

ды отраженной и прошедшей круговых волн, имеющих противоположное направление круговой поляризации, возрастают. Это явление можно, по-видимому, объяснить влиянием многократных переотражений света внутри слоя ХЖК.

Вне области селективного отражения коэффициенты отражения R и пропускания D мало зависят от поляризации падающего света, максимальное различие коэффициентов пропускания для левой и правой круговых поляризаций не превышает 2%. Коэффициенты отражения и пропускания осциллируют с изменением длины волны λ , при этом расстояние между максимумами осцилляций увеличивается при возрастании λ (см. рис. 2). Кривая осцилляций D для ХЖК толщиной l_1 сдвинута относительно кривой осцилляций D для ХЖК толщиной l_2 в сторону больших длин волн. Приблизительно этот сдвиг $\Delta\lambda$ может быть описан с помощью соотношения $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{l_2 - l_1}{l_1}$. Наличие прозрачных пластинок с обеих сторон слоя ХЖК приводит к появлению дополнительных осцилляций (см. рис. 3), возникающих вследствие интерференции волн, отраженных от поверхностей пластинок.

Результаты настоящей работы показывают, что при исследовании оптических свойств ХЖК необходимо учитывать многократные переотражения света, влияние которых особенно заметно в области селективного отражения.

Автор выражает благодарность Л. М. Барковскому и Г. Н. Борздову за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов.— М., 1978.
2. Де Жен П. Физика жидких кристаллов.— М., 1977.
3. Капустин А. П. Экспериментальные исследования жидких кристаллов.— М., 1978.
4. Чандрасекар С. Жидкие кристаллы.— М., 1980.
5. Беляков В. А., Дмитриенко В. Е., Орлов В. П.— УФН, 1979, т. 127 вып. 2, с. 221.
6. Mauguin C.— Bull. Soc. fr. Miner. Crystallogr., 1911, v. 34, p. 3.
7. Oseen C. W.— Trans. Faraday Soc., 1933, v. 29, p. 833.
8. De Vries H.— Acta Cryst., 1951, v. 4, p. 219.
9. Борздов Г. Н., Барковский Л. М.— Вестн АН БССР. Сер. физ.-мат. наук, 1975, т. 5, с. 109.
10. Барковский Л. М., Федоров Ф. И.— Опыт и спектр., 1974, т. 36, с. 1140.
11. Барковский Л. М., Борздов Г. Н.— ЖСП, 1974, т. 20, с. 1107; 1975, т. 23, с. 143.
12. Федоров Ф. И. Теория гиротропии.— Минск, 1976.
13. Wright J. J., Dawson J. D.— J. Opt. Soc. Am., 1974, v. 64, p. 250.
14. Conners G. H.— J. Opt. Soc. Am., 1968, v. 58, p. 875.
15. Аракелян С. М., Ерицян О. С., Караян А. С., Чилингарян Ю. С.— Квантовая электроника, 1980 т. 7, с. 959.

Поступила в редакцию
07.05.81.

Кафедра общей физики

УДК 621.317.4

В. И. ПРОКОШИН, В. Г. ШЕПЕЛЕВИЧ, В. А. ЯРМОЛОВИЧ

ИССЛЕДОВАНИЕ МИНИАТЮРНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК ПОЛУМЕТАЛЛОВ

Тенденции развития современной измерительной техники и автоматизации повысили интерес к созданию и исследованию миниатюрных измерительных структур, способных работать, например, как преобразователи Холла. В качестве материалов для изготовления такого рода датчиков применяются пленки из $A^{III}-B^V$ [1], а также из висмута [2]. Хотя ми-

миниатюрные измерительные структуры (ИС) на основе поликристаллических пленок полуметаллов имеют меньшую, чем у полупроводниковых пленок, холловскую чувствительность, технология их изготовления требует более простого и дешевого вакуумного оборудования, кроме того, исчезает проблема подбора омических контактов к пленочным элементам.

