

ность теплового деления в реакции (1) многократно превосходит мощность всех других источников тепла. Это позволяет в изучаемых условиях исследовать влияние именно реакции (1) на акустическую неустойчивость плазмы.

Условие (6) при $M \gg N$ принимает вид $M \geq 10^{13}$ см⁻³. В связи с тем что реакция (1) в рассматриваемых условиях определяет распад возбужденных атомов конфигурации $3p^5 4s$, можно рассчитать время уменьшения концентрации возбужденных атомов в послесвечении до величины 10^{13} см⁻³, определяющей порог возбуждения звуковых волн. Для $M \geq 10^{14}$ см⁻³ расчет дает для этого времени значение ~ 100 мкс и результат мало ($< 10\%$) зависит от начальной концентрации M .

Эксперименты показали, что при концентрации $M \sim 10^{14}$ см⁻³ в момент обрыва тока в течение ~ 150 мкс происходит увеличение амплитуды акустических колебаний (их период равен 50 мкс) на 20—30%. При больших временах амплитуда колебаний начинает неэкспоненциально уменьшаться, причем скорость распада растет со временем по мере уменьшения концентрации M , которая способствует раскату колебаний. Через 300—400 мкс уменьшение амплитуды колебаний происходит экспоненциально с затуханием, на 20—30% меньшим, чем затухание звуковых волн в неионизованном аргоне. При меньших начальных концентрациях M возрастания амплитуды колебаний после обрыва тока не наблюдается, однако уменьшение затухания звуковых волн по сравнению с неионизованным аргонем хорошо заметно. Результаты этих экспериментов подтверждают возможность усиления акустических колебаний за счет энергии, выделяющейся в реакциях типа (1).

В заключение отметим, что акустическая неустойчивость рассмотренного типа может существовать в любой плазме с быстрыми электронами, например в плазме низковольтных пучковых разрядов или разрядов с сужениями.

Авторы выражают искреннюю признательность Л. Д. Цендину за полезные обсуждения работы.

Литература

- [1] Цендин Л. Д. ЖТФ, 1965, т. 35, № 11, с. 1972—1977.
- [2] Недоспасов А. В., Хаит В. Д. Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1979. 230 с.
- [3] Коган Е. Я., Молевич В. Н. ЖТФ, 1977, т. 47, № 3, с. 653—656.
- [4] Встовский Г. В., Козлов Г. И. ЖТФ, 1986, т. 56, № 8, с. 1536—1542.
- [5] Демидов В. И., Колоколов Н. Б., Торонов О. Г. Физика плазмы, 1986, т. 12, № 6, с. 702—707.
- [6] Демидов В. И., Скребов В. Н., Цымлякова Г. Е. Тез. докл. Всес. совещ. «Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах». Томск, 1986, с. 236.
- [7] Фуголь И. Я., Григорашенко О. Н., Мышкис Д. А. ЖЭТФ, 1971, т. 59, № 1, с. 423—440.
- [8] Скребов В. Н., Эйхвальд А. И. Опт. и спектр., 1976, т. 41, № 1, с. 12—21.
- [9] Kidryvtsev A. A., Mustienko T. V., Skrebov V. N. J. Phys. D, 1987, v. 20, N 6, p. 718—727.

Ленинградский горный институт
им. Г. В. Плеханова

Поступило в Редакцию
21 апреля 1984 г.

В окончательной редакции
29 октября 1987 г.

ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В БАРЬЕРАХ n -CdO—CdGeP₂

А. В. Лунев, Ю. В. Рудь, М. А. Таиров, Ю. К. Ундалов

Гетероструктурная электроника [1] стала одним из главных каналов расширения функционального диапазона и улучшения параметров полупроводниковых приборов. Изучение возможностей гетероструктур на анизотропных полупроводниках, в частности, явилось основой к созданию поляриметрических фотодетекторов [2—6]. В настоящий период идет поиск путей получения эффективного энергетического барьера и накопление результатов экспериментальных исследований его физических свойств с целью построения теории поляриметрического явления. Данная работа продолжает систематические исследования [2—6] и посвящена

