

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ИОННО-ИМПЛАНТИРОВАННОГО СЕРОЙ КРЕМНИЯ

В. А. Кульбачинский, В. Г. Кытин, В. В. Абрамов,
А. Б. Тимофеев, А. Г. Ульяшин, Н. В. Шлопак

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119899, Москва, Россия
(Получена 21.04.1992. Принята к печати 7.05.1992)

Исследованы сопротивление в интервале температур $0.5 < T < 300$ К и магнитосопротивление при $1.3 < T < 4.2$ К, ионно-имплантированных серой с энергией 75 кэВ пленок кремния в зависимости от дозы D имплантированной серы от 10^{15} до $5 \cdot 10^{19}$ см $^{-2}$ и энергии W лазерного отжига от 2.0 до 2.6 Дж/см 2 . Обнаружена прыжковая проводимость ρ переменной длиной прыжка с зависимостью сопротивления от температуры $R = R_0 \exp [(T_0/T)]^{1/4}$ и магнитосопротивлением $R(H) = R_0 \times \times \exp (\propto H^2)$. Получены зависимости T_0 и \propto от W и D .

Введение. Электрические и оптические свойства примесей халькогенов (S, Se, Te) в Si интенсивно исследуются в последнее время благодаря, во-первых, их потенциальному применению в создании световых эмиттеров [1] и детекторов ИК излучения [2-6] и, во-вторых, с целью изучения механизмов проводимости полупроводников с двойными донорами. В обзоре [7] собраны имеющиеся сведения о структурах Si(S, Se, Te) — способы легирования, спектроскопия уровней энергии, электрические и фотооптические свойства, и сделан ряд выводов о перспективах реализации в указанных системах примесного транспорта в режиме возможной делокализации двухэлектронных состояний при достаточно высоком уровне легирования. Такой режим привлекался для интерпретации нетривиальных эффектов в проводимости по D^- -состояниям кремния, стимулированной фотонами [8], а также температурной зависимости магнитной восприимчивости ионно-имплантированных структур Si(Se) [9]. В последних для создания высокой концентрации электрически активных примесей был использован лазерный отжиг (следует отметить, что температурная зависимость электропроводности этих образцов исследовалась в нашей предыдущей работе [10]).

Цель настоящей работы состояла в изучении низкотемпературной электропроводности и магнитосопротивления ионно-имплантированных серой пленок кремния, сравнении эффективности отжига в печи и с помощью наносекундных лазерных импульсов, изучении влияния на проводимость мощности лазерного отжигающего импульса и дозы имплантированной примеси.

Методика измерений и образцы

1. *Методика измерения температурной зависимости сопротивления и магнитосопротивления.* Понижение температуры от 300 до 4.2 К осуществлялось в ампуле, заполняемой теплообменным газом. На вставке имелся нагреватель, что позволяло после вакуумирования ампулы повышать температуру образца от 4.2 до 100 К при залитом жидком гелии в криостат, т. е. имелась возможность измерений в так называемом теплом магнитном поле. Измерение температуры в интервале температур 4.2—300 К проводилось термопарой медь-константан.

Понижение температуры от 4.2 до 1.3 К осуществлялось путем откачки паров жидкого ^4He . Температура при этом определялась по давлению насыщенных паров ^4He .

Измерение сопротивления проводилось двухконтактным методом в режиме постоянного тянущего напряжения. При измерении температурной зависимости сопротивления тянущее напряжение контролировалось с точностью до 0.1%. Выбор тянущего напряжения осуществлялся так, чтобы при его увеличении в 3 раза отклонение от закона Ома не превышало 5%. Контроль линейности вольт-амперной характеристики осуществлялся при комнатной температуре, а также при температурах жидкого азота (77 К) и жидкого гелия (4.2 К).

Для создания магнитного поля напряженностью до 60 кЭ использовался сверхпроводящий соленоид.

Для ряда образцов сняты температурной зависимости сопротивления проводились образцы температуры 0.55 К. В этом случае использовалась установка, в которой откачивались пары жидкого ^3He . Температура образца регулировалась с помощью нагревателя. Измерение температуры осуществлялось с помощью железо-родиевого термометра сопротивления.

2. *Образцы.* Исследуемые образцы изготавливались методом ионной имплантации с последующим отжигом в печи или лазерным отжигом. Соответствие между условным обозначением и дозой имплантированной примеси, а также плотностью энергии в отжигающем импульсе дает табл. 1.

Таблица 1

Параметры исследованных образцов

№ образца	Тип подложки	Доза имплантированной серы, 10^{15} см^{-2}	Плотность энергии в отжигающем лазерном импульсе $W, \text{ Дж/см}^2$
S162	<i>p</i>	1	2.0
S163	<i>p</i>	1	2.2
S164	<i>p</i>	1	2.4
S165	<i>p</i>	1	2.6
S40	<i>p</i>	2.5	2.0
S41	<i>p</i>	2.5	2.2
S42	<i>p</i>	2.5	2.4
S43	<i>p</i>	2.5	2.6
S82	<i>p</i>	5	2.0
S83	<i>p</i>	5	2.2
S84	<i>p</i>	5	2.4
S85	<i>p</i>	5	2.6
C162	<i>n</i>	1	2.0
C163	<i>n</i>	1	2.2
C164	<i>n</i>	1	2.4
C165	<i>n</i>	1	2.6
C40	<i>n</i>	2.5	2.0
C41	<i>n</i>	2.5	2.2
C42	<i>n</i>	2.5	2.4
C43	<i>n</i>	2.5	2.6
C82	<i>n</i>	5	2.0
C83	<i>n</i>	5	2.2
C84	<i>n</i>	5	2.4
C85	<i>n</i>	5	2.6
S160	<i>p</i>	1	Отжиг в печи при температуре 800 °С в течение одной минуты
S80	<i>p</i>	5	
C160	<i>n</i>	1	
C80	<i>n</i>	5	

Ионная имплантация проводилась в вакууме. Энергия ионов S^{+} составляла при этом 75 кэВ. Доза составляла 10^{15} , $2.5 \cdot 10^{15}$ и $5 \cdot 10^{15}$ $см^{-2}$. Ионы серы имплантировались как в подложку p -типа, так и в подложку n -типа. Данные подложки представляют собой монокристаллический кремний, легированный бором и фосфором соответственно: КДБ-0.3 и КЭФ-4.5.

