

УДК 537.312.62

## О ТРАНСФОРМАЦИИ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛА И СВЕРХПРОВОДНИКА

*В. И. Альшиц, В. Н. Любимов*

Акустическая волна, распространяющаяся в кристалле, обладающем пьезоэлектрическими и пьезомагнитными свойствами, при отражении от границы с твердым телом претерпевает трансформацию, зависящую от того, в каком состоянии находится прилегающая среда — диэлектрическом, нормальном металлическом или сверхпроводящем. Состояние прилегающей среды определяет также свойства поверхностных акустических волн, распространяющихся вдоль границы. Рассмотрение проведено для наиболее простых случаев, допускающих аналитическое исследование, когда пьезокристалл проявляет себя как поперечно-изотропная среда, а акустические волны являются поперечными. Изучена зависимость комплексного коэффициента отражения — его фазы и модуля — от состояния прилегающей к пьезокристаллу среды и ее материальных постоянных — диэлектрических и магнитных проницаемостей, упругих модулей и плотности. Показано, что поглощение несущественно влияет на фазу отраженного сигнала при скользящем контакте между средами, но может заметно сказываться в случае жесткого контакта. Результаты применимы также для случая контакта пьезокристалла со сверхпроводящими пленками на твердотельной подложке. Обсуждаются возможности использования рассмотренных эффектов для экспериментального определения относительного объема сверхпроводящей фазы.

Открытие высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1, 2] породило определенные надежды на эффективные применения их в технике. С этой точки зрения представляются перспективными, в частности, различные акустоэлектронные эффекты, возникающие при взаимодействии акустической волны со сверхпроводящей средой. Указанные эффекты могут быть использованы также для расширения арсенала средств оперативного исследования электрических и магнитных свойств ВТСП материалов. В зависимости от химического состава, реальной структуры, температуры, внешнего магнитного поля и других параметров такие материалы могут находиться в диэлектрическом, нормальном металлическом или сверхпроводящем состоянии. Представляет интерес рассмотреть круг явлений, основанных на чувствительности акустических характеристик пьезоэлектрических и пьезомагнитных кристаллов к электрическим и магнитным свойствам пограничной среды. В самом деле, электрические поля, возникающие в пьезоэлектрике при распространении в нем акустической волны, существенно деформируются при контакте с металлом за счет эффекта экранирования. Аналогично магнитные поля, возникающие в пьезомагнетике при распространении акустической волны, деформируются при контакте со сверхпроводником за счет выталкивания магнитного поля (эффекта Мейсснера). Другими словами, пьезоэлектрики «чувствуют» граничащий с ними металл, а пьезомагнетики — граничащий с ними сверхпроводник. В частности, коэффициент отражения акустической волны от границы пьезокристалла с ВТСП материалом несет информацию о состоянии этого вещества. Данное явление было описано нами в работе [3] для того простейшего случая, когда образец ВТСП представляет собой тонкую пленку, нанесенную на пьезокристалл. Настоящая работа обобщает результаты [3] на случай массивных сверхпроводников, дает анализ новых особенностей и проявлений акустических эффектов.

Ограничимся для простоты рассмотрением таких ситуаций, когда при отражении поляризация волн упругих смещений не меняется, а изменения касаются лишь фазы и амплитуды. Соответственно коэффициент отражения  $R$  — отношение скалярных амплитуд отраженной и падающей волн — скалярная комплексная величина, фаза и модуль которой несут необходимую для дальнейшего информацию. Для вычисления коэффициента  $R$  необходимо решить систему уравнений движения для векторов упругого смещения, электрического и магнитного полей (см. [3]) совместно с граничными условиями. На границе раздела сред непрерывны тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей, а также нормальные составляющие индукций. Упругие смещения и механические силы непрерывны при жестком контакте сред; при скользящем контакте непрерывны нормальные составляющие смещений и сил, в то время как тангенциальные составляющие сил равны нулю, а непрерывность тангенциальных составляющих смещений не требуется. Учтем также, что если ВТСП материал находится в металлическом состоянии, то электрическое поле в нем равно нулю; если же этот материал находится в сверхпроводящем состоянии, то в нем равна нулю магнитная индукция.

Для простоты будем рассматривать далее лишь такие пьезокристаллы, которые проявляют себя как поперечно-изотропные среды (сюда относятся, в частности, пьезокерамические материалы).

Пусть далее плоская граница ВТСП материала и пьезокристалла параллельна его главной оси симметрии, а плоскость падения перпендикулярна этой оси. В плоскости падения направим ось  $x$  перпендикулярно границе раздела в глубь пьезокристалла, а ось  $y$  — вдоль границы раздела.