Тип ГП	Свойства CdGeP_2				Образец	$\lambda = 0.62 \text{ мкм}, L = 2 \text{ мБТ/см}^2$		$V_{\text{Д}}, \text{ эВ}$	$S_{\text{н}}^{\text{max}}, \text{ п/БТ}$	$S_{\text{п}}^{\text{max}}, \text{ мА/БТ}$	
	примесь	тип проводимости	$1/ R e, \text{ см}^{-3}$	$\rho, \text{ Ом} \cdot \text{см}$		$E_{\text{F}}, \text{ эВ}$	$V_{\text{xx}}, \text{ В}$				$i_{\text{с3}}, \text{ мА/см}^2$
$n-n$	In	n	$(2-5) \cdot 10^{13}$	$(1-3) \cdot 10^3$	$-(0.2 \div 0.3)$	1	0.60	0.07	0.2	$3 \cdot 10^5$	24
						2	0.44	0.04	0.2	$2 \cdot 10^5$	25
						3	0.44	0.14	0.2	$2 \cdot 10^4$	62
$n-p$	Cu Ga	p	$(1-4) \cdot 10^{12}$ $(1-5) \cdot 10^{15}$	10^3 10^5	0.4 0.2	4	$-6 \cdot 10^{-5}$		-0.8	10	
						5	$-6 \cdot 10^{-4}$		-1.0	10^2	

¹ Указана полярность фотонапряжения V_{xx} на слое $n\text{-CdO}$.

изучению фотовольтаического эффекта в гетероструктурах (ГС) на основе широкозонного слоя $n\text{-CdO}$ ($E_G \approx 2.3 \text{ эВ}$ [7]) и кристаллов CdGeP_2 n - и p - типа проводимости ($E_G = 1.72 \text{ эВ}$ [7]).

ГС получали методом реактивного катодного напыления [8] CdO из Cd мишени в газовой среде $\text{Ar} + \text{O}_2$. Поликристаллические слои наносились на плоскопараллельные пластины CdGeP_2 со средними размерами $2 \times 3 \times 0.5 \text{ мм}$, ориентированные в плоскостях (100) или (110). Поверхность пластины полировалась механически, а перед нанесением слоев обрабатывалась полирующим травителем. Слои были n -типа проводимости с удельным сопротивлением $\rho \approx 1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ и прозрачностью в пределах 80–85% ($nd \approx 0.3 \div 0.4 \text{ мкм}$). Слои наносились на кристаллы n - и p -типа, электрические параметры которых приведены в таблице. В качестве омического контакта к слою и подложкам n -типа применялся чистый индий, а в случае подложек p -типа — медь.

Стационарные вольт-амперные характеристики (ВАХ) полученных ГС обладают ярко выраженным выпрямлением (рис. 1, а). Пропускное направление $n\text{-CdO}-p\text{-CdGeP}_2$ отвечает отрицательной полярности внешнего напряжения смещения на CdO , а для изотипных ГС — положительной, что находится в качественном соответствии с рассчитанными по диффузион-

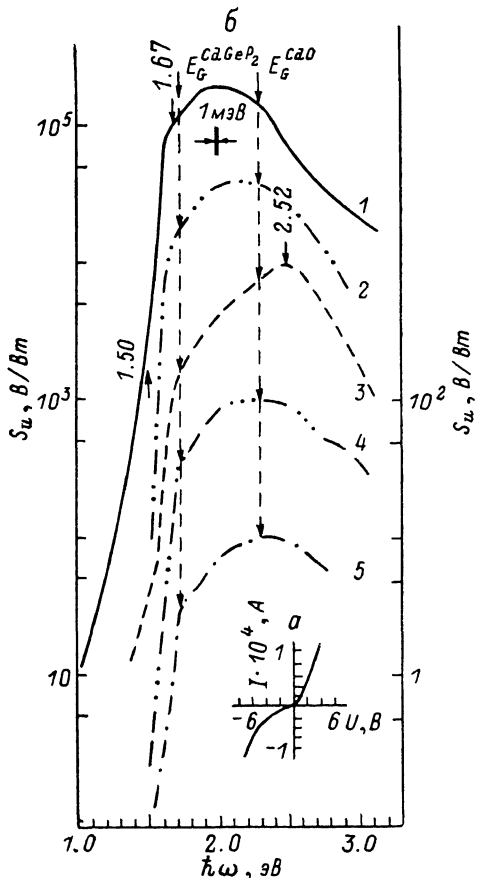


Рис. 1. Темновая ВАХ гетероструктуры $n\text{-CdO}-n\text{-CdGeP}_2$ (In) ($T=300 \text{ K}$, образец 3) (а) и спектральные зависимости вольтной фоточувствительности гетероструктур $n\text{-CdO}-\text{CdGeP}_2$, $T=300 \text{ K}$ (б).