Отжиг образцов осуществлялся в воздухе либо в печи в течение 1 мин при $800^{\circ}C$, либо импульсом неодимового лазера с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм и длительностью импульса $\tau = 50$ нс в воздухе.

Плотность энергии в импульсе при лазерном отжиге составляла 2.0, 2.2, 2.4 и 2.6 Дж/ $см^2$.

Контакты к образцам изготавливались либо прижимные с использованием вольфрамовых игл, либо из проводящей пасты.

Результаты измерения сопротивления не зависели от способа создания контактов при условии, что геометрия расположения прижимных контактов и контактов из проводящей пасты практически совпадала.

Результаты измерений

1. Электропроводность образцов, отожженных в печи.

В этом параграфе представлены результаты измерения электропроводности образцов, отожженных в печи. Зависимости сопротивления от температуры для образцов с дозой серы $10^{15} \div 5 \cdot 10^{15}$ $см^{-2}$, имплантированной в подложку p -типа, отжигавшихся в печи, практически совпадают. Аналогичный результат получается для образцов с теми же параметрами отжига и теми же дозами имплантированной серы, но полученных на подложке n -типа.

Таким образом, в исследованном интервале концентраций имплантированной серы дозовые зависимости сопротивления образцов практически отсутствуют.

В то же время величина сопротивления при низких температурах оказалась зависящей от типа подложки. На рис. 1 приведен температурный ход логарифма сопротивления для образцов с дозой имплантированной серы 10^{15} $см^{-2}$ и подложками n - и p -типа. У образца с подложкой n -типа наблюдается более медленный рост сопротивления при понижении температуры. При этом наблюдаются

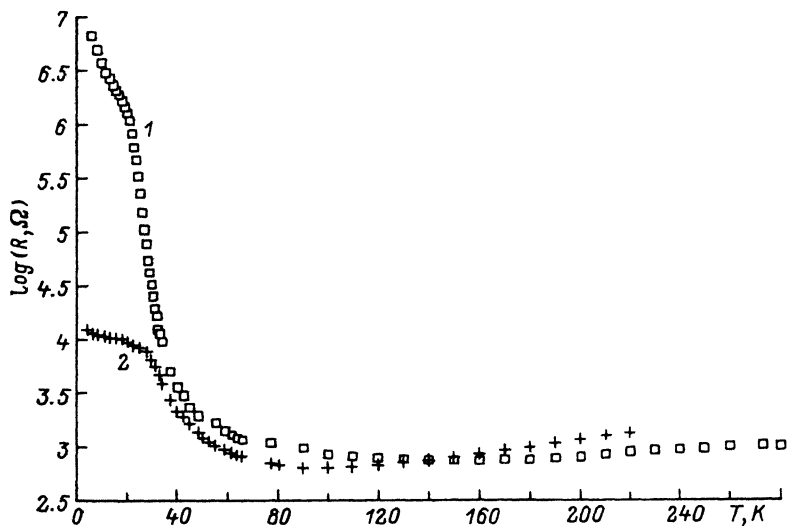


Рис. 1. Зависимость логарифма сопротивления от температуры термообработанных в печи образцов: 1 — S160, 2 — C160.

активных участки в интервале температур от 55 до 20 К. Значение энергии активации проводимости больше в образце с подложкой p -типа.

При температурах ниже 20 К зависимость $R(T)$ аппроксимируется известным для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (ПППДП) законом Мотта:

$$R = R_0 \exp[(T_0/T)^{1/4}], \quad (1)$$

где

$$T_0 = \beta / kg(E_f)(r_{loc})^3. \quad (2)$$

Здесь β — численный коэффициент, $g(E_f)$ — плотность состояний на уровне Ферми — E_f , r_{loc} — радиус локализации. Параметр T_0 больше у образцов с подложкой p -типа.

2. *Электропроводность образцов, отожженных лазером.* У всех исследованных образцов с лазерным отжигом сопротивление имеет полупроводниковую зависимость от температуры, т. е. растет при понижении температуры. Сопротивления образцов при комнатной температуре отличаются незначительно.

Таблица 2

Отношение сопротивлений $R_{4,2}^q/R_{273}^q$ для образцов на подложке p - и n -типа с лазерным отжигом

Тип подложки	Доза имплантированной серы, 10^{15} см^{-2}	$R_{4,2}^q/R_{273}^q$			
		Энергия отжигающего импульса, Дж/см ²			
		2.0	2.2	2.4	2.6
p	1	71	58	18880	6850
	2.5	11	200	8158	48
	5	4.6	6.5	24	36
n	1	332	1330	16620	92
	2.5	13	274	12	347
	5	4.9	4.9	5.6	8.2

В табл. 2 приведено отношение сопротивления при $T = 4.2$ К к сопротивлению при $T = 273$ К. При максимальной ($5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) дозе имплантированной серы это отношение возрастает при увеличении плотности энергии W отжигающего импульса как для образцов с подложкой p -типа, так и для образцов с подложкой n -типа.

Зависимости сопротивления от температуры для образцов с дозой имплантированной серы $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и подложкой p -типа приведены на рис. 2, а в координатах $\log R - T$. На рис. 2, б приведены зависимости логарифма сопротивления от температуры для образцов с той же ($5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) дозой имплантированной серы и подложкой n -типа. Как и у образцов с подложкой p -типа, наблюдается ухудшение проводящих свойств при увеличении энергии отжигающего импульса. В то же время у образцов с дозой имплантированной серы 10^{15} и $2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ не наблюдается какой-либо монотонной зависимости $R(W)$.

Приведенное в табл. 2 отношение сопротивлений пленок на квадрат $R_{4,2}/R_{273}$ при температурах 4.2 и 273 К заметно уменьшается при увеличении дозы имплантированной серы для образцов с одной и той же энергией отжигающего импульса. Исключение составляют образцы с энергией отжигающего импульса 2.2 Дж/см² и подложкой p -типа, а также образцы с энергией отжигающего импульса 2.6 Дж/см² и подложкой n -типа. Таким образом, увеличение дозы имплантированной серы при одной и той же мощности отжигающего импульса приводит к меньшему росту сопротивления при понижении температуры.

