

в  $W_3$ , а  $W_2$  в  $W_4$ . Углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$  составили  $1^\circ 25'$  и  $2^\circ 45'$  соответственно (на воздухе). Для достижения эффективности переключения 90 % было необходимо подводить сигнал с частотой 23 МГц мощностью 0.3 Вт и с частотой 69 МГц мощностью 0.5 Вт.

Таким образом, данный метод создания АО переключателей является перспективным и может быть использован для создания планарных устройств.

### Список литературы

- [1] Антонов С. Н., Гуляев Ю. В., Котов В. М., Поручиков П. В. // РиЭ. 1987. Т. 32. № 3. С. 623—628.
- [2] Антонов С. Н., Котов В. М. Препринт ИРЭ АН СССР. № 6 (465). М., 1987.
- [3] Антонов С. Н., Котов В. М. // Радиотехника. 1988. С. 22—27.
- [4] Антонов С. Н., Котов В. М., Пантенков Б. Б. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 11. С. 2275—2276.
- [5] Warner A. W., White D. L., Bonner W. A. // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. N 11. P. 4491.

05

Журнал технической физики, т. 60, в. 10, 1990

© 1990 г.

## МАГНИТНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ

А. Ю. Кожухарь

Целью работы является исследование природы носителей тока в пленках высокотемпературных сверхпроводников типа оксидов-перовскитов [1]  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

Исследования проведены методом дисперсии магнитостатических волн в градиентных аксиально-симметричных магнитных полях [2] слоистой структуры железиттриевый гранат (ЖИГ)—диэлектрик (Д)—высокотемпературный сверхпроводник (ВТСП) в диапазоне сверхвысоких частот 6.92—10.55 ГГц. Основным преимуществом метода является возможность неразрушающего и бесконтактного измерения параметров носителей тока в твердом теле, например в слоях полупроводника [2]. При этом в зависимости от параметров носителей тока — зарядового состояния (электронного типа или дырочного), концентрации носителей тока и их подвижности изменения в спектрах магнитостатических волн (МСВ) аксиально-симметричных возбуждений (АСВ) будут качественно и количественно отличаться. Для установления основных критериев такого изменения были выбраны две группы образцов:  $p$ -Si : B,  $p$ -Ge : Ga с проводимостью  $p$ -типа и Ga—As—Al с проводимостью  $n$ -типа.

### Основные параметры эпитаксиальных полупроводниковых структур и слоистых структур Ф—Д—ПП

Номер образца	Состав	Толщина $h \pm 6\%$ , мкм	Тип носителей	Концентрация $n \pm 10\%$ , см <sup>-3</sup>	Подвижность $\pm 15\%$ , м <sup>2</sup> /с·В	Отношение $\frac{\Delta^2}{i}, \frac{i+1}{i}, \frac{\Delta^0}{i+1}, \frac{i+1}{i+1}$
1	Si : B	16.0	$p$	$1.12 \cdot 10^{18}$	0.02	1.00
2	Si : B	17.1	$p$	$0.96 \cdot 10^{18}$	0.04	0.99
3	Ge : Ga	16.3	$p$	$0.85 \cdot 10^{18}$	0.08	0.96
4	Ge : Ga	16.4	$p$	$1.1 \cdot 10^{18}$	0.19	0.84
5	Ga—As—Al	18.0	$n$	$0.94 \cdot 10^{18}$	0.04	1.15
6	Ga—As—Al	18.6	$n$	$0.98 \cdot 10^{18}$	0.09	1.28
7	Ga—As—Al	16.2	$n$	$1.20 \cdot 10^{18}$	0.20	1.55

Диапазон толщин составил 15—18 мкм, диапазон концентраций в области  $0.8—1.3 \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Подвижность носителей тока была различна и изменялась в пределах 0.02—0.20 м<sup>2</sup>/с·В. Толщины слоев измерялись по сколам, электрофизические параметры — с помощью эффекта Холла. Параметры слоев приведены в таблице.

Слои ВТСП системы  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  получены методом плазменного распыления порошков на быстровращающуюся оснастку (2700 об/мин) с подложками. Размеры пластин  $14 \times 14$  мм, толщина ВТСП слоев 3–5 мкм. Сверхпроводящая фаза синтезирована при высоких температурах 1220–1280 К в потоке кислорода. В качестве подложек использованы монокристаллы лейкосафира толщиной 450 мкм, ориентированные вдоль  $[10\bar{1}2]$ . Параметры слоев:  $T_c = 93$  К,  $\Delta T_c = 1.2$  К,  $I_c = 500$  А/см<sup>2</sup> ( $T = 78$  К).