Отметим, что все участвующие в отражении волны упругого смещения — падающая, отраженная и преломленная — являются поперечными, поляризованными одинаково — перпендикулярно плоскости падения. Скорость рассматриваемых акустических волн в пьезокристалле  $(\bar{c}_{44}/\rho)^{1/2}$ , где  $\bar{c}_{44} = c_{44} + 4\pi(e_{15}^2\mu_1 + m_{15}^2\varepsilon_1)/\varepsilon_1\mu_1$ , определяется упругой постоянной  $c_{44}$  (при нулевых электрических и магнитных полях), пьезоэлектрическим  $e_{15}$  и пьезомагнитным  $m_{15}$  модулями, диэлектрической  $\varepsilon_1$  и магнитной  $\mu_1$  проницаемостями, а также плотностью  $\rho$ . Эти и ряд других материальных постоянных войдут далее в выражение для коэффициента отражения  $R$ , зависящего от фазового состояния ВТСП вещества, материальные постоянные которого будем отмечать штрихами: это компоненты тензоров  $\hat{\varepsilon}'$ ,  $\hat{\mu}'$ ,  $\hat{c}'$  и плотность  $\rho'$  (считаем, что пьезосвойствами ВТСП материал не обладает). Очевидно, что коэффициент  $R$  зависит также от угла, под которым волна падает на границу  $\alpha = -\arctg(k_1/k_2)$  ( $k_j$  — волновой вектор падающей волны).

### С к о л ь з я щ и й к о н т а к т м е ж д у с р е д а м и

Если среды могут механически свободно скользить относительно друг друга, то при распространении в пьезокристалле сдвиговой акустической волны с вектором смещения, параллельным границе раздела, механическое возмущение в прилегающую среду не передается, в ней могут возникать лишь неоднородные волны электрического и магнитного полей. Акустическая связь между средами осуществляется лишь за счет электрических и магнитных свойств. В этом случае, как можно показать, коэффициент отражения  $R$  определяется выражениями

$$R = \exp(i\delta), \quad \delta = 2 \arctg(x \operatorname{ctg} \alpha), \quad (1)$$

где

$$x = x_d = [(e_{15}'^2\varepsilon' - e_{14}\varepsilon_1)\mu_1/(\varepsilon_1 + \varepsilon') + (m_{15}'^2\mu' - m_{14}\mu_1)\varepsilon_1/(\mu_1 + \mu')] \eta^2, \quad (2)$$

$$\eta^2 = 4\pi/\bar{c}_{44}\varepsilon_1\mu_1.$$

Здесь  $\varepsilon' = (\varepsilon_{11}'\varepsilon_{22}' - \varepsilon_{12}'^2)^{1/2}$ ,  $\mu' = (\mu_{11}'\mu_{22}' - \mu_{12}'^2)^{1/2}$  — «действующие» диэлектрическая и магнитная проницаемости ВТСП материала.

Соотношения (1), (2) относятся к тому общему случаю, когда ВТСП материал находится в диэлектрическом ( $d$ ) состоянии. Если же этот материал находится в нормальном металлическом ( $m$ ) состоянии, то, полагая  $\varepsilon' = \infty$ , из (2) получаем

$$\kappa = \kappa_m = [\varepsilon_{15}^2 \mu_1 + (m_{15}^2 \mu' - m_{14}^2 \mu_1) \varepsilon_1 (\mu_1 + \mu')] \eta^2. \quad (3)$$

Наконец, для сверхпроводящего ( $s$ ) состояния, когда  $\varepsilon' = \infty$ , а  $\mu' = 0$ , из (2) и (3) имеем

$$\kappa = \kappa_s = (\varepsilon_{15}^2 \mu_1 - m_{14}^2 \varepsilon_1) \eta^2. \quad (4)$$

Как вытекает из соотношений (2)—(4), коэффициенты электромеханической и магнитомеханической связи  $\kappa$  существенно зависят от состояния ВТСП материала. Отметим, что изменения  $\kappa$  при изменении фазового состояния ВТСП материала являются знакоопределенными

$$\kappa_m - \kappa_d = (\varepsilon_{14}^2 + \varepsilon_{15}^2) [\varepsilon_1 \mu_1 / (\varepsilon_1 + \varepsilon')] \eta^2 \geq 0, \quad (5)$$

$$\kappa_m - \kappa_s = (m_{14}^2 + m_{15}^2) [\varepsilon_1 \mu' / (\varepsilon_1 + \varepsilon')] \eta^2 \geq 0. \quad (6)$$

Соотношения (1)—(6) справедливы для общего случая, когда пьезокристалл является одновременно пьезоэлектриком и пьезомагнетиком. Для частных случаев пьезоэлектриков (без пьезомагнетизма) и пьезомагнетиков (без пьезоэлектричества) соотношения (2)—(6) очевидным образом упрощаются.