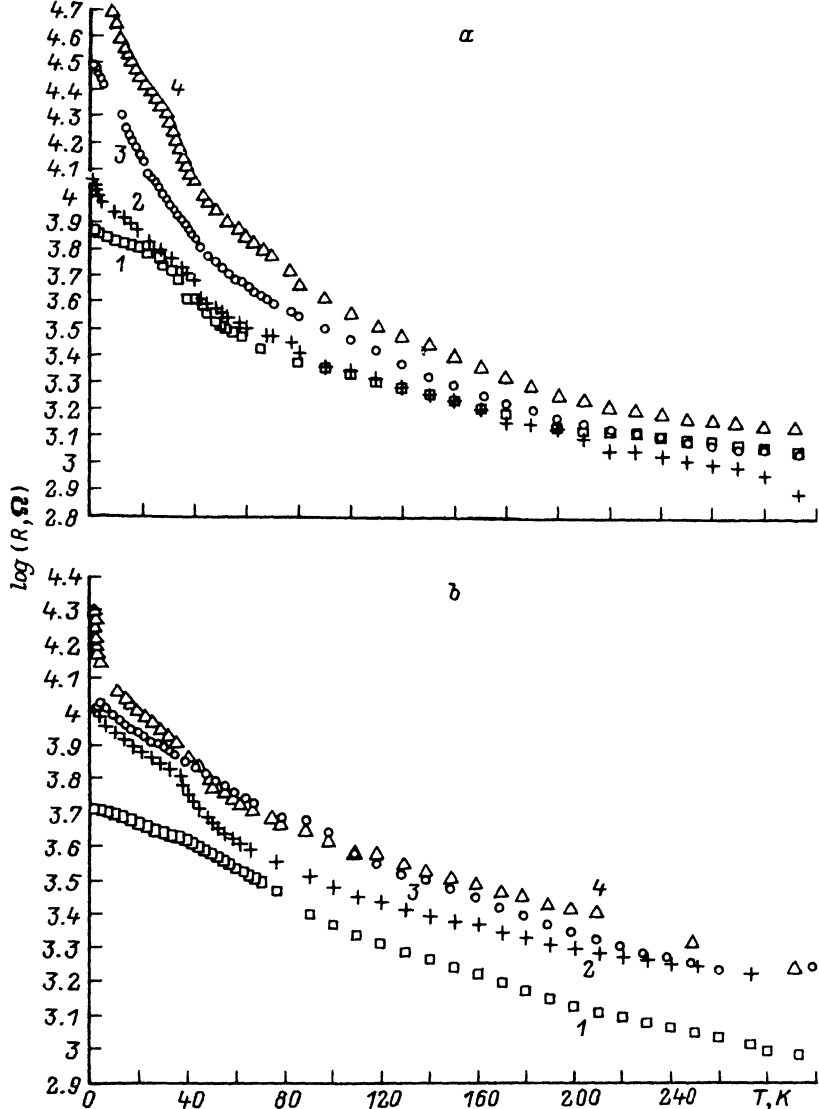


Рис. 2. Зависимость логарифма сопротивления от температуры образцов на подложках различного типа. а: 1 — S82, 2 — S83, 3 — S84, 4 — S85. б: 1 — C82, 2 — C83, 3 — C84, 4 — C85.

Анализ вида температурных зависимостей сопротивления образцов с лазерным отжигом выявил, что эти зависимости в отличие от соответствующих данных при отжиге в печи не спрямляются в координатах $\ln R - 1/T$. В то же время имеются температурные области, в которых зависимость $R(T)$ описывается законом Мотта (1). В табл. 3 представлены температурные интервалы, в которых выполняется закон Мотта, а также соответствующие им параметры T_0 для исследованных образцов. В соответствии с данными табл. 3 наиболее широкие температурные интервалы ПППДП наблюдаются у образцов с дозой имплантированной серы 10^{15} см^{-2} и подложкой p -типа. Зависимости сопротивления от температуры этих образцов приведены на рис. 3, а. У образцов с той же дозой имплантированной серы 10^{15} см^{-2} и подложкой n -типа ПППДП наблюдается в значительно более узкой области температур.

Области температур, в которых наблюдается прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка ΔT и соответствующие им параметры T_0 для образцов с лазерным отжигом

Тип подложки	Доза имплантированной серы 10^{15} см $^{-2}$	Энергия отжигающего импульса W , Дж/см 2							
		2.0		2.2		2.4		2.6	
		ΔT , К	$T_0^{1/4}$, К $^{1/4}$	ΔT , К	$T_0^{1/4}$, К $^{1/4}$	ΔT , К	$T_0^{1/4}$, К $^{1/4}$	ΔT , К	$T_0^{1/4}$, К $^{1/4}$
<i>p</i>	1	273— 2.35	15.5	120— 2.67	6.2	273— 4.2	34.9	250— 4.2	25.5
	2.5	4.2— 0.55	0.3	24.3— 1.55	6.8	21— 1.27	14.3	24.0— 1.39	6.9
		273— 30	8.41	273— 30	10.5	273— 30	11.8	273— 30	14.8
	5			4.2— 1.9	0.55	4.2— 1.3	0.78	22— 4.2	5.38
		1	4.2— 1.5	14.3	4.2— 1.3	19.6	4.2— 1.3	22.1	4.2— 1.3
	2.5	4.2— 0.55	0.7	24.2— 3.08	15.8	4.2— 1.3	0.26	23— 1.39	13.9
273— 35		9.5	273— 35	9.1	273— 35	9.6	273— 35	9.4	
5			4.2— 1.5	0.42	4.2— 2.1	0.61	4.2— 1.5	1.96	

При этом отсутствует какая-либо монотонная зависимость от энергии отжигающего импульса как параметра T_0 , так и самой температурной области наблюдения ПППДП. Температурные зависимости сопротивления образцов с дозой $2.5 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$ и подложкой *p*-типа представлены на рис. 3, *b*. Область существования ПППДП смещается в сторону более низких температур. Наблюдается также некоторая тенденция к увеличению указанной области при увеличении энергии отжигающего импульса (4—0.55 К у образца с плотностью энергии отжигающего импульса $W = 2.0$ Дж/см 2 и 23—1.3 К у образцов с плотностями $W = 2.2, 2.4, 2.6$ Дж/см 2). Параметр T_0 зависит от энергии отжигающего импульса немонотонно. В образцах с подложкой *n*-типа и область наблюдения ПППДП, и параметр T_0 изменяются примерно в тех же пределах и также немонотонно зависят от энергии W .