Носителями магнитоэлектрических спин-волновых возбуждений (МСВ) в слоистой структуре феррит—диэлектрик—сверхпроводник (Ф—Д—СП) были эпитаксиальные феррит-гранатовые пленки (ЭФГП)  $Y_3Fe_5O_{12}$  толщиной 7 мкм на подложках  $Gd_3Ga_5O_{12}$ , ориентирован-

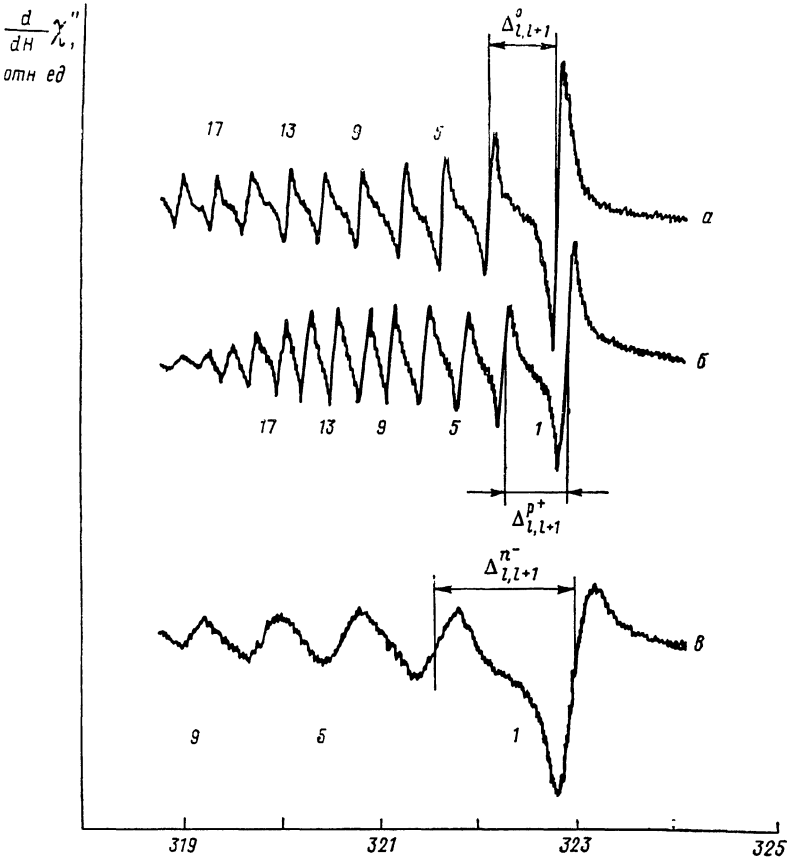


Рис. 1. Производные спектров поглощения АСВ локализованной области слоистой структуры Ф—диэлектрик (а), Ф—Д—ПП (р-типа) (б) и Ф—Д—ПП (n-типа) (в).

Величины  $\Delta_{l,l+1}^p$  и  $\Delta_{l,l+1}^n$  расщепления компонент АСВ являются функцией типа носителей заряда в полупроводнике (ПП).

ных вдоль  $[111]$ . Магнитные потери были порядка  $\alpha = 1.1 \cdot 10^{-4}$ . Слоистая структура Ф—Д—СП реализована путем соприкосновения поверхностей через фторопластовую прокладку толщиной 10 мкм.

Локализация резонансного магнитного поля осуществлена путем соосной системы цилиндрических полюсных наконечников, один из которых кольцевого типа с отверстием  $\varnothing 2$  мм; в этих условиях возбуждаются дипольно-обменные [3] спиновые волны.

Типичные результаты по возбуждению магнитных связанных состояний в слоистых структурах феррит—диэлектрик—полупроводник (Ф—Д—ПП) приведены на рис. 1. Оценки величины скин-слоя в полупроводниковом слое проведены согласно формуле  $\delta_{\omega} = c / \sqrt{2\pi \cdot \sigma_q \mu \omega}$ , где  $c$  — скорость света,  $\sigma_q$  — проводимость,  $\omega$  — частота  $10^{10}$  Гц,  $\mu$  — магнитная восприимчивость:  $\delta_{\omega} = 30$  мкм. Возбуждения носят практически объемный характер. Величина изменения расщепления  $\Delta_{l,l+1}$  зависит от типа носителей  $\pm q$ , от концентрации носителей  $n_q$  и от их подвижности  $\mu_q$ . В зависимости от типа носителей меняется и знак изменения расщеплений  $\Delta_{l,l+1}$ : для «дырок» наблюдается уменьшение  $\Delta_{l,l+1}^p / \Delta_{l,l+1}^n < 1$ , а для «электронов»

имеет место значительное увеличение расщеплений  $\Delta_{l, l+1}^n / \Delta_{l, l+1}^s > 1$  (см. таблицу) и более значительное увеличение ширины линий соответственно. Установлена пропорциональная зависимость абсолютных изменений  $\Delta_{l, l+1}^n$  от величины подвижности носителей тока, что указывает на динамический характер связанных состояний  $\hat{m}_{l\xi}^n$  магнонов и плазмонов в слоистой структуре ЖИГ—Д—ПП.

