

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА УЗКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

М.А.МУСАЕВ

Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия

AZ 1010, г.Баку, пр.Азадлыг, 20

В узкозонном полупроводнике InAs экспериментально обнаружено нелинейное отражение при четырехволновом взаимодействии, изучены его особенности и измерены нелинейные параметры полупроводника, определяющие эффективность отражения. Выяснена природа нелинейной восприимчивости в узкозонном полупроводнике InSb при четырехволновом взаимодействии. Показано, что при некогерентных взаимодействующих волнах механизм нелинейности обусловлен непараболичностью зоны проводимости, а при когерентных волнах определяющую роль играет двухфотонная генерация свободных электронов.

Исследование всевозможных нелинейных эффектов, в частности, генерации высших гармоник параметрического усиления света позволяет, с одной стороны, разработать новые перестраиваемые источники когерентного излучения в тех областях спектра, которые не перекрываются частотами излучения самих лазеров. С другой стороны, эти исследования дают инструмент для изучения нелинейных оптических характеристик среды - нелинейной восприимчивости, показателя преломления нелинейной среды, в частности, его дисперсии.

Одно из перспективных направлений прикладной нелинейной оптики связано с проблемой обращения волнового фронта (ОВФ). Методы нелинейной оптики позволяют реализовать «зеркало», автоматически подстраивающееся под форму любой падающей волны, так чтобы отразить сигнал в форме обращенной волны. Самые интересные приложения обращенной волны связаны с ее свойством автоматически восстанавливать свою структуру при обратном проходе по той же оптически неоднородной среде. Эффект обращения волнового фронта позволяет осуществить самокомпенсацию искажений волнового фронта, компенсацию искажений изображения в световоде, автофокусировку излучения, а так же создать мощные лазеры с менее жесткими требованиями к оптическим свойствам элементов.

Целью данной работы являлись анализ и исследование механизмов нелинейного взаимодействия в оптических средах пригодных для эффективного обращения волнового фронта излучения импульсных CO₂-лазеров при четырехволновом взаимодействии.

Одной из важнейших задач прикладной нелинейной оптики является поиск сред с возможно большими значениями нелинейных восприимчивостей. В этом отношении полупроводники, как показали эксперименты, являются одними из наиболее перспективных сред [1]. Большие нелинейности полупроводников, в принципе, следуют из того факта, что именно они с их сравнительно малой шириной запрещенной зоны E_g характеризуются достаточно низкими внутренними полями, определяющими силы связи, действующие на оптические электроны. Поэтому даже не слишком высокие лазерные поля уже должны обеспечить большой вклад в восприимчивость электронной нелинейной поляризации.

Изучение кубических восприимчивостей – центральный вопрос нелинейной спектроскопии. Эффекты, обусловленные кубической восприимчивостью, лежат в основе таких методов нелинейной спектроскопии, как двухфотонная спектроскопия, спектроскопия насыщения, а также позволяют, решить такую важную практическую задачу, как коррекция фазовых искажений методом четырехволнового взаимодействия [2,3].

Для всех областей применения полупроводников важно знать предел их работоспособности по интенсивности лазерного излучения. Этот предел обычно определяется порогом разрушения материала. Помимо этого, максимальная эффективность отражения в полупроводниках определяется величиной линейного поглощения, порогом разрушения материала, а также величиной константы нелинейного взаимодействия. Исследование именно этих характеристик материалов может позволить сделать однозначный вывод о перспективности того или иного материала для ОВФ ЧВ [4-8].

1. ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ INAS

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ЛИНЕЙНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ.

Коэффициенты линейного поглощения определялись из данных о пропускании образцов, измеренных при интенсивностях значительно ниже, чем интенсивности, при которых проявляется нелинейное поглощение и разрушение поверхности образца. Согласно [9], при этих условиях пропускание T образца толщиной l и коэффициентом линейного поглощения α с учетом многократного внутреннего отражения дается выражением

$$T = \frac{(1-r)^2 e^{-\alpha l}}{1-r^2 e^{-2\alpha l}}, \quad (1)$$

здесь r – коэффициент френелевского отражения поверхности образца, l – длина образца.

