

- [4] Зюзин А.М., Куделькин Н.И., Рандошкин В.В., Телеснин Р.В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 3. С. 177-181.
 [5] Дудоров В.Н., Рандошкин В.В., Телеснин Р.В. // УФН. 1977. Т. 122. № 2. С. 253-294.
 [6] Дудоров В.Н., Милль Б.В., Телеснин Р.В. // ПТЭ. 1974. № 2. С. 245-247.
 [7] Телеснин Р.В., Дудоров В.Н. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1974. Т. 38. № 11. С. 2475-2478.
 [8] Телеснин Р.В., Козлов В.Н., Дудоров В.Н. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 8. С. 3531-3534.

Мордовский государственный университет
 им. Н.П.Огарева
 Институт общей физики РАН
 Совместная хозрасчетная лаборатория
 «Магнитооптоэлектроника»
 Саранск

Поступило в Редакцию
 6 января 1994 г.

УДК 537.312.8

© Физика твердого тела, том 36, № 6, 1994
 Solid State Physics, vol. 36, N 6, 1994

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ИЗ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ В МИЛЛИМЕТРОВОМ РАДИОДИАПАЗОНЕ

Е.М.Ганопольский, А.В.Полев, И.Н.Чуканова

Ранее в ряде работ [1-5] было изучено поверхностное сопротивление R_s пленок из различных материалов с высокотемпературной сверхпроводимостью (ВТСП), в частности из $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, в слабых электромагнитных полях, сантиметрового и миллиметрового радиодиапазонов. Эти исследования линейных электромагнитных свойств ВТСП-пленок имели в основном прикладную направленность и преследовали цель создания различных СВЧ-элементов — резонаторов, фильтров, линий задержки и т.п., которые по своим параметрам превосходят аналогичные элементы, использующие медные проводники. Поэтому основное внимание в них было уделено выяснению возможности получения остаточного поверхностного сопротивления $R_s \ll R_c$, где R_c — поверхностное сопротивление меди при температурах $T < T_c$, T_c — температура сверхпроводящего перехода. В противоположность линейным нелинейные электромагнитные свойства ВТСП-пленок на СВЧ, которые проявляются при достаточно сильных магнитных СВЧ полях, изучены крайне слабо. В то же время изучение таких свойств дает возможность построить реалистическую физическую модель ВТСП-пленки как объекта нелинейной электродинамики ВТСП-материалов.

Нелинейные свойства ВТСП-пленок наблюдаются в переменном магнитном поле СВЧ, амплитуда которого H_a имеет величину порядка первого критического магнитного поля H_{c1} , которое для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ составляет несколько сотен эрстед [6]. Трудности в реализации таких полей в сантиметровом и особенно в миллиметровом радиодиапазонах, по-видимому, являются одним из основных препятствий для систематического изучения нелинейных свойств ВТСП-материалов.

В работе описывается оригинальный метод исследования и результаты изучения нелинейных свойств эпитаксиальных пленок из

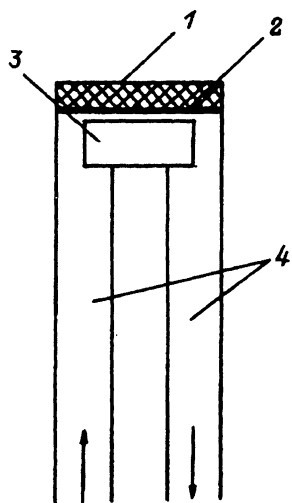


Рис. 1. «Щелевой» резонатор (схема).

1 — подложка из SrTiO_3 , 2 — ВТСП-пленка из $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, 3 — резонансный выступ, 4 — входной и выходной волноводы.

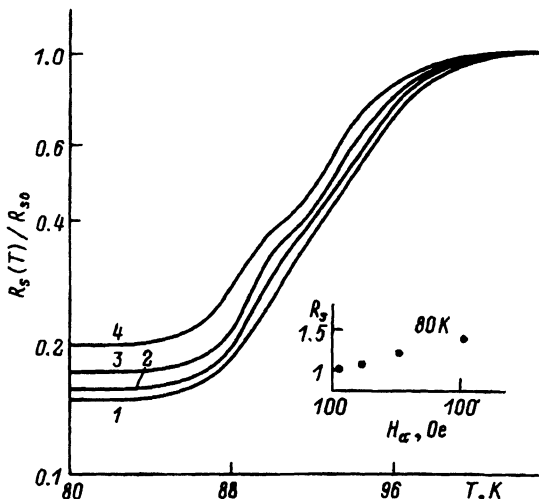


Рис. 2. Зависимость R_s от температуры и амплитуды магнитного поля СВЧ.