Фазовый сдвиг  $\delta$  (1) отраженной волны относительно падающей — функция коэффициентов  $\kappa$ , «чувствующих» состояние ВТСП материала. Соотношения (1) совпали с соответствующими выражениями работы [3], и потому проведенный там анализ зависимости  $\delta$  от параметров  $\kappa$  и  $\alpha$  сохраняет свою силу и в рассматриваемом случае (см. рисунки, приведенные в [3]). В то же время выражения для  $\kappa$  (2)—(6) отличаются от соответствующих формул работы [3] за счет отличия от единицы проницаемостей  $\varepsilon'$  и  $\mu'$ . Измеряя значение  $\delta$  при фиксированном угле  $\alpha$ , можно найти величину коэффициента  $\kappa$ , а затем, используя соотношения (2)—(6), установить, каким именно является состояние ВТСП материала. При этом следует иметь в виду, что отождествление найденных значений  $\kappa$  соответствующими выражениями (2)—(6) возможно лишь, если известны входящие в эти соотношения материальные постоянные.

Особенно четко фиксируется фазовый сдвиг в случае пьезоэлектриков, у которых  $\varepsilon_{15} = 0$ , и в случае пьезомагнетиков, у которых  $m_{14} = 0$ . В первом случае — при возникновении металлического и, в частности, сверхпроводящего состояния  $\kappa_m = \kappa_s = 0$ ; во втором случае — при возникновении сверхпроводящего состояния  $\kappa_s = 0$ . В этих случаях фазовый сдвиг  $\delta$  строго обращается в нуль при любом угле  $\alpha$ .

На состояние ВТСП среды реагируют также поверхностные акустические волны, распространяющиеся вдоль границы раздела. Для рассматриваемых сред можно убедиться, что вдоль направления  $y$  распространяется поверхностная поперечная волна типа Блюстейна—Гуляева [3, 4], если выполнено условие  $\kappa > 0$ , где величина  $\kappa$  определена приведенными выше соотношениями (2)—(6). При этом оказывается, что параметр  $\kappa$  — безразмерная обратная глубина проникновения поверхностной волны в пьезокристалл. Если же  $\kappa = 0$ , то вдоль границы распространяется объемная волна.

### М е х а н и ч е с к и ж е с т к и й к о н т а к т м е ж д у с р е д а м и

В этом случае и в ВТСП материале распространяются волны упругого смещения — однородные (объемные) или неоднородные. Рассмотрим тот случай, когда через границу проходит только одна волна упругого смеще-

ния с такой же поляризацией, как и у соответствующих волн в пьезокристалле. Это имеет место, например, если плоскость  $xu$  является плоскостью упругой симметрии ВТСП материала и, в частности, если этот материал изотропен. Предполагая последнее, отметим, что в расчет войдут две новые акустические характеристики ВТСП материала — упругая постоянная  $c'_{44}$  и плотность  $\rho'$ .

Для коэффициента отражения теперь справедливо выражение

$$R = (\operatorname{tg} \alpha - qC + ix) / (\operatorname{tg} \alpha + qC - ix), \quad (7)$$

более общее, чем в предыдущем случае. В (7)

$$q = \begin{cases} (P/C \cos^2 \alpha - 1)^{1/2}, & q^2 \geq 0, \\ i(1 - P/C \cos^2 \alpha)^{1/2}, & q^2 < 0. \end{cases}$$

$$C \equiv c'_{44}/\bar{c}_{44}, \quad P = \rho'/\rho. \quad (8)$$

Здесь величина  $q$  определена таким образом, что произведение  $-qk_z$  имеет смысл перпендикулярной границе составляющей волнового вектора преломленной волны упругого смещения.