Мощность, падающего на исследуемый образец излучения CO_2 -лазера, контролировалась приемником ФП-05. Прошедшее через образец излучение регистрировалось приемником ФПУ-50. С помощью калиброванных ослабителей из CaF_2 обеспечивалось измерение пропускания в области низких интенсивностей. Точность относительных измерений была не хуже $\sim 5\%$ и определялась точностью измерения амплитуды сигнала на осциллографе. Полученные величины α для InAs n-типа с разной степенью легирования приведены в Таблиц 1.

Известно, что в образцах n-типа InAs оптическое поглощение от края фундаментального поглощения ($\sim 3,5\mu m$) и приблизительно до $23\mu m$, где появляется первая полоса поглощения решетки, обусловлено переходами электронов внутри зоны проводимости. Коэффициент поглощения пропорционален концентрации носителей, причем сечение поглощения, приходящее на один электрон, при $\lambda \approx 10,6\mu m$ составляет $6,5 \cdot 10^{-17} cm^2$ [9]. Полученные результаты для образцов $N \geq 3 \cdot 10^{16} cm^{-3}$ с точностью до ошибки измерений хорошо согласуются с оценкой по [9].

Таблица 1.

Концентрация свободных электронов, $N_e \cdot 10^{17} cm^{-3}$	α, cm^{-1}	
	измеренное	оценка по [127]
0,1	1	0,60
0,3	2,3	1,95
1,6	8,4	9,6
5,3	28	31,5

Наблюдаемое расхождение $\sim 40\%$ в образце с $N \approx 1 \cdot 10^{16} cm^{-3}$ может быть связано с тем, что с уменьшением поглощения на свободных носителях заметно возрастает относительный вклад поглощения на дефектах, определяемых условиями выращивания кристаллов, их чистотой, нарушениями кристаллической решетки и кристаллической упорядоченностью.

Хорошо известно, что в традиционной схеме четырехволнового взаимодействия в нелинейной среде одновременно присутствуют встречные волны. В узкозонных полупроводниках (InAs, InSb), как было показано в [10], основными факторами, ограничивающими предельно достижимую эффективность отражения при четырехволновом взаимодействии, являются линейное и наведенное нелинейное поглощение, вызванное генерацией неравновесных носителей. При этом в расчетах предполагалось, что интенсивность, определяющая нелинейное поглощение, равна просто сумме интенсивностей всех взаимодействующих волн. Вместе с тем, известно [11, с.149-152], что для реактивной нелинейности при двух встречных волнах в выражение для нелинейного набега фазы волны, распространяющейся в кубичной нелинейной среде, из-за интерференционных эффектов интенсивность встречной волны входит с коэффициентом 2. По-видимому, появление подобной асимметрии можно ожидать и для активной нелинейности, т.е. для нелинейного поглощения.

Выражение для пропускания $T^{(3)} = \frac{I(\ell)}{I_0}$ образцов с учетом n-фотонного поглощения в зависимости от интенсивности падающего излучения I_0 принимает вид

$$T^{(3)} = (1-r)^2 \sqrt[3]{\frac{\alpha e^{-3\alpha\ell}}{\alpha + \delta I_0^3 (1 - e^{-3\alpha\ell})}}. \quad (2)$$

Предположим, что формулой (2) можно воспользоваться для описания пропускания InAs и при наличии встречной волны. Тогда возможны два случая: первый, когда действующая интенсивность I' есть просто сумма интенсивностей пробной I_1 и встречной I_2 волн и второй, когда I_2 входит в I' со множителем ξ , отличным от единицы ($I' = I_1 + \xi I_2$). Таким образом, измеряя $T(I')$ при одновременном распространении в образце двух волн и сравнивая полученные результаты с данными расчета по формуле (2) для разных ξ при α и δ , определенных из измерений с одной волной, можно найти ξ . Кроме того, ξ может быть определено из измерений отношения τ пропускания образца без (T_1) и в присутствии (T_2) встречной волны

$$\tau = \frac{T_1}{T_2} = \left\{ \frac{\alpha + \delta (I_1 + \xi I_2)^3 [1 - \exp(-3\alpha\ell)]}{\alpha + \delta I_1^3 [1 - \exp(-3\alpha\ell)]} \right\}^{1/3}. \quad (3)$$

Когда нелинейное поглощение значительно превышает линейное, формула (3) преобразуется к весьма простому виду

$$\tau = 1 + \xi I_2 / I_1. \quad (4)$$

Таким образом, ξ можно определить, даже не измеряя α и δ в исследуемом образце, а лишь выполнив условие малости линейного поглощения по сравнению с нелинейным.