Температурные зависимости сопротивления образцов с дозой имплантированной серы $5 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$ и подложкой *p*-типа в координатах $\ln R - (1/T)^{1/4}$ приведены на рис. 4, *a*. В соответствии с данными табл. 3 у этих образцов наблюдаются две области температур, в которых справедлив закон Мотта: высокотемпературная (примерно от 273 до 25 К) и низкотемпературная, размер которой довольно быстро увеличивается при увеличении плотности энергии отжигающего импульса. Отклонение зависимости $R(T)$ от закона (1) в высокотемпературной области больше, чем в низкотемпературной. Параметр T_0 в высокотемпературной области заметно превышает параметр T_0 в низкотемпературной области, а температурные зависимости сопротивления в координатах $\ln R - (1/T)^{1/4}$ имеют излом (табл. 3). Параметры T_0 как для высокотемпературной, так и для низкотемпературной области выполнения закона Мотта увеличиваются при увеличении плотности энергии отжигающего импульса. Приблизительно также выглядят в координатах $\ln R - (1/T)^{1/4}$ зависимости сопротивлений от температуры образцов с той же ($5 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$) дозой имплантированной серы, но подложкой *n*-типа (рис. 4, *b*). Отклонения зависимости от закона Мотта в высокотемпературной области

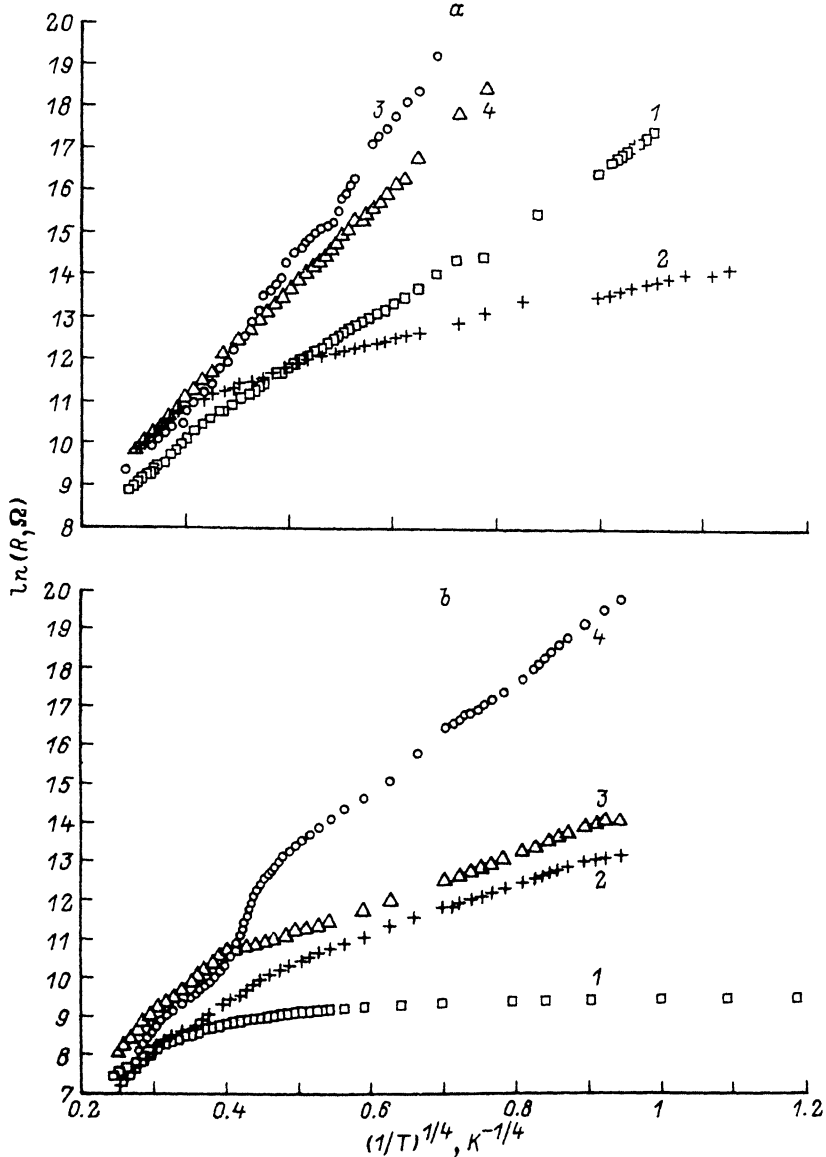


Рис. 3. Зависимости логарифма сопротивления от $(1/T)^{1/4}$ обработанных лазерным импульсом различной мощности образцов. *a*: 1 — S162, 2 — S163, 3 — S164, 4 — S165. *b*: 1 — S40, 2 — S41, 3 — S42, 4 — S43.

ПППДП здесь больше, поэтому, вероятно, не наблюдается четкой зависимости параметра T_0 от плотности энергии отжигающего импульса.