P_i (W), H_a (Oe): 1 — 1, 130; 2 — 3, 230; 3 — 10, 420; 4 — 31.5, 750.

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в 8-миллиметровом радиодиапазоне на частоте 36.7 GHz. В качестве образца для этих исследований использовалась ВТСП-пленка толщиной 0.3μ , нанесенная лазерным напылением [7] на подложку из SrTiO_3 . Основные параметры пленки: $T_c = 88.6$ K, температурная ширина перехода $\Delta T_c = 1.3$ K. Пленка имела хорошо выраженную эпителиальную структуру, соответствующую мозаичному кристаллу с углом разориентировки ВТСП-блоков, не превышающим 1° как по оси c , так и по осям a и b .

Для создания на поверхности ВТСП-пленки интенсивного магнитного поля СВЧ был применен предложенный ранее одним из авторов метод концентрации магнитного поля СВЧ в весьма малом объеме с помощью «щелевого» резонатора [8], который показал высокую эффективность в магнитной радиоспектроскопии. В данном случае исследования ВТСП-пленки «щелевой» резонатор, схематически показанных на рис. 1, был образован прямоугольным резонансным выступом с размерами $1.5 \times 4 \times 2.6$ mm, расположенными между торцами двух параллельных прямоугольных волноводов в поперечном сечении 5.2×2.6 mm, в которых в качестве соединительной стенки служила ВТСП-пленка. Электромагнитное поле СВЧ концентрировалось в узкой щели (отсюда «щелевой» резонатор) между ВТСП-пленкой и поверхностью резонансного выступа. Высота щели 30μ , а объем резонатора, в котором концентрировалось магнитное поле, $v_c = 10^{-4}$ см³. Резонатор был настроен на частоту 36.7 GHz и имел добротность $Q = 10$. Он обеспечивал получение над поверхностью ВТСП-пленки амплитуды магнитного поля H_a около 750 Oe при подводимой мощности $P_i = 31.5$ W. Значение H_a^2 на порядок превышает поле, которое можно получить при

той же входной мощности в обычных (прямоугольном или цилиндрическом) объемных резонаторах.

Измерения R_s при различных уровнях подводимой мощности производились в импульсном режиме для того, чтобы исключить непосредственное тепловое воздействие на пленку со стороны проходящей мощности СВЧ. Длительность импульса $0.06 \mu\text{s}$, частота повторения 250 Hz, а максимальная средняя мощность не превышала нескольких милливольт. Температура образца медленно (со скоростью 25 K/h) изменялась в интервале 150–80 K, соответствующем области ВТСП-перехода, а данные об изменении R_s в этом интервале автоматически регистрировались на самописце.

Результаты измерений R_s при различных значениях H_a в «щелевом» резонаторе показаны на рис. 2. Прежде всего следует отметить, что ширина ВТСП-перехода в миллиметровом радиодиапазоне на порядок превосходит ΔT_c на постоянном токе. Из рис. 2 видно также, что при используемых в измерениях магнитных полях СВЧ четко проявляются нелинейные электромагнитные свойства ВТСП-пленок. Интенсивное поле H_a оказывает существенное влияние на характер кривой $R_s(T)$ в области перехода: с увеличением H_a ширина кривой также заметно увеличивается. Кроме того, на ней появляются особенности в области перехода в виде уплощенных участков, которые в ростом H_a смещаются вместе с кривой $R_s(T)$ в сторону низких температур. При $T < 86$ K зависимость $R_s(T)$ выходит на плато, уровень которого определяется величиной H_a . Это показывает, что наблюдаемые нелинейные свойства ВТСП-пленки имеют в данном случае нетепловое происхождение и связаны, по-видимому, с увеличением микровольтовых потерь, обусловленных движением вихрей Абрикосова в сильных нестационарных полях СВЧ. Было установлено также, что зависимость $R_s(H_a)$ в области плато при $T = 80$ K близка к линейной (вставка к рис. 2), что согласуется с данными измерений ^[9,10] на более низких частотах и в меньшем интервале магнитных полей H_a .

Отметим, что, несмотря на то что переменное магнитное поле СВЧ на поверхности ВТСП-пленки превышает первое критическое магнитное поле, его воздействие не приводит к качественному изменению ее состояния при $T < T_c$. ВТСП не исчезает вплоть до полей $H_a = 750$ Oe.