Схема эксперимента приведена на Рис.1. Источником излучения служил импульсный ТЕА CO₂-лазер 1, работающий на низшей поперечной моде TEM₀₀ с длительностью импульса по полувысоте переднего пика ~80нс. Излучение делилось зеркалом 2 на два пучка примерно равной интенсивности. Прошедший пучок I_1 через линию оптической задержки 3 направлялся на образец 9 полупрозрачным зеркалом 7. Отраженный от зеркала 2 пучок I_2 направлялся на образец зеркалами 4 (глухое) и 8 (полупрозрачное) с противоположной стороны. Отношение I_1/I_2 варьировалось заменой зеркал 7 и 8. Для того чтобы избавиться от волн, возникающих в

образце из-за отражения излучения от его поверхностей, он был наклонен под углом Брюстера к падающим пучкам. Интенсивности падающего и прошедшего через образец излучения контролировались приемниками 10 и 11. Перед приемником 11 помещалась диафрагма 12 диаметром 1мм, вырезавшая из пучка его центральную часть с максимальной интенсивностью [5]. Величина T определялась как отношение амплитуд прошедшего и падающего импульсов. Для измерения интенсивности пучков, падающих на образец, вместо него помещалось зеркало 5, отводившее излучение обоих пучков поочередно на калиброванный приемник 6. Исследовался образец InAs толщиной $l=1,1\text{мм}$ с концентрацией донорной примеси $\sim 2 \cdot 10^{16}\text{см}^{-3}$.

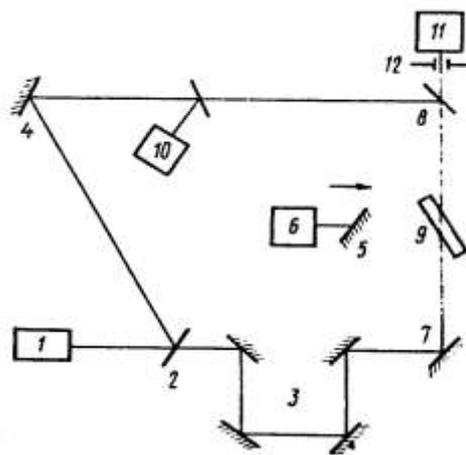


Рис.1.

Схема экспериментальной установки.

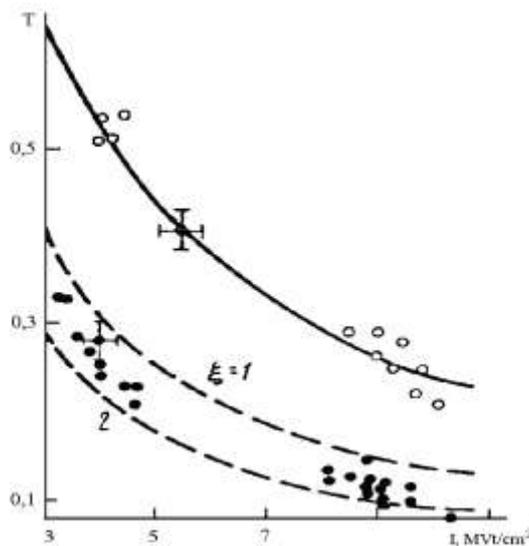


Рис.2.

Зависимость пропускания InAs от интенсивности пробного пучка I_1 .

Первоначально разность хода между пучками линией задержки была сведена к минимуму ($\Delta L \leq 5\text{мм}$). Результаты измерений T в относительных единицах для одного (светлые) и двух (темные точки) пучков при $I_2/I_1=0,85$ приведены на Рис. 2. Там же приведена зависимость T , рассчитанная по формуле (3) (сплошная кривая) для $\alpha=1\text{см}^{-1}$ и $\delta=0,14\text{см}^5/\text{МВт}^3$ [12]. Пунктир – та же зависимость, где в качестве I принято $I_1 + \xi I_2$ при $\xi=1$ и 2. Обработка результатов показывает, что наилучшее согласие расчета с экспериментом достигается при $\xi=1,6 \pm 0,4$.