Прошедшая через границу волна смещений является однородной ( $q^2 \geq 0$ ) во всех случаях, кроме ситуации, определяемой двумя условиями  $P/C < 1$  и  $\alpha < \alpha_c = \arccos (P/C)^{1/2}$ , когда волна неоднородна ( $q^2 < 0$ ), что отвечает полному внутреннему отражению. При таком отражении  $|R| = 1$  и состояние ВТСП материала сказывается лишь на зависимости фазового сдвига от коэффициента  $x$ , как в случае скользящего контакта между средами. Для  $\delta$  остается справедливым прежнее выражение (1), в котором следует лишь заменить  $x$  на  $x - |q|C$ . В условиях, когда нет полного внутреннего отражения, фазовое состояние ВТСП среды влияет как на фазу, так и на модуль коэффициента отражения. Так, для угла  $\alpha = \alpha_0$ , при котором  $\operatorname{tg} \alpha - qC = 0$ , из соотношения (7) имеем

$$R = x(-x + 2i \operatorname{tg} \alpha_0) / (4 \operatorname{tg}^2 \alpha_0 + x^2). \quad (9)$$

Угол  $\alpha_0$ , при котором справедливо соотношение (9), определяется выражением

$$\alpha_0 = \arctg [C(C - P)/(CP - 1)]^{1/2}. \quad (10)$$

Как видно из (9), при  $x=0$  имеет место полное прохождение упругой волны в ВТСП материал, а отраженная волна отсутствует,  $R=0$ . При  $x \neq 0$  и углах  $\alpha$ , лежащих вблизи  $\alpha_0$ , коэффициент  $R$  существенно определяется величиной  $x$ . Таким образом, интенсивность отражения выступает здесь как непосредственный индикатор фазового состояния ВТСП материала. Рассмотренный случай реализуется не при любых соотношениях материальных констант пьезокристалла и прилегающей среды. Он возможен лишь при таких константах, когда подкоренное выражение в формуле (10) неотрицательно. Однако при  $P \equiv 1$ , когда плотности сред одинаковы, угол  $\alpha_0 = \arctg C^{1/2}$  всегда существует.

### Пленочные образцы ВТСП на подложке

В работе [3] уже рассматривался весь обсуждаемый здесь комплекс вопросов для тонкопленочных образцов ВТСП, нанесенных непосредственно на пьезокристалл. Однако в качестве подложки для пленки может быть и твердое тело, не обладающее пьезосвойствами. Приведя плоскую поверхность пьезокристалла в контакт с пленкой на твердотельной подложке, можно получить все рассмотренные выше эффекты, по-прежнему описываемые соотношениями (1)–(10). Следует только иметь в виду, что индексы « $d$ », « $m$ » и « $s$ » у коэффициентов  $x$  соответствуют состоянию пленки, а все штрихованные материальные постоянные являются характеристиками подложки. В частности, если подложка отсутствует, а слой нанесен на пьезокристалл и граничит с вакуумом, то  $\epsilon' = \mu' = 1$ ,  $c'_{44} = \rho' = 0$ , а это непосредственно приводит к результатам работы [3].

Сверхпроводящая фаза в поликристаллических ВТСП материалах обычно занимает не весь объем образца. Сходная ситуация имеет место и для смешанного состояния в сверхпроводниках, когда в них существуют области (домены) сверхпроводящей и несверхпроводящей фаз, концентрация которых зависит от внешнего магнитного поля и температуры. Вследствие этого эффективная магнитная проницаемость образца  $\mu'$  по отношению к магнитостатическим волнам с длиной, значительно превышающей размеры магнитных неоднородностей, не обращается в нуль и является характеристикой относительного объема сверхпроводящей фазы [5]. В таком случае выражение для  $\chi$ , (4) относится к тому предельному случаю, когда сверхпроводящая фаза охватывает весь объем образца. Если же этот случай не реализуется, то вместо выражения (4) следует пользоваться более общим соотношением для  $\chi = \chi_m$  (3), охватывающим случай  $\mu' \neq 0$ . По заданному значению  $\chi_m$ , полученному каким-либо из описанных выше способов, используя соотношение (3), можно определить величину  $\mu'$

$$\mu' = \mu_1 \frac{(m_{14}^2 \epsilon_1 - e_{15}^2 \mu_1) \eta^2 + \chi_m}{(m_{15}^2 \epsilon_1 + e_{15} \mu_1) \eta^2 - \chi_m} \quad (11)$$

Для осуществления этой процедуры необходим пьезокристалл, обязательно обладающий пьезомагнитными свойствами.

В работе [5] рассматривалась проблема определения эффективной магнитной проницаемости бинарного композиционного материала, представляющего собой несверхпроводящую матрицу с внедренными в нее сверхпроводящими включениями. При ряде упрощающих предположений о геометрии и распределении включений можно получить следующее соотношение для относительного объема сверхпроводящей фазы:

$$V_s/V = 1 - (\mu'/\mu_0)^{1/2} \quad (12)$$

Проницаемости  $\mu_0'$  (при  $V_s=0$ ) и  $\mu'$  (при  $V_s \neq 0$ ) можно найти, используя выражение (11). Фактически искомая концентрация (12) определяется из результатов измерения  $\chi = \chi_m(\mu_0')$  для металлического состояния и  $\chi = \chi_m(\mu')$  для смешанного состояния ВТСП образца.