Типичные производные спектров обменно-дипольных компонентов МСВ слоистой структуры ЖИГ—Д—ВТСП приведены на рис. 2. При температуре  $T=120$  К выше температуры сверхпроводящего перехода наблюдается модификация спектров МСВ, обусловленная полуметаллической природой проводимости носителей тока соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в этой об-

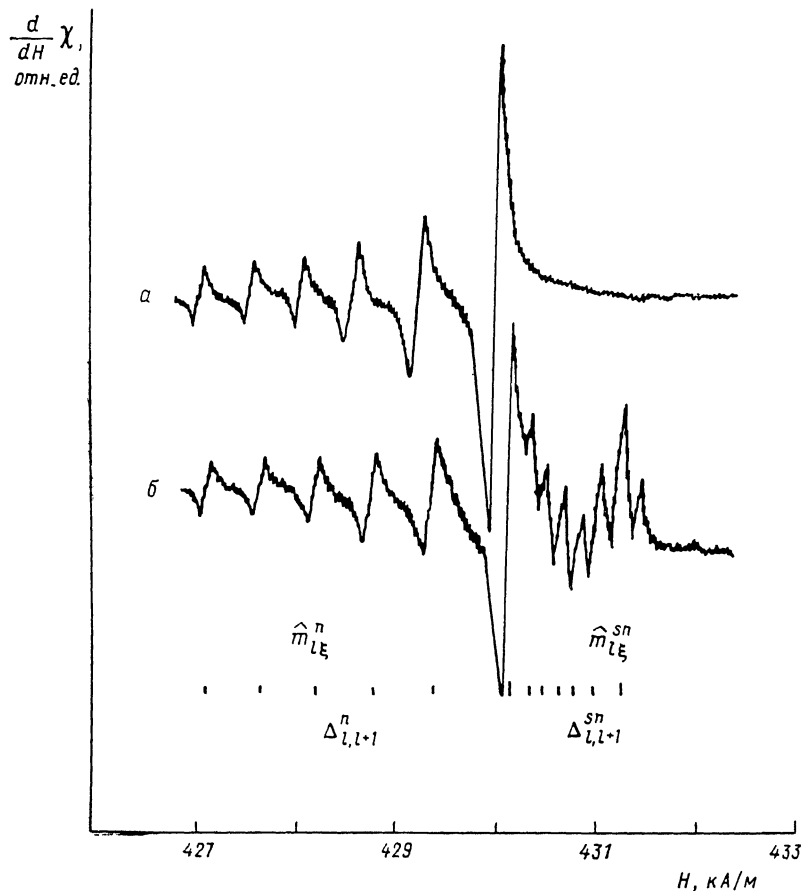


Рис. 2. Производные спектров поглощения слоистой структуры Ф—Д—ВТСП при температуре  $T=120$  (а) и 78 К (б).

$\hat{m}_{l\xi}^n$  — компонента спектра АСВ локализованной [области нормального состояния] и  $\hat{m}_{l\xi}^s$  — компонента сверхпроводящего состояния ВТСП пленки слоев  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .

ласти температур. Изменения в спектрах МСВ следующие:  $\Delta_{l, l+1}$  незначительно увеличивается  $\Delta_{l, l+1}^n / \Delta_{l, l+1}^s = 1.03$ .

Существенные изменения в спектре связанных МСВ возбуждений на частоте 10.5 ГГц наблюдаются ниже температуры сверхпроводящего перехода в ВТСП пленке при 78 К (рис. 2, б): обнаруживается расщепление МСВ спектра на нормальную  $\hat{m}_{l\xi}^n$  и сверхпроводящую  $\hat{m}_{l\xi}^s$  компоненты. Для последней фазы наблюдаются значительное смещение резонансных линий в область высоких полей  $\delta H_s > 0$  и сжатие расщеплений  $\Delta_{l, l+1}^n / \Delta_{l, l+1}^s$  до 0.22—0.26 от исходной (нормальной) фазы. Сужение линий связанных состояний  $\Delta H_{sn}$  МСВ — вихри Абрикосова [4] для исследуемой геометрии Н || n, где n — нормаль к поверхности сверхпроводящей пленки, свидетельствует о лондоновской природе сверхпроводимости  $\chi = \lambda_\omega / \xi_0 \gg 1$ , где  $\lambda_\omega$  — глубина проникновения СВЧ поля,  $\xi_0$  — длина когерентности. Сжатие спектра  $\Delta_{l, l+1}^n \ll \Delta_{l, l+1}^s$  однозначно указывает на «дырочную» проводимость носителей типа  $[\text{Cu}-\text{O}]^+$  в сверхпроводящей фазе  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с высокой подвижностью  $m_{l\xi}^n = 10^2 \text{ м}^2/\text{с}\cdot\text{В}$ .