Аналогичные измерения проведены при $I_2/I_1=1,4$ и $0,6$ и $\Delta L \leq 5\text{мм}$ и $\Delta L=48\text{см}$; во втором случае ΔL значительно превышает длину когерентности излучения лазера, равную $\sim 20\text{см}$. Во всех четырех случаях в пределах ошибки эксперимента ξ совпали и превышают единицу ($\xi=1,5 \pm 0,4$). При $I_1 \geq 8\text{МВт}/\text{см}^2$ проводилась также обработка данных по формуле (4). Получено $\xi=1,6 \pm 0,3$ ($I_2/I_1=0,85$; $\Delta L \leq 5\text{мм}$) и $1,4 \pm 0,3$ ($I_2/I_1=0,6$; $\Delta L \leq 48\text{см}$).

Таким образом, нелинейное поглощение при встречном распространении двух пучков больше, чем при распространении одного пучка суммарной интенсивности, т.е. при рассмотрении нелинейного поглощения встречных волн в InAs надо учитывать интерференционные эффекты. Формула (3) может быть использована для описания пропускания пробной волны при наличии встречной, причем интенсивность встречной волны входит в (3) с коэффициентом $\xi \approx 1,5$.

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА УЗКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ
ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОТРАЖЕНИЯ ПРИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
В ОБРАЗЦАХ InAs

Для исследования были выбраны оптически полированные пластины из InAs n-типа. Основные характеристики образцов приведены в Таблице 2.

Таблица 2.

№ образца	Концентрация свободных электронов, N_e , 10^{17}см^{-3}	Подвижность свободных электронов, μ_n , $10^4 \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	Толщина образца l , см
1	0,1	4,8	0,11
1'	0,1	4,8	0,05
2	0,3	4	0,03
3	1,6	2,5	0,05
3'	1,6	2,5	0,09
4	5,3	1,8	0,11

Результаты измерения зависимости R от I_1 в образцах InAs при комнатной температуре приведены на Рис.3 и Рис.4. (Здесь и далее в приводимых данных учтено френелевское отражение на входных поверхностях образцов для первой опорной, сигнальной и отраженной волн). С ростом I_1 R в обоих образцах сначала растет квадратично, затем R достигает максимума и уменьшается. С ростом толщины в образцах 1 и 1', где $\alpha l \ll 1$, R растет практически квадратично (Рис.4). Максимальное R в InAs составило $\sim 13\%$ в образце №1 при интенсивности $I_1 \approx 1,8 \text{МВТ}/\text{см}^2$.

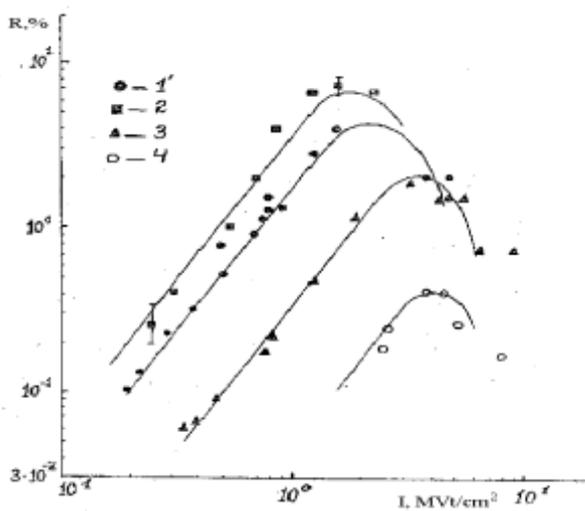


Рис. 3.

Зависимости отражения R от интенсивности первой опорной волны I_1 в InAs при разных концентрациях равновесных свободных носителей N_e (образцы №1,2,3,4). Сплошные кривые – расчетные.