1–3 — изотипные, 4, 5 — анизотипные ГС. 1 — образец 2, 2 — образец 3, 3 — образец 10, 4 — образец 5, 5 — образец 4. Фоточувствительность пересчитана на равное число падающих фотонов, неполяризованный свет. Кривые 1–3 относятся к левой, а 4, 5 к правой осям S_u .

ной модели диаграммами энергетических зон этих контактов. С учетом параметров контактирующих полупроводников [7, 9, 10] и пренебрегая граничными состояниями, оценка разрывов в зоне проводимости и валентной зоне дает следующие значения: $\Delta E_c \approx 0.5 \text{ эВ}$ и $\Delta E_v \approx 1.1 \text{ эВ}$, а полная контактная разность потенциалов $V_{\text{Д}}$ для реализованных в работе вариантов гетерограниц приведена в таблице. Из-за существенной разницы в уровне легирования слоев и тройного полупроводника активная область ГС практически полностью лежит

в CdGeP₂. Прямая ветвь ВАХ полученных ГС не может быть охарактеризована постоянным значением фактора неидеальности, что является, по-видимому, следствием влияния высокого сопротивления CdGeP₂. В области напряжений $U > U_{отс}$ ВАХ можно аппроксимировать линейной зависимостью $U = U_{отс} + r_{отс} I$, которая в случае изотипных ГС дает величины $U_{отс} \approx 0.4 \div 0.8$ В и $r_{отс} \approx 10^3 \div 10^5$ Ом для различных образцов при 300 К. Обратная ветвь ВАХ изотипных ГС (рис. 1, а) имеет вид $I \sim U^m$, где $m \approx 1 \div 2$, что может быть обусловлено недостаточным совершенством периферии структур. Лучшие изотипные ГС имели коэффициент выпрямления 3—10 при $U \approx 2$ В, тогда как анизотипные ГС, как правило, были более низкого качества.

При освещении всех полученных ГС ($T = 80 \div 400$ К) и независимо от места попадания на них зондирующего излучения из спектрального диапазона 1—4 эВ, что превышает E_G контактирующих полупроводников, фотонапряжение холостого хода V_{xx} и фототок короткого замыкания $i_{кз}$ сохраняют свой знак. В изотипных ГС слой CdO заряжается положительно, а в анизотипных отрицательно, что находится в качественном соответствии с расчетной энергетической диаграммой. С изменением плотности падающего потока L для ГС наблюдаются типичные зависимости: $i_{кз} \sim L$ и $V_{xx} \sim \ln L$. Значения V_{xx} и $i_{кз}$ для изотипных структур оказались, как и в случае SnO₂—CdGeP₂ [6], на много порядков выше, чем для анизотипных. В области высоких плотностей потока освещения для лучших изотипных ГС ($L \approx 1$ Вт/см², солнечное освещение) $V_{xx} \approx 1$ В и $i_{кз} \approx 2$ мА/см². Это значение V_{xx} существенно выше величины V_D для $n \rightarrow n$ ГС (см. таблицу), тогда как для анизотипных $V_{xx} \ll V_D$. Несоответствие расчетных величин V_D с V_{xx} в области высоких L может быть следствием приближенности оценки электронного средства [9, 10], а также неучета реальной структуры гетерограницы, которая в случае контакта использованных полупроводников разных кристаллических классов характеризуется высоким несоответствием параметров их решеток 7—10 % [7]. Наблюдаемое преимущество изотипных ГС по сравнению с анизотипными связано, по-видимому, с тем, что в них играют роль только основные носители — электроны.