### О в л и я н и и п о г л о щ е н и я

ВТСП материалы, обладающие обычно большой плотностью дефектов, зернистостью и пористостью, как правило, должны проявлять удельное акустическое поглощение, много большее, чем поглощение в пьезокристаллах. Однако в керамических пьезоматериалах в определенном диапазоне длин волн ослабление сигнала также может быть существенным. При этом, очевидно, материальные постоянные становятся комплексными. В то же время в конкретной схеме скользящего контакта между массивным ВТСП образцом и пьезокристаллом, а также для пленочных образцов (см. выше) поглощение должно пренебрежимо мало повлиять на результаты: фазовый сдвиг  $\delta$  практически нечувствителен к поглощению, хотя естественное ослабление интенсивности волн по мере их распространения, конечно, сохраняется. Это обусловлено тем, что комплексные материальные постоянные определяют величину  $\delta$  через малый параметр  $\chi$ , превращая его в комплексную величину. С учетом поглощения вместо соотношения (1) для  $\delta$  имеем более общее выражение

$$\operatorname{tg} \delta = 2 (\operatorname{Re} \chi) \operatorname{ctg} \alpha / (1 - |\chi|^2 \operatorname{ctg}^2 \alpha) \quad (13)$$

По сравнению с соотношением (1) формула (13) дает отличие в величине  $\delta$  в членах третьего порядка малости  $\sim (\operatorname{Im} \chi)^2 \operatorname{Re} \chi$ . С другой стороны, в случае жесткого контакта между средами поглощение может существенно повлиять на рассматриваемые эффекты.

Для оценки порядка величин обсуждаемых эффектов отметим, что значения коэффициентов электромеханической связи для ряда пьезоэлектриков могут достигать значений  $\kappa \geq 0.1$  [6]. К таким же значениям приближаются коэффициенты магнитомеханической связи пьезомагнетиков [7-9]. При этом численные оценки величины фазового сдвига  $\delta$  на основе соотношения (1) показывают, что при угле  $\alpha$ , который образует падающая волна с границей раздела, таком, что  $\alpha \approx \kappa$ , фазовый сдвиг оказывается достаточно большим по порядку величины  $|\delta| \approx \pi/2$ , а это облегчает его экспериментальную фиксацию. При меньших углах  $\alpha \ll \kappa$  величина  $\delta$  становится еще больше [3].

Говоря об оптимальных условиях наблюдения и использования обсуждавшихся эффектов, следует иметь в виду, что указанные явления должны иметь место для пьезокристаллов любой симметрии (необязательно поперечно-изотропных [3]). При этом одним из наиболее важных условий оптимизации является выбор направлений распространения в пьезокристалле, которым отвечают максимальные амплитуды магнитных и электрических полей, поскольку именно они являются индикаторами изменения соответствующих граничных условий. В связи с этим возникает проблема изучения особых направлений в пьезокристаллах, которым отвечают экстремальные значения электрических и магнитных компонент акустических волн.

Возможность управления фазовым состоянием ВТСП материала с помощью электрического тока, магнитного поля и т. д. открывает перспективы использования рассмотренных эффектов в акустоэлектронике. Отмеченные закономерности трансформации акустической волны на границе ВТСП материала могут также послужить основой для расширения методической базы исследования новых сверхпроводников.

#### Список литературы

- [1] Беднорц И. Г., Мюллер К. А. // УФН. 1988. Т. 156. № 2. С. 323—346.
- [2] Горьков Л. П., Копнин Н. Б. // УФН. 1988. Т. 156. № 1. С. 117—135.
- [3] Альшиц В. И., Любимов В. Н. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 3. С. 181—188.
- [4] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
- [5] Monecke J. // Phys. St. Sol. (b). 1987. V. 143. N 1. P. K43—K45.
- [6] Блистанов А. А., Бондаренко В. С., Переломова Н. В. и др. Акустические кристаллы. Справочник / Под ред. М. П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.
- [7] Боровик-Романов А. С. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. № 4. С. 1088—1098.
- [8] Сыркин Л. Н. Пьезомагнитная керамика. Л.: Энергия, 1980. 208 с.
- [9] Gulayev Yu. V., Kuzavko Yu. A., Oleinik I. N., Shavrov V. G. // Acta Phys. Polon. 1985. V. A68. N 2. P. 289—292.

Институт кристаллографии  
им. А. В. Шубникова  
АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
21 февраля 1989 г.  
В окончательной редакции  
3 июля 1989 г.