}) она перемещается вдоль линии симметрии, что позволяет с помощью описанного выше алгоритма полностью найти соответствующую дисперсионную ветвь.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Бажанова Н. П., Кораблев В. В., Кудинов Ю. А. // Актуальные вопросы вторично-эмиссионной спектроскопии. Л., ЛПИ, 1985. 65 с.
- [2] Capart G. // Surf. Sci. 1969. V. 13. N 2. P. 361—376.
- [3] Jaklevic R. C., Davis L. C. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 10. P. 5391—5397.
- [4] Комолов С. А., Штанько А. В., Строков В. Н., Шалаев М. А. // Вестник ЛГУ, сер. 4. 1986. N 4. С. 88—90.
- [5] Строков В. Н., Комолов С. А. // Вестник ЛГУ, сер. 4. 1989. N 4. С. 81—86.
- [6] Строков В. Н. // Автореф. канд. дисс. Л., 1989.

Ленинградский электротехнический институт
им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
23 мая 1990 г.

© Физика твердого тела, том 32, № 11, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 11, 1990

ЭФФЕКТИВНЫЕ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ НЕПРОВОДЯЩИХ СВЕРХРЕШЕТОК

А. В. Вакуленко, Л. А. Чернозатонский

При описании волновых процессов в сверхрешетках (СР) нередко оказывается, что длины рассматриваемых волн значительно превышают период D СР. В этом случае удобно трактовать СР как эффективно однородную среду, описываемую эффективными параметрами, представляющими собой определенные комбинации параметров, образующих СР материалов. Такой подход восходит к работам [1, 2], где рассматривалась слоисто-периодическая среда с изотропными слоями. В последние годы в [3-6] получены общие выражения, позволяющие определять компоненты упругого, диэлектрического, фотоупругого и пьезоэлектрического тензоров эффективной среды при произвольной кристаллографической симметрии слоев СР. В настоящей работе в аналогичном длинноволновом пределе найдены компоненты электрооптического (ЭО) тензора, описывающие модуляцию диэлектрической проницаемости эффективной среды электрическим полем.

Рассмотрим СР, образованную периодическим чередованием слоев двух материалов с компонентами диэлектрического и ЭО тензоров соответственно ϵ_{ij} , r_{ijs} и ϵ'_{ij} , r'_{ijs} . Как известно, в однородной среде $\Delta \epsilon_{ij}^{-1} = r_{ijc} E_s'$, где E_s — вектор напряженности электрического поля. Отсюда можно получить, предполагая тензор ϵ_{ij} приведенным к главным осям, выражение

$$\Delta \epsilon_{ij} = -\epsilon_{(ii)} \epsilon_{(jj)} r_{(ij)s} E_s, \quad (1)$$

где по взятым в скобки индексам не производится суммирование. В длинноволновом пределе, когда изменение электрического поля на длинах порядка толщины слоя незначительно, СР ведет себя как однородная среда, и для этой эффективной среды

$$\Delta \epsilon_{ij}^e = -\epsilon_{(ii)}^e \epsilon_{(jj)}^e r_{(ij)s}^e E_s, \quad (2)$$

где индекс «e» указывает на отношение данных величин к эффективной среде. Используя полученные в [4] формулы, связывающие ϵ_{ij}^e с ϵ_{ij} , ϵ'_{ij} , можно записать

$$K_{(ij)}^e r_{(ij)s}^e (dE_s + d'E_s') = dK_{(ij)} r_{(ij)s} E_s + d'K'_{(ij)} r'_{(ij)s} E_s', \quad (3)$$

где $K_{ij} = \epsilon_{(ii)} \epsilon_{(jj)} \epsilon_{33}^{-n}$ и введены обозначения $n = \delta_{i3} + \delta_{j3}$, $d = h/D$, $d' = h'/D$; h , h' — толщины слоев.

Из уравнения (3) можно найти величины r_{ijs}^e , если исключить из него компоненты вектора электрического поля. Это можно сделать, используя прием, аналогичный применявшемуся в [5] при определении компонент тензора фотоупругих коэффициентов эффективной среды. Направим ось z перпендикулярно к границам раздела между слоями и запишем условия непрерывности для тангенциальных компонент напряженности и нормальной компоненты электрической индукции

$$E_1 = E_1', \quad E_2 = E_2', \quad D_3 = D_3'. \quad (4)$$

Последнее равенство можно переписать в виде $\epsilon_{33} E_3 = \epsilon'_{33} E_3'$. Тогда условия (4) дают связь между E_s и E_s' в виде $E_s = A_{sp} E_s'$, где матрица

$$A_{sp} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon'_{33}/\epsilon_{33} \end{vmatrix}. \quad (5)$$

Используя полученное соотношение и учитывая, что матрица A_{sp} диагональна, находим из (3)

$$r_{ijs}^e = [dK_{(ij)} r_{(ij)s} A_{(ss)} + d'K'_{(ij)} r'_{(ij)s}] [K_{(ij)} (dA_{(ss)} + d')]^{-1}. \quad (6)$$

