

- [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 оксидов 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

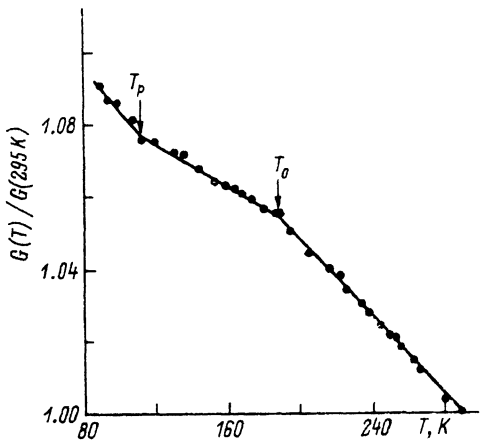


Рис. 1. Обобщенная схема магнетронного распылительного устройства с композитной мишенью.

1 — керамическая таблетка, 2 — пластины из допирующего материала, 3 — подложка.

0.2 мм устанавливались на мишени в зоне распыления через  $120^\circ$ . Подложками служили монокристаллы  $\text{MgO}$  ориентации (100), подвергнутые химико-механической полировке. Подложки обычно имели размеры  $7 \times 7 \times 0.5$  мм. Их крепили в нагреваемом держателе, температура которого составляла приблизительно  $700^\circ\text{C}$ , на расстоянии 25 мм от мишени над ее центром. Распыление проводилось в атмосфере 10%  $\text{O}_2$  и 90%  $\text{Ar}$  при общем

давлении  $1.5 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст. Рабочий режим: потенциал на катоде 180 В, ток 400 мА, скорость распыления  $1 \text{ \AA}/\text{с}$ . После распыления температура снижалась до  $450^\circ\text{C}$ , подложка выдерживалась при этой температуре в течение 15 мин в атмосфере кислорода при 1 атм и затем охлаждалась до комнатной температуры.

Для сравнения характеристик пленок, полученных по описываемому способу, были выращены ВТСП-пленки по обычной технологии при распылении керамических мишеней  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$ , где  $x = 1, 2, 3$  и 5%, допирующий элемент в которые был введен в виде порошка  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  еще в процессе синтеза.

Полученные как из композитных, так и из керамических мишеней пленки имели состав  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$ , где  $x = 1, 2, 3$  и 5%, и толщину 1200  $\text{ \AA}$ . Температурные зависимости сопротивления определялись по четырехзондовому методу. По мере повышения концентрации железа критическая температура перехода смещалась в сторону низких температур.

$x, \%$	1	2	3	5
$T_c, \text{K}$	$90 \pm 1$	$83 \pm 2$	$75 \pm 2$	$57 \pm 6$

Как видно из приведенных данных, начало перехода в сверхпроводящую фазу и ее окончание согласуются с данными [5-7] для соответствующего содержания допирующего элемента. Рентгеновская дифрактометрия показала, что ось  $c$  для всех пленок перпендикулярна плоскости поверхности подложки.

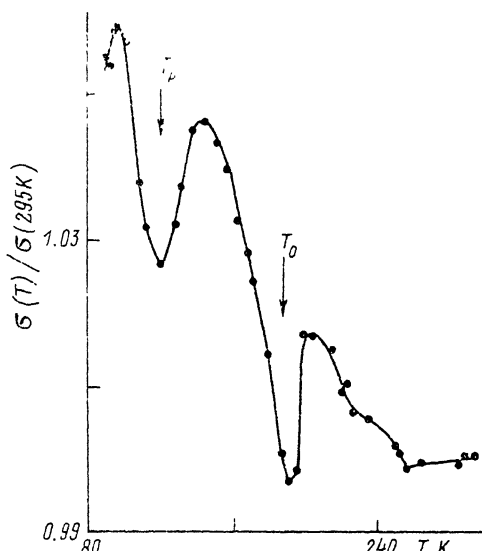
Для исследования пленок применялась также мессбауэровская спектроскопия (МС). Были сняты мессбауэровские спектры ВТСП-пленок, полученных как из композитных, так и керамических мишеней, а также спектры самих керамических мишеней, допированных в процессе их спекания. При мессбауэровских исследованиях керамических мишеней из них приготавливали поглотители, и спектры получали традиционным методом МС с регистрацией гамма-излучения в геометрии пропускания их через поглотитель (ТМС). Однако этот метод неприменим для исследований тонких пленок. В этом случае использовался метод МС с регистрацией конверсионных и Оже-электронов в геометрии обратного рассеяния (КЭМС). ТМС и КЭМС спектры, полученные на пленках и порошках с различным содержанием ионов железа, приведены на рис. 2. Наблюдаемые спектры ВТСП-керамик и пленок аналогичны спектрам, опубликованным в работах [5-7]. Экспериментальные спектры ВТСП-пленок, распыленных из допированной ке-

Рис. 2. Мессбауэровские спектры  $YBa_2(Cu_{1-x}Fe_x)_3O_{7-\delta}$  с различным значением  $x$ , полученные методом ТМС керамических образцов (нижний ряд) и методом КЭМС тонких пленок (верхний ряд).

1 —  $x = 1$ , 2 — 2, 3 — 3, 4 — 5%.

рамической мишени, идентичны спектрам пленок, осажденных из композитной мишени (рис. 2).