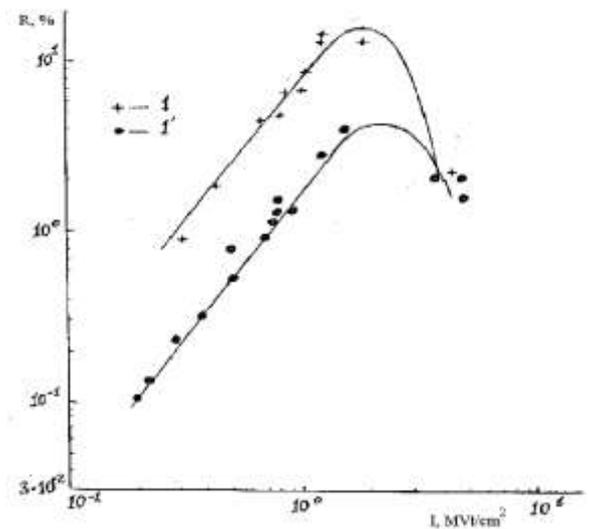


Рис. 4.

Зависимости R от I_1 в InAs при разных длинах взаимодействия l (образцы №1, 1'). Сплошные кривые – расчетные

Для количественного сопоставления результатов экспериментов с расчетом кроме α и γ_n необходимо знать константу M в исследуемых образцах. Для каждого образца из данных по измерениям зависимости R от I_1 при малых I_1 , когда нелинейным поглощением можно пренебречь и наблюдается квадратичная зависимость R от I_1 ,

$$M = \frac{\alpha\sqrt{R}}{2I_1 e^{-\alpha\ell}(1-e^{-\alpha\ell})}. \quad (5)$$

Величины M для каждого исследованного образца приведены в Таблице 3.

Таблица 3.

№ образца	$\alpha, \text{см}^{-1}$	$M, \frac{\text{см}}{\text{МВт}}$	$\ell_{\text{опт}}, \text{см}$	$I_{\text{опт}}, \frac{\text{МВт}}{\text{см}^2}$	$R_{\text{макс}}, \%$
1(1')	1	2,25	0,46	1,53	154
2	2,5	5,6	0,18	2,07	280
3	8,4	1,6	0,055	3,11	4,5
4	28	2,7	0,016	4,64	2,6

При расчете величины нелинейного поглощения в качестве интенсивности I бралась сумма интенсивностей всех взаимодействующих волн в нелинейной среде. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что в указанных полупроводниках возможность увеличения R за счет увеличения интенсивности опорных волн ограничена наведенным нелинейным поглощением.

По формуле

$$R = 4M^2 I_1^2 \ell^{-2\alpha_{\text{эфф}}\ell} \left(\frac{1 - \ell^{-\alpha_{\text{эфф}}\ell}}{\alpha_{\text{эфф}}} \right)^2 \quad (6)$$

можно определить оптимальные, с точки зрения максимально достижимого R при заданном α , длину взаимодействия $\ell_{\text{опт}}$ и интенсивность первой опорной волны $I_{\text{опт}}$, дифференцируя (6) по ℓ и по I_1 , из условий $\frac{dR}{d\ell} = 0$ и $\frac{dR}{dI_1} = 0$. Из первого условия получаем

$$\alpha_{\text{эфф}} \ell_{\text{опт}} \approx 0,7. \quad (7)$$

Из второго условия для InAs

$$\gamma_4 I_{\text{опт}}^3 \ell_{\text{опт}} \approx 0,23. \quad (8)$$

Из условия (7) легко получить величины $\ell_{\text{опт}}$, $I_{\text{опт}}$ и $R_{\text{макс}}$

$$\ell_{\text{опт}} \approx \frac{0,46}{\alpha}, \quad I_{\text{опт}} \approx \sqrt[3]{\frac{\alpha}{2\gamma_n}}, \quad R_{\text{макс}} = \frac{0,13M^2}{\sqrt[3]{4\gamma_4^2\alpha^4}}. \quad (9)$$

Из (9) следует, что $I_{\text{опт}}$ определяется константами линейного и нелинейного поглощения каждого конкретного образца. Этот вывод полностью подтверждается результатами экспериментов (Рис. 3, Рис.4 и Таблица 3).

Измеренные в работе константы α , γ_n , M позволяют оценить максимальные значения $R_{\text{макс}}$, которые можно было бы получить в исследованных образцах при оптимизации ℓ и I_1 . Величины $\ell_{\text{опт}}$, $I_{\text{опт}}$ и $R_{\text{макс}}$ для каждого образца приведены также в Таблице 3. Значения $R_{\text{макс}}$ получены в предположении, что обе поверхности образцов просветлены.