Формула (6) не адекватна простому усреднению компонент тензора r_{ijs} по периоду СР, так как учитывает возможное отличие кристаллографической симметрии эффективной среды от симметрии образующих ее материалов. В связи с этим утверждением необходимо отметить, что понятие симметрии эффективной среды приобретает смысл лишь после того, как указано, какой именно физический процесс рассматривается. Так, для СР GaAs/GaP имеем $r_{41} = r_{52} = r_{63} = 4.5 \cdot 10^{-8}$ ед. СГСЭ, $r'_{41} = r'_{52} = r'_{63} = 3.2 \cdot 10^{-8}$ ед СГСЭ [7]. Тогда в соответствии с формулой (6) при $d = d' = 1/2$ получаем для эффективной среды $r_{41}^e = r_{52}^e = 3.94 \cdot 10^{-8}$, $r_{63}^e = 4.66 \cdot 10^{-8}$ ед. СГСЭ. Отсюда, в частности, видно, что некоторые компоненты ЭО тензора эффективной среды могут быть больше, чем в обоих исходных материалах. Структуры тензора r_{ijs}^e в данном случае соответствует среде с тетрагональной симметрией класса $\bar{4}2m$. В то же время для этой же среды тензоры s_{ijkl}^e [2] и p_{ijkl}^e [5] (упругих и фотоупругих коэффициентов) имеют структуру, соответствующую среде с гексагональной симметрией. Этот на первый взгляд парадоксальный результат становится более понятным, если учесть, что судить о симметрии эффективной среды можно лишь косвенным обра-

ом, на основании структуры характеризующих ее материальных тензоров. Однако, как следует из сказанного выше, тензоры эффективной среды различного порядка могут соответствовать различным симметриям. Это обстоятельство вызывает необходимость конкретизации рассматриваемого физического процесса при использовании понятия симметрии эффективной среды.

Отметим, что выражения (6) определяют также эффективные нелинейные восприимчивости χ_{ijs} , ответственные за генерацию второй оптической гармоники и эффект смещения частот в СР. Для них остаются в силе и соображения об особенностях симметрии эффективной среды.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Рытов С. М. // ЖЭТФ. 1955. Т. 29. N 5. С. 605—616.
- [2] Рытов С. М. // Акуст. журн. 1956. Т. 2. № 2. С. 71—83.
- [3] Grimsditch M., Nizzoli F. // Phys. Rev. 1986. V. B33. N 8. P. 5891—5892.
- [4] Rouhani B. D., Sapriel J. // Phys. Rev. 1986. V. B34. N 10. P. 7114—7117.
- [5] Вакуленко А. В., Чернозатонский Л. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 6. P. 1641—1645.
- [6] Аксакава Е., Farnell G. V. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 9. P. 4469—4473.
- [7] Нарасимхамурти Т. Фотоупругие и электрооптические свойства кристаллов, М.: Мир, 1984.

Институт химической физики
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
25 мая 1990 г.

Физика твердого тела, том 32, № 11, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 11, 1990

ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА В $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$ ОТ СОРТА И КОЛИЧЕСТВА ИЗОВАЛЕНТНОЙ ПРИМЕСИ

М. К. Житинская, С. А. Немов, Р. В. Парфеньев, Д. В. Шамшур

Легирование теллурида свинца таллием приводит к образованию квазилокальных примесных состояний на фоне разрешенного энергетического спектра валентной зоны [1]. При расположении уровня Ферми в пределах примесной полосы таллия в $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$ наблюдается объемная сверхпроводимость с критической температурой $T_c \sim 1.4$ К [1].

Опыты по дополнительному легированию теллурида свинца с примесью таллия электрически активной примесью (Na, Li, избыток Pb) показали, что примесные состояния Tl играют определяющую роль в возникновении сверхпроводящего состояния [1, 2]. Изучение сверхпроводящих свойств таких образцов показало, что наблюдается корреляция параметров сверхпроводящего перехода: T_c , $H_{c2}(0)$, $|\partial H_{c2}/\partial T|_{T \rightarrow T_c}$ (где H_{c2} — второе критическое магнитное поле), плотности состояний на уровне Ферми $N(0)$ и удельного сопротивления ρ_N в нормальном состоянии в зависимости от степени заполнения квазилокальных состояний дырками. При совпадении уровня Ферми с центром полосы Tl указанные величины максимальны.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования влияния изовалентного замещения атомов в металлической подрешетке $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$ на параметры сверхпроводящего перехода. Полученные результаты анализируются вместе с данными по изовалентному замещению атомов в подрешетке халькогена [3, 4] и атомов Pb на Sn [5]. Были исследованы твердые растворы типа $\text{Pb}_{1-x}\text{A}_x\text{Te}\langle\text{Tl}\rangle$ (A—Ge, Si) с фиксированным содержанием примеси таллия $N_{\text{Tl}}=2$ ат.%. Образцы