В соответствии с данными табл. 3 увеличение дозы имплантированной серы для образцов с фиксированным значением W и подложкой p -типа приводит к уменьшению как области температур, в которой наблюдается ПППДП (для образцов с дозой имплантированной серы $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ имеется в виду низко-температурная область), так и параметра T_0 (исключение здесь составляют образцы с $W = 2.2 \text{ Дж/см}^2$). В качестве иллюстрации указанной тенденции на рис. 5 представлены температурные зависимости сопротивления образцов, на подложке p -типа ($W = 2.4 \text{ Дж/см}^2$). В образцах на подложке n -типа наблюдается

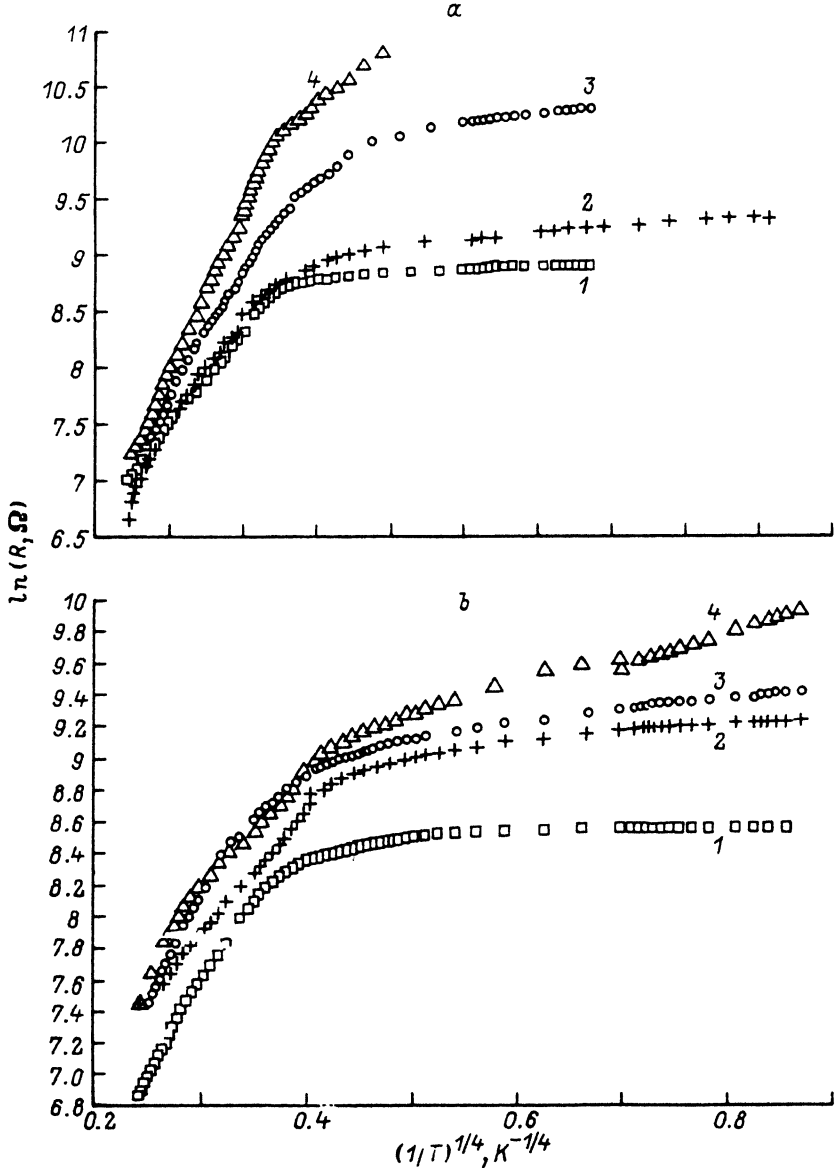


Рис. 4. Зависимости логарифма сопротивления от $(1/T)^{1/4}$ образцов на различных подложках с максимальной дозой имплантированной серы при различных мощностях лазерного импульса. а: 1 — S82, 2 — S83, 3 — S84, 4 — S85. б: 1 — C82, 2 — C83, 3 — C84, 4 — C85.

уменьшение параметра T_0 при увеличении дозы имплантированной серы. Зависимость же интервала температур, в котором наблюдается ПППДП, от дозы имплантированной серы немонотонна.

3. *Магнитосопротивление.* Кроме исследования температурной зависимости электропроводности, в образцах с лазерным отжигом измерялось поперечное магнитосопротивление при температурах жидкого гелия. Зависимость сопротивления образцов от напряженности магнитного поля хорошо описывалась формулой

$$R = R_0 \exp(\alpha H^2). \quad (3)$$

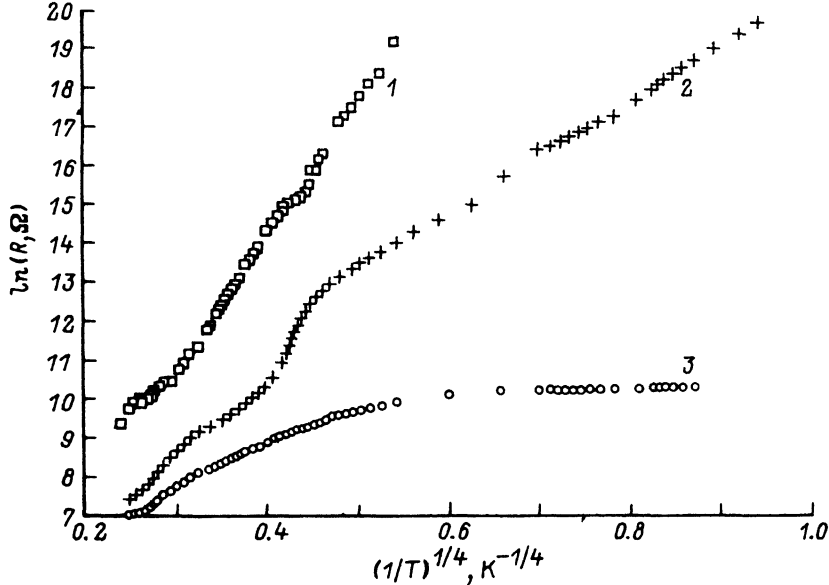


Рис. 5. Зависимость логарифма сопротивления от $(1/T)^{1/4}$ образцов с различной дозой имплантированной селены и подложкой p -типа: 1 — S164, 2 — S42, 3 — S84.

Значения коэффициента α приведены в табл. 4. У образцов с дозой имплантированной селены $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ величина α увеличивается при увеличении

Таблица 4
 Параметр α магнитосопротивления образцов при температуре 4.2 К

Тип подложки	Доза имплантированной селены 10^{15} см^{-2}	$\alpha, 10^{-6} \text{ кЭ}^{-2}$			
		Энергия отжигающего импульса $W, \text{ Дж/см}^2$			
		2.0	2.2	2.4	2.6
p	1				
	2.5		30.8	52.1	28.9
	5			7.9	
n	1	40.1	63.4	66.3	33.6
	2.5		50.4	6.2	40.1
	5	2.68	5.92	6.00	10.9

плотности энергии отжигающего импульса W . Зависимости сопротивления этих образцов от величины магнитного поля приведены на рис. 6 в координатах $\ln(R/R_0) - H^2$. У образцов с дозами имплантированной селены 10^{15} и $2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ не наблюдается какой-либо монотонной зависимости величины α от энергии отжигающего импульса.