Полученные спектры были обработаны на ЭВМ с использованием модели, согласно которой ионы железа замещают ионы меди в трех различных положениях. Соответственно, разложение проводилось на три квадрупольных дублета. При обработке спектров какие-либо ограничения на ширины и интенсивности линий не накладывались, за исключением того, что в дублетах ширины линий приравнявались



попарно. Результаты обработки показали, что трех дублетов вполне достаточно для удовлетворительного соответствия экспериментальных и теоретических спектров, что согласуется также и с данными работ [2, 3, 6-8]. Из рис. 2 видно, что линии ТМС и КЭМС спектров керамических и пленочных образцов соответственно совпадают по положениям, но различаются по относительным интенсивностям. Различие интенсивностей вызвано тем, что пленки содержат  $c$ -текстуру, тогда как поликристаллические поглотители, изготовленные из керамических таблеток, состоят из кристаллитов, ориентированных в пространстве хаотично [9].

Вероятности эффекта Мессбауэра, полученные для каждого состава, приведены на рис. 2. Видно, что по мере повышения содержания железа в пленке вероятность эффекта Мессбауэра растет. Для получения количественных данных, связывающих величину содержания железа в составе и вероятность эффекта Мессбауэра, требуются дальнейшие исследования.

Таким образом, методом магнетронного распыления одной композитной мишени получены ВТСП-пленки с различным содержанием допирующего элемента. Этот способ значительно упрощает технологический процесс, поскольку для получения пленок с различной степенью допирования или новым допирующим элементом отпадает необходимость синтеза соответствующих мишеней. Мессбауэровские исследования позволили провести качественные и количественные сравнения пленок, полученных из композитных и допированных мишеней, а также самих допированных мишеней.

Авторы признательны В. Ю. Давыдову за помощь в отработке технологии получения исследованных в работе пленок.

#### Список литературы

- [1] Лабунов В. А., Борисенко В. Е., Воеводов В. Е., Гриньковский В. В. // Зарубежная электронная техника. 1989. В. 38. С. 3—57.
- [2] Григорьев Г. Ю. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 4. С. 1761—1794.
- [3] Стукан Р. А., Макаров Е. Ф. // Хим. Физика. 1990. Т. 9. В. 1. С. 23—49.
- [4] Зубов И. В. // Обзоры по ВТСП. М., 1990. В. 1. С. 105—121.
- [5] Dengler J., Ritter G., Saeman-Ischenko G., Roas B. et al. // Physica C. 1989. V. 162—164. P. 1297—1298.
- [6] Dengler J., Ritter G., Saeman-Ischenko G., Roas B. et al. // Hyperfine Interac. 1990. V. 55. P. 1267—1272.

- [7] Nasu S., Katagawa H., Oda Y. et al. // *Physica B*. 1987. V. 148. N 1—3. P. 484—487.  
 [8] Dorman J. L., Sayuori S., Bhandage G. I. et al. // *Physica C*. 1989. V. 162—164. P. 570—571.  
 [9] Химические применения мессбауэровской спектроскопии // Под ред. В. И. Гольданского. М.: Мир, 1970. 502 с.

Физико-технический институт  
 им. А. Ф. Иоффе РАН  
 Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
 15 апреля 1992 г.

УДК 537.226

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

## ДВУХФОНОННОЕ РЕЗОНАНСНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В КВАНТОВОЙ ЯМЕ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ РАВЕНСТВЕ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК

*Л. И. Коровин, С. Т. Павлов, Б. Э. Эшпулатов*

В квантовой яме, перпендикулярно плоскости которой приложено сильное магнитное поле  $H$ , уровни энергии электронов ( $e$ ) и дырок ( $h$ ) дискретны и зависят от квантовых чисел размерного квантования  $N_e(N_h)$  и Ландау  $n_e(n_h)$ . Двухфоновное резонансное комбинационное рассеяние света (ДРКРС) в квазидвумерной системе, коей является квантовая яма, отличается рядом особенностей по сравнению с рассеянием в массивном образце [1, 2]. Во-первых, понижение размерности системы приводит к резкому усилению рассеяния [3]. Во-вторых, взаимодействие (фрелиховское) с  $LO$ -фононами радикально изменяет спектр системы, что выражается в появлении нескольких близко расположенных пиков, интенсивность которых сложным образом зависит от величины магнитного поля и частоты возбуждающего света  $\omega_l$ . В [4] исследовано ДРКРС в случае  $m_h \gg m_e$  (приближение тяжелой дырки).

В последнее время привлекают интерес полупроводниковые соединения типа  $A^3B^5$  (InBr, InI), в которых наблюдалось наиболее сильное МРКРС по сравнению с другими полупроводниками [5, 6]. Поскольку в этих материалах эффективные массы электрона и дырки близки друг к другу, то становится актуальным вопрос о спектре МРКРС в случае равных масс  $m_e = m_h$ . Ниже изложены результаты теоретического исследования ДРКРС в прямоугольной потенциальной яме с бесконечно высокими барьерами в сильном магнитном поле  $H$  при выполнении условия  $m_e = m_h = m$ . Если

$$\omega_c = \omega_{LO} \quad (1)$$

( $\omega_c$  — циклотронная частота,  $\omega_{LO}$  — частота  $LO$ -фонона), то рассеяние происходит следующим образом (см. вставку  $a$  на рисунке). В результате поглощения возбуждающего света частоты

$$\omega_l = \omega_g + 2\omega_1 + 3\omega_c, \quad \omega_c = \omega_{LO} \quad (2)$$

рождаются электрон и дырка соответственно на уровнях  $n_e = 1$ ,  $n_h = 1$ . Здесь  $E_g = \hbar\omega_g$  — ширина запрещенной энергетической зоны. Предполагается, что частота размерного квантования  $\omega_1 = \pi^2 \hbar / md^2 > \omega_c = eH/mc$  ( $d$  — ширина ямы) и задействованы только уровни  $N_e = N_h = 1$ . Затем электрон и дырка испускают по одному  $LO$ -фонону и аннигилируют прямым образом с уровнями  $n_e = n_h = 0$ , испуская рассеянный свет. Все переходы здесь являются реальными, что обеспечивает