Оценки потерь в системе сверхпроводящих вихрей в области смешанного состояния  $H_{c1} < H < H_{c2}$  по порядку величины равны  $\alpha = 10^{-4}$ .

Различие во вкладах носителей тока разного знака в расщеплении  $\Delta_{l, l+1}^p$  в нормальном внешнем магнитном поле обусловлено только разным направлением прецессии зарядов и имеет векторный характер  $[\mathbf{V}_q \mathbf{H}]$ .

В заключение автор выражает благодарность Т. В. Наземец за помощь в проведении исследований.

### Список литературы

- [1] Беднорц И. Г., Мюллер К. А. // УФН. 1988. Т. 156. Вып. 2. С. 323—346.
- [2] Кожухарь А. Ю., Кудряшкин И. Г., Летюк Л. М. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 3. С. 609—612.
- [3] Калинин Б. А. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 9. С. 1846—1849.
- [4] Винников Л. Я., Гуревич Л. А., Емельченко Г. А., Осипьян Ю. А. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. Вып. 2. С. 109—111.

Всесоюзный научно-исследовательский институт  
материалов электронной техники  
Калуга

Поступило в Редакцию  
10 января 1990 г.

04

Журнал технической физики, т. 60, в. 10, 1990

© 1990 г.

## ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗРЯДА В ЭЛЕКТРОДНОЙ СТРУКТУРЕ ПОЛЫЙ, КОЛЬЦЕВОЙ КАТОДЫ—ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ АНОД

А. П. Семенов, Б.-Ш. Ч. Батуев

Разряд с полым катодом в магнитном поле, формирующий внутри цилиндрического анода радиально неоднородную плотную плазму, применяется в источниках электронов [1] и ионов [2]. Извлечение заряженных частиц с эмиттирующей плазменной поверхности осуществляется обычно через осевое отверстие в эмиттерном катоде диаметром 2 мм для электронов [3] и 3.5 мм для ионов [4]. Кроме контракции особенностью разряда является неодинаковое распределение тока разряда между полым и эмиттерным катодами, при этом 0.75—0.8  $I_p$  ( $I_p$  — ток разряда) протекает в цепи полный катод—анод. Действие этого фактора можно использовать для повышения извлеченного электронного (ионного) тока благодаря возможности увеличения диаметра эмиссионного отверстия  $d$  до предельных значений, определяемых размерами анода. Однако такое отверстие в эмиттерном катоде не только придает ему форму кольца, но и изменяет заметно структуру магнитного поля и создает вакуумные условия, нехарактерные для разрядных систем с малым отверстием в эмиттерном катоде. Поэтому представляет интерес исследование вакуумных граничных условий зажигания и стационарного горения разряда с полым катодом в структуре с кольцевым эмиттерным катодом и возможности извлечения заряженных частиц (ионов) в отсутствие градиента давлений в ускоряющем промежутке.

Схема экспериментального устройства представлена на рис. 1. Устройство содержит полый 1 и кольцевой 2 катоды и цилиндрический медный анод 3. Продольное магнитное поле индукцией 0.1 Тл создается постоянным кольцевым магнитом 4. Катод 1 снабжен трубчатой полостью длиной 36 и диаметром 4 мм. Внутренний диаметр анода 3 и диаметр отверстия  $d$  в катоде 2 равны и составляют 18 мм. Катоды 1 и 2 выполнены из магнитной стали. На расстоянии 100 мм от катода 2 установлен коллектор ионов 5. Разряд зажигался выпрямленным напряжением от стабилизированного источника тока с плавной регулировкой выходного напряжения 0—1.2 кВ. Рабочий газ, аргон, натекал в катодную полость. Датчики измерения давления ПМТ-2 и ПМИ-2 устанавливались вблизи отверстия в катоде 2, по их показаниям определялось давление газа в анодном цилиндре. При подаче выпрямленного напряжения  $U$  между эмиттерным катодом 2 и ускоряющим электродом 7 с апертурой 20 мм осуществлялось извлечение ионов из плазмы разряда. Протяженность промежутка ускорения 3 мм. Ионный ток на коллектор 5 измерялся за вычетом тока вторичных электронов.