Полученные ГС при освещении со стороны CdO обнаруживают фоточувствительность (ФЧ) в широком спектральном диапазоне. Типичные спектры вольтовой фоточувствительности S_u , которые позволил реализовать использованный метод нанесения слоев CdO на кристаллы CdGeP₂, приведены на рис. 1, б. В изотипных и анизотипных ГС максимальная ФЧ к неполяризованному излучению приходится на область между ширинами запрещенных зон CdO и CdGeP₂, т. е. имеет место известный эффект «окна» [11]. Длинноволновый край фоточувствительности ГС при $\hbar\omega < 1.5$ эВ определяется поглощением на уровнях дефектов решетки CdGeP₂ и согласуется с данными измерений фотопробности этих кристаллов. Экспоненциальный край ФЧ в изотипных ГС характеризуется высокой крутизной $\sim 40 \div 70$ эВ⁻¹ и смещен относительно случая ГС с подложками из p -CdGeP₂ в длинноволновую область на 50—70 мэВ. Это связано с фотоактивным поглощением с участием уровней донорной примеси In. Энергетическое положение излома, наблюдаемое в спектрах фототовета анизотипных ГС (рис. 1, б, кривые 4, 5), соответствует энергии прямых A -переходов в CdGeP₂. Характерной особенностью спектров ФЧ всех ГС является рост фототовета при $\hbar\omega > E_G^{CdGeP_2}$. В ряде ГС рост ФЧ наблюдается и при $\hbar\omega > E_G^{CdO}$, что свидетельствует о возможности получения достаточно совершенной гетерограницы. В большинстве ГС начало коротковолнового спада S_u соответствует межзонному поглощению в материале слоя. Наблюдаемое различие в абсолютных значениях ФЧ и ее спектральном контуре обусловлено особенностями процесса нанесения слоев и, возможно, колебаниями в их составе. Это как раз и может приводить к установленному смещению абсолютного максимума ФЧ (рис. 1, б, кривые 1—3), которое обусловлено изменением условий рекомбинации носителей на гетерогранице.

При изменении температуры спектральный контур ФЧ гетероструктур остается практически неизменным, что свидетельствует о сохранении основных механизмов фоточувствительности ГС в области 80—400 К. С понижением T наблюдается параллельное смещение длинноволнового края ФЧ в коротковолновую область, что соответствует характеру межзонных переходов в CdGeP₂. Температурный коэффициент изменения $E_G^{CdGeP_2}$ $\alpha = -2.7 \cdot 10^{-4}$ эВ/К, что согласуется с энергетическим положением краевого пика фотолюминесценции CdGeP₂.

Вольтовая фоточувствительность изотипных ГС в зависимости от температуры (рис. 2) имеет вид кривой с максимумом, который достигается вблизи комнатной температуры и связан, по-видимому, с изменениями времени жизни фотозлектронов в активной области ГС. С ростом $T > 290$ К наблюдаемый процесс снижения ФЧ подчиняется выражению $S_u \sim$

— $\exp(E_D/kT)$, причем энергия активации этого процесса согласуется с энергией ионизации доноров в кристаллах $\text{CdGeP}_2\langle\text{In}\rangle$, полученной из измерений эффекта Холла.

При освещении линейно-поляризованным излучением со стороны CdO вдоль нормали к гетерогранице изотипные ГС обнаруживают естественную поляризационную ФЧ с максимумом вблизи $E_G^{\text{CdGeP}_2}$. Поляризационная диаграмма ФЧ гетероструктур аналогична наблюдаемой по фотопроводимости $\text{CdGeP}_2\langle\text{In}\rangle$ и, следовательно, полностью определяется анизотропией фотоактивного поглощения в тройном полупроводнике. Длинноволновый край S_u в поляризованном свете расщепляется и в соответствии с правилами отбора для А-переходов $S_u^{\parallel} > S_u^{\perp}$, а максимум отношения $S_u^{\parallel}/S_u^{\perp} \simeq 10$. Поляризационные свойства изотипных ГС на основе CdO оказываются близкими к установленным ранее в гетеропереходах $\text{SnO}_2\text{—CdGeP}_2$ [6].