Известно, что ширина запрещенной зоны в большинстве полупроводниках (k

ним относятся и InAs) с понижением температуры T растет [13]

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{aT^2}{b+T} \quad (10)$$

здесь $E_g(0)$ – ширина запрещенной зоны при $T=0K$, a и b – константы. В InAs $E_g(0)=0,426эВ$, соответствующая величина при комнатной температуре составляет $E_g(300K)=0,35эВ \approx 3\hbar\omega_{CO_2}$. Таким образом, при охлаждении InAs например, до температуры жидкого азота, ($a \approx 3,16 \cdot 10^{-4}эВ/град$, $b \approx 93K$), $E_g(T=77K)$ по сравнению с $E_g(300K)$ возрастает и составляет $\sim 0,41эВ$, что заметно превышает $3\hbar\omega$, то есть нелинейное поглощение в InAs при понижении температуры должно заметно уменьшаться.

Функцией температуры является также и линейное поглощение в полупроводниках, однако связь α с T сильно зависит от механизма поглощения излучения. В том случае, если поглощение вызвано дефектами кристалла и посторонними примесями, α практически не зависит от T . Если поглощение обусловлено свободными носителями, то связь α и T определяется механизмом рассеяния свободных носителей [9] и практически для всех механизмов рассеяния α уменьшается с понижением температуры.

Для исследования отражения при ЧВ при низких температурах образцы помещались в металлический азотный криостат с двумя окнами 1 из BaF_2 .

Экспериментально влияние температуры на α и γ_n в InAs исследовалось в образцах №1 и №3. Зависимости $T^{(n)}$ от I при температурах 300K и 77K в указанных образцах приведены на Рис.5. Результаты исследования образца InAs №1 показывает, что линейное поглощение его с понижением температуры не изменилось ($\alpha \approx 1см^{-1}$). В то же время интенсивность падающего излучения, при которой начинает заметно проявляться нелинейное поглощение, выросла с $\sim 1МВт/см^2$ при $T=300K$ до $\sim 4 \div 5МВт/см^2$ при $T=77K$. Полученные результаты свидетельствуют, что линейное поглощение в этом образце обусловлено дефектами кристалла и посторонними примесями. Уменьшение же нелинейного поглощения связано в данном образце с увеличением ширины запрещенной зоны при понижении температуры и переходом в область E_g , где нелинейное поглощение определяется процессами четырехфотонной генерацией электрон-дырочных пар.

В отличие от образца №1, в образце №3 обнаружено заметное уменьшение (примерно в 2 раза с $8,4$ до $\sim 4см^{-1}$) линейного поглощения. Интенсивность, при которой нелинейное поглощение заметно изменяет пропускание образца с понижением температуры, также заметно уменьшается. Это уменьшение, как показывают расчеты по формуле (2), полностью определяется уменьшением α при неизменной константе нелинейного поглощения образца.

Наблюдаемое в образцах 3 и 5 изменение α с температурой хорошо согласуется с теоретической зависимостью поглощения излучения свободными электронами от температуры в полупроводниках [9]. В то же время неизменность этой константы в образце №3 оказалась неожиданной. Причина такого эффекта, видимо, связана с тем, что донорная примесь вблизи дна зоны проводимости при достаточно высокой концентрации образует примесную зону. Расстояние ее от валентной зоны $E_{np} < 3\hbar\omega_{CO_2}$ и слабее зависит от температуры, чем E_g . Поэтому процесс генерации неравновесных дырок в легированном InAs может оставаться трехфотонным за счет трехфотонного переброса электронов из валентной зоны в примесную, а нелинейное поглощение, обусловленное поглощением на неравновесных дырках,

четырёхфотонным.

Полученные результаты показывают, что, понижая температуру InAs можно повысить R при ЧВ за счет уменьшения α и γ_n при условии, однако, что M с понижением температуры не будет уменьшаться.