Список литературы

- [1] Muller G., Klein N., Brust A., Chaloupka H., Hein M., Orbach S., Piel H. // J. Supercond. 1990. V. 3. P. 235–242.
- [2] Delayen J.R., Bohn C.L., Roche C.T. // J. Supercond. 1990. V. 3. P. 243–250.
- [3] Oates D.E., Anderson A.C., Mankiewich P.M. // J. Supercond. 1990. V. 3. P. 251–260.
- [4] Drabek L., Holczer K., Gruner G., Chang J., Scalapino D., Venkatesan T. // J. Supercond. 1990. V. 3. P. 317–322.
- [5] Hein M., Kraut S., Mahner E., Muller G., Opie D., Piel H., Ponto L., Wehler D., Becks M., Klein U., Peiniger M. // J. Supercond. 1990. V. 3. P. 323–329.
- [6] Вендик О.Г., Козырев А.Б., Самойлова Т.Б., Попов А.Ю. Высокотемпературная сверхпроводимость. Фундаментальные и прикладные аспекты. Л.: Машиностроение, 1990. 686 с.
- [7] Уоскин А.И., Чуканова И.Н. // Физика низких температур. 1992. Т. 18. С. 342–349.

- [8] Ганапольский Е.М., Чернец А.Н. // Радиофизика. 1963. Т. 6. С. 196–198.
 [9] Piel H., Muller G. // IREE Trans. Magn. 1991. V. 27. P. 854–862.
 [10] Oates D.E., Anderson A.C. // IREE Trans. Magn. 1991. V. 27. P. 867–871.

Институт радиофизики и электроники АН Украины
 Харьков
 Институт монокристаллов АН Украины
 Харьков

Поступило в Редакцию
 15 января 1994 г.

УДК 535.373

© Физика твердого тела, том 36, № 6, 1994
 Solid State Physics, vol. 36, N 6, 1994

ВОЗДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ОПТИЧЕСКОЕ ПРОПУСКАНИЕ ТОНКИХ КРИСТАЛЛОВ $\epsilon = \text{GaSe}$

*К.Р.Аллахвердиев, Н.А.Азмедов, Н.Б.Мустафаев,
 М.М.Тагиев, З.А.Ибрагимов*

Ширина запрещенной зоны слоистого $\epsilon = \text{GaSe}$ при комнатной температуре составляет $E = 2.020 \text{ eV}$. Для оптических спектров тонких кристаллов $\epsilon = \text{GaSe}$ (менее 100μ) характерна полоса поглощения прямых свободных экситонов при 2.001 eV , $T = 300 \text{ K}$. Просветление в полосе экситонного поглощения при взаимодействии импульсов длительностью $\tau = 7 \text{ ps}$ наблюдали авторы работы [1]. Природа осцилляций с периодом $T = 248 \text{ fs}$ на зависимостях оптического пропускания толстых кристаллов под воздействием лазерных импульсов объяснена в предположении когерентного возбуждения неполярных оптических фононов [2]. В настоящем сообщении приведены результаты экспериментов по воздействию лазерных импульсов с энергией $E = 1.97 \text{ eV}$, длительностью $\tau = 60 \text{ fs}$ на зависимости дифференциального пропускания кристаллов толщиной менее 20μ при комнатной температуре. Селенид галлия выращен в Институте физики АН Азербайджанской Республики методом Бриджмена. Эксперименты проведены К. Зайбертом в Институте полупроводниковой электроники Технического университета г. Аахене (Германия) с использованием методики возбуждение-проба [3]. Измерения проведены на свежесколотых пластинках, полученных расщеплением монокристаллических блоков непосредственно перед экспериментом. Зависимости пропускания кристалла толщиной $d = 10 \mu$ для различных плотностей возбуждения от времени выдержки между импульсами приведены на рис. 1; концентрации возбужденных пар, соответствующие плотностям накачки $F = 6$ (1) 30 (2), 60 GW/cm^2 (3), равны $N \simeq 1.4 \cdot 10^{17}$; $6.8 \cdot 10^{17}$ и $1.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Наиболее характерными особенностями зависимостей пропускания являются следующие: 1) воздействие плотностей возбуждения $F \geq 0.1 \text{ GW/cm}^2$ ($N \simeq 0.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) приводит к увеличению пропускания; 2) просветление наблюдается при положительных временах задержки до 250 fs ; 3) при плотностях $F \gtrsim 7 \text{ GW/cm}^2$ ($N \approx 1.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) наблюдается смена знака относительно пропускания, возрастающего по абсолютной величине с увеличением плотности возбуждения (рис. 1, кривые