На рис. 3 приведены типичные спектры поляризационной разности вольтовой фоточувствительности ΔS_u — одного из основных параметров поляриметрического фотодетектора. Длинноволновый край ΔS_u экспоненциален и определяется фоточувствительностью в поляризации $E \parallel c$ для всех изотипных ГС. Максимум ΔS_u достигается вблизи энергии А-переходов в CdGeP_2 , а излом или четкая ступенька в спектре ΔS_u некоторых ГС (рис. 3, кривая 1) при $\hbar\omega \simeq 1.67$ эВ свидетельствуют о том, что примесное фотоактивное поглощение также

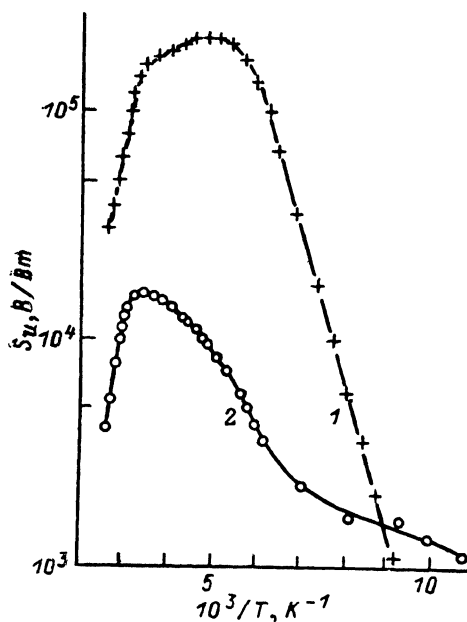


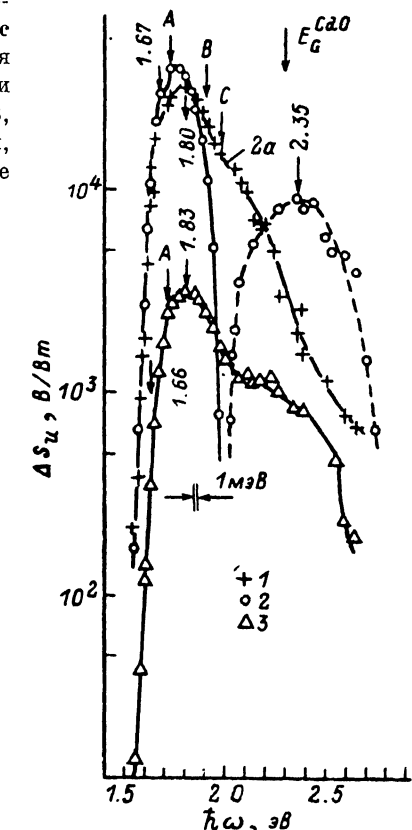
Рис. 2. Температурная зависимость вольтовой фоточувствительности ГС.

$\hbar\omega = 1.96$ эВ, неполяризованный свет. 1 — образец 3, 2 — образец 18.

Рис. 3. Спектральные зависимости поляризационной разности вольтовой фоточувствительности $\Delta S_u = S_u^{\parallel} - S_u^{\perp}$ изотипных ГС.

$T = 300$ К. 1 — образец 3, 2 — образец 3—1, 3 — образец 10. Сплошная кривая — $\Delta S_u > 0$, штриховая — $\Delta S_u < 0$. Стрелками указаны энергии А, В, С переходов для CdGeP_2 [12].

сильно анизотропно, причем знак ΔS_u для примесного поглощения и переходов электронов из верхней валентной зоны в зону проводимости в соответствии с квазикубической моделью зонной структуры [12] положителен. Коротковолновый спад ΔS_u соответствует наступлению переходов из отщепленных кристаллическим полем и спин-орбитальным взаимодействием валентных зон в зону проводимости, которые доминируют при $E \perp c$. Как видно из рис. 3, в различных изотипных ГС спектральный контур ΔS_u может сильно различаться вплоть до проявления инверсии знака поляризационной разности на отрицательный. Кривые 1—3 получены на ГС, созданных на одной и той же плоскости монокристалла в различных технологических процессах. Следовательно, инверсия знака ΔS_u может быть отнесена только на счет различного качества гетерограницы и различий в скорости рекомбинации. На основа-



нии наблюдаемой чувствительности величины и спектральной контура ΔS_u в условиях нанесения слоев (рис. 3) можно считать, что познание этой взаимосвязи откроет возможность создания фотоанализаторов с заданными параметрами.