Для образцов с одним и тем же значением W наблюдается уменьшение параметра α при увеличении дозы имплантированной селены. Эта тенденция показана на рис. 7, где приведены в координатах $\ln(R/R_0) - H^2$ зависимости сопротивления от магнитного поля для образцов с подложкой n -типа и $W = 2.2 \text{ Дж/см}^2$.

Исключение из указанной зависимости магнитосопротивления от дозы имплантированной примеси представляли образцы с подложкой n -типа при $W = 2.6 \text{ Дж/см}^2$.

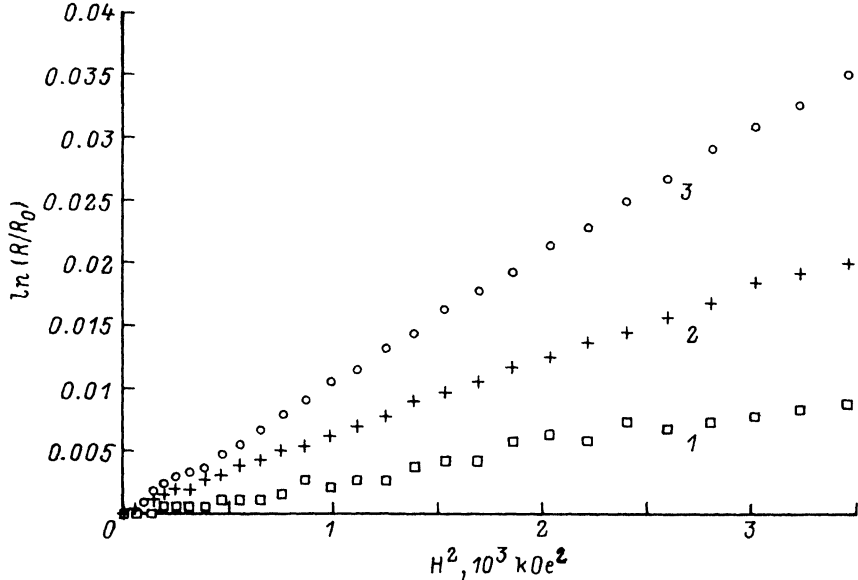


Рис. 6. Зависимости логарифма относительного изменения поперечного магнитосопротивления от квадрата магнитного поля для образцов с максимальной дозой имплантированной серы, обработанных лазерными импульсами различной мощности. 1 — С82, 2 — С83, 3 — С85. Температура 4.2 К. R_0 — сопротивление при $H = 0$.

Понижение температуры от 4.2 до 1.3 К вызывало значительное увеличение магнитосопротивления во всех исследованных образцах.

При этом у образцов с дозой имплантированной серы $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, а также у образца С42 магнитосопротивление, оставаясь положительным в полях напряженностью свыше 25 кЭ, отклонялось от классической зависимости $R = R_0 \times$

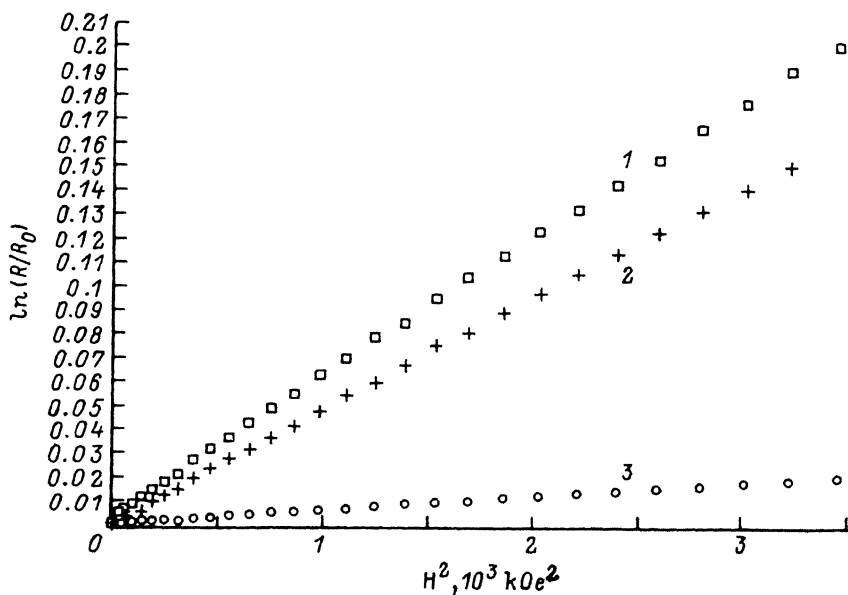


Рис. 7. Зависимость логарифма относительного изменения поперечного магнитосопротивления от дозы имплантированной серы: 1 — С163, 2 — С41, 3 — С83. Температура 4.2 К. R_0 — сопротивление при $H = 0$.

$\times \exp(\alpha N^m)$ с $m = 2$ и приближалось к зависимости от температуры с $m \approx 1$. В магнитных полях напряженностью менее 20 кЭ магнитосопротивление описывалось зависимостью с $m = 2$. Для образцов с дозами имплантированной серы 10^{15} и $2.5 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$ (кроме образца С42) сохранялась зависимость, описываемая формулой (3), а величина α возрастала.

Обсуждение результатов

а) *Отжиг в печи.* Согласно имеющимся экспериментальным данным, существует предельное значение N_0 концентрации имплантированных атомов, которые попадают в узлы решетки [11]. Это значение определяется видом имплантированного иона, условиями проведения имплантации, а также характеристиками последующего отжига.