Пленочные ИС размером менее 1×1 мм² получены в результате термического испарения Bi; Sb и сплава Bi — 12 ат. % Sb в вакууме $1 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. с использованием прецизионных никелевых пленочных масок. Толщина пленок d варьировалась в пределах 0,1—3 мкм. На одной подложке размером 20×20 мм² одновременно формировалось до 400 элементов ИС, чувствительная холловская область каждого из которых составляла $0,1 \times 0,1$ мм². К готовым пленочным элементам методом импульсной сварки с расщепленным электродом приваривались зонды из золотого микропровода диаметром 30 мкм, а места сварки укреплялись контактолом.

Вследствие значительной анизотропии процессов переноса в полуметаллах гальваномангнитные параметры пленочных измерительных структур существенно зависят от расположения кристаллитов относительно подложки. В связи с этим были исследованы текстуры в пленках висмута, сурьмы и сплава Bi — 12 ат. % Sb с помощью «обратных» полюсных фигур по методу Харриса [3], для чего проводилась запись дифракционных линий $\{10\bar{1}2\}$, $\{10\bar{1}4\}$, $\{10\bar{1}5\}$, $\{11\bar{2}0\}$, $\{20\bar{2}5\}$, $\{10\bar{1}7\}$, $\{21\bar{3}0\}$, $\{12\bar{3}5\}$, $\{20\bar{2}2\}$ и $\{0009\}$. Рентгеноструктурный анализ показал, что пленки висмута, сурьмы и их сплава характеризуются текстурой типа $\{0009\}$, т. е. базисная плоскость кристаллитов в пленках располагается преимущественно параллельно подложке, что не противоречит имеющимся в литературе данным. В чистом висмуте наиболее четкая текстура $\{0009\}$ образуется при комнатной температуре подложки и толщине пленок 0,1—0,3 мкм, на нее не влияет последующий отжиг при температуре 260 °С. Текстура пленок сплава Bi — 12 ат. % Sb менее четко выражена, причем наблюдается уменьшение полюсной плотности дифракционной линии $\{0009\}$ и увеличение ее для линий $\{10\bar{1}2\}$, $\{10\bar{1}4\}$, $\{10\bar{1}5\}$. Наибольшей четкостью отличается текстура пленок сурьмы, у которой практически все кристаллиты расположены так, что их плоскость базиса параллельна подложке.

Измерительную структуру, помещенную в магнитное поле, можно рассматривать как миниатюрный преобразователь Холла. Холловские вольт-амперные характеристики ИС $U_x(I)$ в магнитном поле с индукцией $B = 0,2$ Т при комнатной температуре приведены на рис. 1. В области малых токов холловское напряжение изменяется пропорционально I . С увеличением плотности тока наблюдается отклонение от пропорциональности, что свидетельствует о разогреве пленочных элементов. Дальнейшее повышение тока приводит к необратимости холловских вольт-амперных характеристик и в конечном счете к расплавлению пленочного элемента.

Как видно из рис. 1, напряжение Холла выше у ИС из сплава Bi — 12 ат. % Sb, чем из чистых висмута и сурьмы при одинаковой толщине

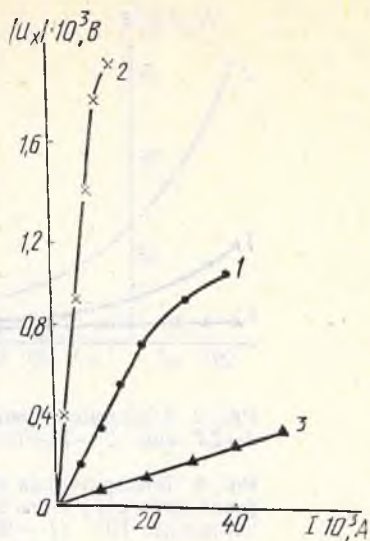


Рис. 1. Холловские вольт-амперные характеристики $|U_x(I)|$ миниатюрных пленочных ИС при комнатной температуре (1 — Bi, $d=0,25$ мкм; 2 — Bi — 12 ат. % Sb, $d=0,25$ мкм; 3 — Sb, $d=0,27$ мкм)