Спектры коэффициента естественного фотоплетохроизма \mathcal{P} типичных изотипных ГС представлены на рис. 4. Максимальное значение положительного $\mathcal{P} \approx 70 \div 80\%$ достигается в примесной области, и в диапазоне $T=80-400$ К его величина остается практически неизменной,

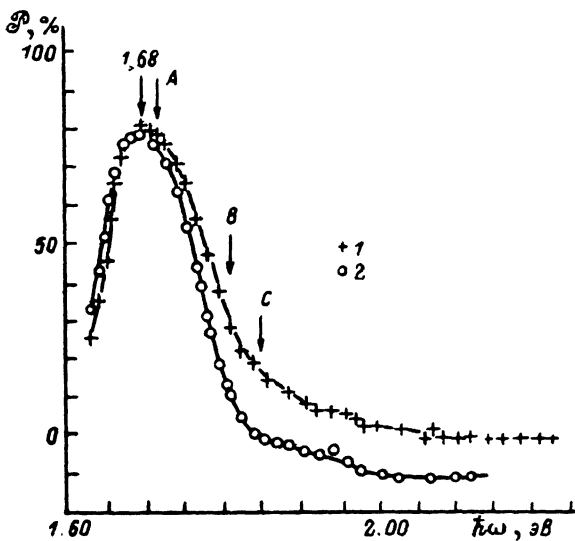


Рис. 4. Спектральные зависимости коэффициента фотоплетохроизма изотипных ГС.

$T=300$ К. 1 — образец 3, 2 — образец 3—1. Стрелками указаны энергии А, В, С переходов в CdGeP_2 [12].

тогда как энергетическое положение максимума смещается в соответствии с α . В случае ГС, для которых с ростом $h\omega$ между $E_G^{\text{CdGeP}_2}$ и E_G^{CdO} ФЧ не снижается, $\mathcal{P} > 0$ во всей области ФЧ (рис. 4, кривая 1). Инверсия $\mathcal{P} < 0$ в коротковолновой области проявляется для таких ГС, у которых максимум в спектре ФЧ реализуется при $h\omega < E_G^{\text{CdO}}$. Эти закономерности, как и рассмотренные выше для S_u , отражают очевидную связь \mathcal{P} с совершенством гетерограницы.

Для лучших ГС $n\text{-CdO}-n\text{-CdGeP}_2\langle\text{In}\rangle$ вольтовая и токовая азимутальная фоточувствительности составляют $\Phi_u \approx 1 \cdot 10^3$ В/Вт·град и $\Phi_i \approx 0.8$ мА/Вт·град ($h\omega \approx 1.68$ эВ, $T=300$ К) соответственно. Полученные параметры указывают на возможность применения созданных изотипных гетероструктур в качестве поляриметрических фотодетекторов.

Литература

- [1] Алферов Ж. И. В кн.: Наука и человечество. Международный ежегодник. М., 1976, с. 276—289.
- [2] Рудь Ю. В., Ундалов Ю. К., Дагина Н. Е. ФТП, 1979, т. 13, № 3, с. 515—520.
- [3] Лунев А. В., Рудь Ю. В., Скорюкин В. Е. и др. Тез. докл. III Всес. конф. по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах. Одесса. 1982, т. 1, с. 23—25.
- [4] Абдурахимов А. А., Рудь Ю. В., Санин К. В. и др. ЖТФ, 1983, т. 53, № 2, с. 325—328.
- [5] Абдурахимов А. А., Карлина Л. Б., Рудь Ю. В. и др. Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, № 24, с. 1477—1481.
- [6] Лунев А. В., Рудь Ю. В., Таиров М. А. и др. ЖПС, 1986, т. 44, № 2, с. 247—251.
- [7] Физико-химические свойства полупроводниковых веществ. Справочник. М.: Наука, 1978, с. 339.
- [8] Kunioka A., Sakai Y. Jap. J. Appl. Phys., 1968, v. 7, N 9, p. 1138—1139.
- [9] Shay J. L., Wagner S., Philips J. C. Appl. Phys. Lett., 1976, v. 28, N 1, p. 31—33.
- [10] Singh R., Rajkanan K., Brodie E., Morgan J. H. IEEE Trans. Electron Devices, 1980, v. ED-27, N 4, p. 656—662.
- [11] Милнс А., Фойшт Д. Гетеропереходы и переходы металл—полупроводник. М.: Мир, 1975. 430 с.
- [12] Shay J. L., Buchler E., Wernick J. H. Phys. Rev., 1971, v. B4, N 8, p. 2479—2485.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
21 апреля 1987 г.