Эта предельная концентрация может превышать равновесный предел растворимости. Доля имплантированных атомов, находящихся в узлах замещения, при дозе имплантированной примеси, превышающей некоторое максимальное значение, начинает быстро падать. Доля электрически активных атомов ведет себя аналогичным образом [12]. Значение N_0 при наносекундном лазерном отжиге, как правило, значительно превышает предельное значение N_0 при стационарном отжиге в печи, поэтому доля электрически активных атомов остается близкой к единице даже при дозе имплантированных атомов, превышающей 10^{15} см $^{-2}$, что показано, например, для ионно-имплантированного фосфором кремния [13].

Вероятно, при отжиге в печи при температуре 800 °С в течение 1 мин доза имплантированной серы 10^{15} см $^{-2}$ близка к предельной, и при дальнейшем увеличении дозы имплантированной серы концентрация электрически активной примеси практически не меняется.

Зависимости сопротивления от температуры могут быть объяснены в предположении о наличии компенсации, степень которой довольно высока из-за наличия дефектов акцепторного типа с концентрацией, сравнимой с концентрацией активной серы после отжига. При этом уровень Ферми E_{F1} располагается ниже пика плотности состояний, соответствующего уровню серы. Наблюдаемые активационные участки в зависимости $R(T)$ могут быть отождествлены с ϵ_3 -проводимостью [14], и соответствующие энергии активации приблизительно равны расстоянию от уровня Ферми до пика плотности состояний, соответствующего уровню серы. При понижении температуры наблюдается ПППДП и параметр T_0 определяется плотностью состояний на уровне Ферми.

Отличие температурных зависимостей сопротивления образцов с разным типом подложки связано, вероятно, с тем, что из-за дополнительного наличия бора в подложке p -типа уровень Ферми E_{F1} в этих образцах располагается по энергии ниже, чем в образцах с подложкой n -типа, что и определяет как большее значение энергии активации, так и меньшее значение плотности состояний на уровне Ферми $-g(E_{F1})$, чем, вероятно, и объясняется значительно меньшее значение параметра T_0 в образцах с подложкой n -типа в области наблюдения ПППДП.

б) *Лазерный отжиг.* Вид зависимостей сопротивления от температуры образцов, при изготовлении которых применялся лазерный отжиг, а также зависимости $R(T)$ от энергии отжигающего импульса и концентрации имплантированной серы могут быть объяснены в рамках следующих предположений.

1) Лазерный отжиг, который применялся при изготовлении исследованных образцов, эффективно восстанавливает электрическую активность серы. Поэтому наблюдаемое улучшение проводящих свойств образцов при увеличении дозы имплантированной серы и фиксированных условиях отжига связано с увеличением концентрации электрически активной примеси.

2) Наблюдаемое уменьшение проводимости образцов с максимальной концентрацией серы $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ при низких температурах связано, вероятно, с тем, что при увеличении энергии отжигающего импульса увеличивается беспорядок (например, замораживание вакансионных центров) и, следовательно, проводящие свойства ухудшаются (см., например, [15]).

3) Наблюдение ПППДП у большинства образцов связано, видимо, во-первых, с высокой концентрацией глубоких электронных примесных состояний, с малым радиусом локализации и, во-вторых, с неоднородностями, внесенными ионной имплантацией, и лазерным отжигом, которые приводят к большому разбросу уровней энергии. Наибольшие температурные интервалы ПППДП наблюдались в образцах с подложкой *p*-типа и минимальной (10^{15} см^{-2}) дозой имплантированной серы. Это связано, вероятно, с наличием в этих образцах дополнительных (благодаря атомам бора) заряженных донорно-акцепторных пар, случайное кулоновское поле которых сглаживает энергетическую зависимость плотности состояний. Уровень Ферми E_{f1} при этом находится где-то вблизи слабо выраженного максимума плотности состояний, соответствующего уровню серы.

У образцов с той же (10^{15} см^{-2}) дозой имплантированной серы, но подложкой *n*-типа закон Мотта наблюдался при более низких температурах, что, возможно, связано с более резкой энергетической зависимостью плотности состояний и, возможно, несколько иным положением уровня Ферми E_{f2} у этих образцов. При больших дозах имплантированной серы это влияние присутствовавших в подложке доноров и акцепторов оказывается значительно слабее. При этом степень компенсации оказывается меньшей за счет эффективной электрической активации при лазерном отжиге, что и обуславливает различное поведение образцов с лазерным и печным отжигом.

Уменьшение области наблюдения ПППДП и соответствующего ей параметра T_0 при увеличении дозы имплантированной серы связано, по-видимому, с тем, что максимум в энергетической зависимости плотности состояний становится более узким, а его значение — большим при увеличении количества серы. При этом плотность состояний на уровне Ферми, который находится вблизи максимума, возрастает и, следовательно, параметр T_0 уменьшается.

Наблюдаемые исключения из этой тенденции, а также отсутствие монотонной зависимости параметра T_0 от энергии отжигающего импульса у образцов с дозами имплантированной серы 10 и $2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ могут быть связаны с тем, что лазерный отжиг и ионная имплантация вносят в образцы неоднородности, что может значительно влиять на температурную зависимость сопротивления и магнитосопротивления, и, в частности, заметно менять наблюдаемый параметр T_0 .

Наблюдаемый в образцах с дозой имплантированной серы $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ переход от большего параметра T_0 к меньшему при понижении температуры может быть связан с тем, что плотность состояний в этих образцах имеет резкий максимум, вблизи которого, видимо, и располагается уровень Ферми.

При такой энергетической зависимости $g(E)$, когда энергетическая ширина проводящего слоя велика (т. е. при высоких температурах), параметр T_0 определяется в основном плотностью состояний вдали от максимума, а когда температура становится такой малой, что энергетическая ширина проводящего слоя мала по сравнению с шириной максимума, T_0 определяется плотностью состояний в максимуме и становится значительно меньшим.

Увеличение энергии отжигающего импульса вносит дополнительный разброс в энергии уровней примеси, что должно приводить к уширению максимума плотности состояний. Этим, по-видимому, и объясняется наблюдаемое увеличение низкотемпературной области наблюдения ПППДП, а также увеличение соответствующего ей параметра T_0 , так как при уширении максимума плотности состояний его высота должна уменьшаться.