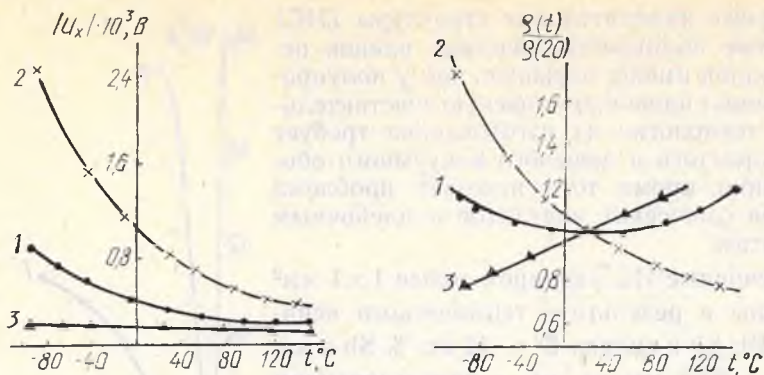


Рис. 2. Зависимость напряжения Холла $|U_x|$ от температуры (1—Bi, $d=2,7$ мкм; 2—Bi—12 ат. % Sb, $d=1,8$ мкм; 3—Sb, $d=0,27$ мкм)

Рис. 3. Температурная зависимость отношения удельного электросопротивления $\rho(T)$ к его величине при комнатной температуре для миниатюрных ИС (1—Bi, $d=0,27$ мкм; 2—Bi—12 ат. % Sb, $d=1,8$ мкм; 3—Sb, $d=0,27$ мкм)

пленок, что обусловлено следующими факторами. Во-первых, текстура исследуемых пленок висмута и сурьмы такова, что напряжение Холла определяется минимальной компонентой коэффициента Холла R_{33} . В пленках сплава Bi—12 ат. % Sb более существенны другие составляющие текстуры, а если учесть, что анизотропия коэффициента Холла R_{11}/R_{33} (R_{11} — максимальная компонента коэффициента Холла) в слабом магнитном поле для этого сплава достигает 25, то становится ясным, что ориентировка кристаллитов на подложке существенно влияет на величину напряжения Холла. Во-вторых, величина коэффициента Холла сплава Bi—12 ат. % Sb значительно больше, чем чистых висмута и сурьмы [4, 5].

На рис. 2 показана зависимость напряжения Холла ИС из Bi, Sb и Bi—12 ат. % Sb от температуры при постоянной величине тока 20 мА. Уменьшение абсолютных значений напряжения Холла с ростом температуры для всех исследованных ИС происходит, по-видимому, за счет увеличения концентрации носителей заряда вследствие термического изменения перекрытия валентной зоны и зоны проводимости [6].

На рис. 3 представлена температурная зависимость отношения удельного электросопротивления $\rho(T)$ к его величине при комнатной температуре $\rho(20)$ для исследуемых пленочных ИС. Эти результаты в основном не отличаются от описанных ранее аналогичных данных для пленок.

В миниатюрных измерительных структурах на основе висмута наблюдается вначале уменьшение, а затем возрастание удельного электросопротивления. Отличия от монотонного роста $\rho(T)$ в массивных образцах Bi можно объяснить особенностями температурного изменения подвижностей носителей заряда в пленках [7]. Характер температурной зависимости удельного электросопротивления ИС из сурьмы и сплава Bi—12 ат. % Sb совпадает с $\rho(T)$ для массивных поликристаллических образцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Болванович Э. И., Константинов К. С., Колесник Э. Т., Григорьев К. И., Билько В. Т., Куршечев В. Ф.—Изв. АН БССР. Сер. физ.-матем. наук, 1981, № 1, с. 100.
2. Энглер П. И., Парсонс Д. Ф.—Приборы для научных исследований, 1974, т. 45, № 9, с. 114.
3. Вассерман Г., Гревен И. Текстуры металлических материалов.—М., 1969, с. 654.
4. Иванов Г. А., Попов А. М.—ФТТ, 1963, т. 5, № 9, с. 2409.

5. Левицкий Ю. Т., Иванов Г. А.— ФММ, 1969, т. 28, № 5, с. 804.

6. Иванов Г. А., Левицкий Ю. Т.— Уч. зап. ЛГПИ имени А. И. Герцена, 1968, т. 384, № 4, с. 21.

7. Иванов Г. А., Грабов В. М., Михайличенко Т. В.— В сб.: Физика твердого тела. Л., 1973, с. 68.

Поступила в редакцию
07.05.81.

Кафедра физики твердого тела

УДК 621.315

Ф. Ф. КОМАРОВ, Э. М. ШПИЛЕВСКИЙ,
П. И. ГАЙДУК, Д. А. ГОРБАЧЕВСКИЙ

ХАРАКТЕРИСТИКИ $p-n$ -ПЕРЕХОДОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОТЖИГЕ ИОНОЛЕГИРОВАННЫХ СЛОЕВ КРЕМНИЯ

Свойства ионолегированных полупроводниковых слоев, отожженных лазерными импульсами наносекундной длительности, в значительной степени определяются величиной плотности энергии W в импульсе [1, 2]. Изменение этого важного параметра от импульса к импульсу является причиной, сдерживающей использование лазерного излучения для отжига полупроводниковых структур. Преодолеть это затруднение можно, во-первых, путем создания высокостабильного лазера и, во-вторых, найдя такие интервалы плотностей энергии, в которых свойства отожженных слоев меняются незначительно. В данной работе задача оптимального режима отжига решается на примере кремния, облученного большими дозами сурьмы; в этом случае можно получить концентрацию примеси в положении замещения, на порядок превышающую предел ее растворимости в равновесных условиях [3, 4].

Пластины кремния марки КДБ-0,3, вырезанные по плоскости (111), облучались ионами сурьмы с энергией $E=60$ кэВ, дозами $D=6,2 \cdot 10^{15}$ и $1,3 \cdot 10^{16}$ ион/см². Имплантация производилась на стандартной установке «Везувий-1». Для отжига аморфизированных слоев применяли рубиновый лазер с модулированной добротностью ($\lambda=0,694$ мкм, $\tau=25$ нс). Плотность энергии в импульсе изменяли с помощью подбора расстояния линза — образец от 0,3 до 2,5 Дж/см². Структурные превращения в ионолегированных слоях изучали с помощью методов просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и дифракции. Изменение электрофизических свойств контролировалось путем измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ).

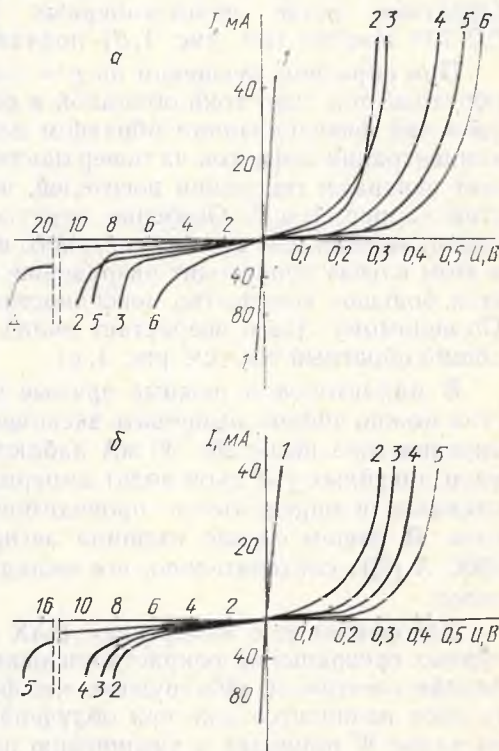


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики $p-n$ -переходов, полученных при различных режимах лазерного отжига ионолегированных слоев:

а) $D=1,3 \cdot 10^{16}$ ион/см²: 1 — неотожженный слой; 2 — $W=0,44$ Дж/см²; 3 — $W=0,85$ Дж/см²; 4 — $W=1,1$ Дж/см²; 5 — $W=1,8$ Дж/см²; 6 — $W=2,5$ Дж/см²; б) $D=6,2 \cdot 10^{15}$ ион/см²: 1 — неотожженный слой; 2 — $W=0,44$ Дж/см²; 3 — $W=0,75$ Дж/см²; 4 — $W=0,85$ Дж/см²; 5 — $W=1,1$ Дж/см².