в) *Магнитосопротивление.* Для исследованных образцов при низких температурах наблюдается зависимость сопротивления от магнитного поля (3), характерная для систем с ПППДП в области слабых магнитных полей. Используя формулу [16]

$$H_c \approx \frac{\hbar c}{e} \frac{[g(E_f) kT]^{1/4}}{(r_{\text{loc}})^{3/4}} = \frac{\hbar c}{(e r_{\text{loc}})^2} \beta^{1/4} (T/T_0)^{1/4} \quad (4)$$

для граничного значения магнитного поля H_c , разделяющую слабые и сильные поля, оценим величину H_c в исследованных образцах, используя наибольшее экспериментальное значение $T_0^{1/4} \approx 34 \text{ K}^{1/4}$ и оценивая радиус локализации из соотношения неопределенностей: $r_{\text{loc}} \approx \hbar / (2m^* E_d)^{1/2}$ (если энергия связи $E_d \approx \approx 318 \text{ мэВ}$, что соответствует уровню серы), получим $H_c \approx 330 \text{ кЭ}$ при температуре 1.3 К. Таким образом, мы находимся для всех образцов в области слабых магнитных полей, что и приводит к наблюдающимся экспериментальным зависимостям сопротивления от магнитного поля (3). Согласно [16],

$$\alpha = t_1 (e^2 r_{\text{loc}}^4 / c^2 \hbar^2) (T_0/T)^{3/4}. \quad (5)$$

Там же для t_1 получена оценка $t_1 = 5/2016$. Таким образом, $\alpha \sim T_0^{3/4}$. По полученным данным α увеличивается при увеличении T_0 медленнее, что, возможно, связано с влиянием неоднородностей [14].

В соответствии с формулой (5) величина α должна возрастать при понижении температуры от 4.2 до 1.3 К в 2.4 раза, если считать, что все остальные параметры не зависят от T . Из экспериментальных данных для образца С162 α возрастает в 5 раз, для образца С164 — в 3.9 раза, для образца S42 — в 5.5 раза, что в принципе неплохо согласуется с теорией, отклонения от которой могут быть также связаны с влиянием неоднородностей [14].

В [14] показано, что сопротивление может заметно изменяться при наличии в легированном полупроводнике неоднородностей. В этом случае сопротивление может зависеть от ряда трудно контролируемых факторов. Кроме того, сопротивление может зависеть от толщины проводящего слоя d при условии, что d меньше размера критической подсетки r_c . При этом, если d гораздо больше средней длины прыжка r_b , то R определяется согласно формулам

$$R = R_0 \exp(\eta), \quad (6)$$

где

$$\eta = \eta_c [1 + b (r_b/d)^{1/\nu}], \quad (7)$$

где b — множитель порядка единицы.

Если же $d \sim r_b$, то проводимость становится двумерной.

Оценивая размер критической подсетки r_c по формуле [14]

$$r_c = r_b \eta_c^\nu, \quad (8)$$

где η_c — показатель экспоненты в формуле

$$R = R_0 \exp(\eta_c), \quad (9)$$

определяемый в теории протекания (например, если имеет место ПППДП), где η_c — показатель экспоненты в формуле (1) при $T \sim 3$ и $T_0^{1/4} \sim 20 \text{ K}^{1/4}$, получим r_c порядка 85 нм, а толщина легированного слоя порядка 200 нм. Таким образом, сопротивление должно зависеть и от толщины легированного слоя.

Зависимость r_{loc} от дозы D при разных энергиях лазерного импульса

Тип подложки	Доза D имплантированной серы, 10^{15} см^{-2}	$r_{loc}, \text{ \AA}$			
		Энергия лазерного импульса $W, \text{ Дж/см}^2$			
		2.0	2.2	2.4	2.6
p	2.5		84	55	82
	5			300	
n	1	51	45	42	65
	2.5		51	300	52
	5		440	340	164

Зная экспериментальные зависимости α и T_0 от дозы D имплантированной серы, можно также по формуле (5) оценить зависимость r_{loc} (D). Рассчитанные по экспериментальным данным значения r_{loc} приведены в табл. 5. Таким образом, r_{loc} растет в несколько раз при увеличении дозы имплантированной серы от 10^{15} до $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Большие численные значения r_{loc} при максимальных дозах можно связать с тенденцией к делокализации электронных состояний, участвующих в прыжковом транспорте, с ростом уровня легирования за счет образования кластеров из близко расположенных примесных атомов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] D. J. S. Beckett, M. K. Nissen, M. L. W. Thewalt. Phys. Rev. B, **40**, 9618 (1989).
- [2] I. D. Desnica, U. V. Desnica. Springer Series in Materials Scienc, **13**. Semiconductor Silicon, 153. Springer (1989).
- [3] N. Sclar. J. Appl. Phys., **52**, 5207 (1981).
- [4] P. Migliorato, C. T. Elliot. Sol. St. Electron, **21**, 443 (1978).
- [5] T. G. Brown et al. App. Phys. Lett., **51**, 1585 (1987).
- [6] Е. В. Астрова и др. ФТП, **19**, 919 (1985).
- [7] А. Б. Тимофеев, А. Г. Уляшин. Деп. в ВИНТИ. Минск (1991).
- [8] М. А. Ворожцова и др. ЖЭТФ, **93**, 1419 (1987).
- [9] Ю. А. Бумай и др. ФНТ, **16**, 707 (1990).
- [10] В. В. Абрамов, Н. Б. Брандт, В. А. Кульбачинский и др. ФТП, **25**, 513 (1991).
- [11] L. Eriksson, J. A. Davies, N. G. E. Johansson, J. W. Mayer. Appl. Phys., **40**, 842 (1969).
- [12] И. Б. Хайбуллин, Е. И. Штырков, М. М. Зарипов и др. ФТП, **11**, 330 (1977).
- [13] О. Г. Кутиков, А. Н. Стрельцов. ФТП, **10**, 443 (1976).
- [14] И. П. Звягин. Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках, 192. М. (1984).
- [15] L. C. Kimerling, J. L. Benton. Defects in laser processed semiconductors. In: Laser and electron beam processing of materials, 385. N. Y. (1980).
- [16] Б. И. Шкловский, А. А. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников, 416. М. (1979).

Редактор: В. В. Чалдышев