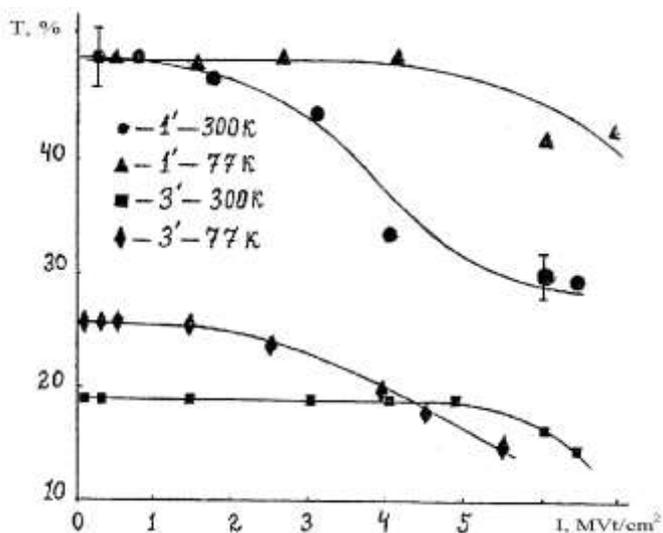


Рис. 5.

Зависимости пропускания T образцов и InAs №1',3 (с разными N_c) от I при комнатной и азотной температурах.

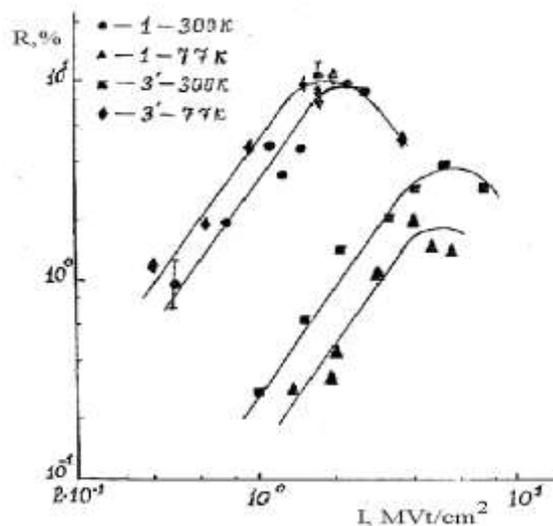


Рис. 6.

Зависимости R от I₁ в образцах InAs с разными N_c (№1,3) при комнатной и азотной температурах

Для исследования влияния температуры на M для образцов №1, №3 проведены измерения зависимости R от I₁ в этих образцах при температурах 300K и 77K (Рис. 6), откуда следует, что R в образце InAs №1 почти в 30 раз уменьшилось при понижении температуры от 300K до 77K при малых интенсивностях ($I_1 \approx 1 \div 1,5 \text{ МВт/см}^2$), что свидетельствует об уменьшении M с понижением температуры. Как и ожидалось, за счет уменьшения константы нелинейного поглощения заметно выросла интенсивность $I_{\text{опт}}$, при которой R достигает максимума. В образце №3 понижение температуры привело, напротив, к почти 30 кратному увеличению R (при $I_1 \approx 1 \div 1,5 \text{ МВт/см}^2$), а максимум R сместился в область более низких интенсивностей, что связано с уменьшением линейного поглощения. На основании полученных результатов рассчитаны значения M, $\ell_{\text{опт}}$, $I_{\text{опт}}$ и $R_{\text{макс}}$ для образцов №1 и №3 при T=77K, приведенные в Таблице 4.

Таблица 4.

№ образца	$\alpha, \text{ см}^{-1}$		M, см/МВт		$\ell_{\text{опт}}, \text{ см}$		$I_{\text{опт}}, \text{ МВт/см}^2$		$R_{\text{макс}}, \%$	
	77K	300K	77K	300K	77K	300K	77K	300K	77K	300K
1	1	1	0,40	2,25	0,5	0,46	4,5	1,5	50	154
3	4	8,4	3,9	1,6	0,11	0,055	2,4	2,1	74	4,5

Из Таблицы 4 следует, что значительное уменьшение R с понижением температуры в образце №1 связано с уменьшением константы M, характеризующей нелинейность среды, примерно в 5,5 раз. В образце №3 M наоборот выросло в 2,5 раза, что вместе с уменьшением в ~ 2 раза линейного поглощения привело к увеличению R в InAs 30 раз, а $R_{\text{макс}}$ - в почти 20 раз. Кроме того, за счет

уменьшения α заметно выросло $R_{\text{макс}}$ для этого образца.

II. ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ InSb

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ЛИНЕЙНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ПОРОГА РАЗРУШЕНИЯ

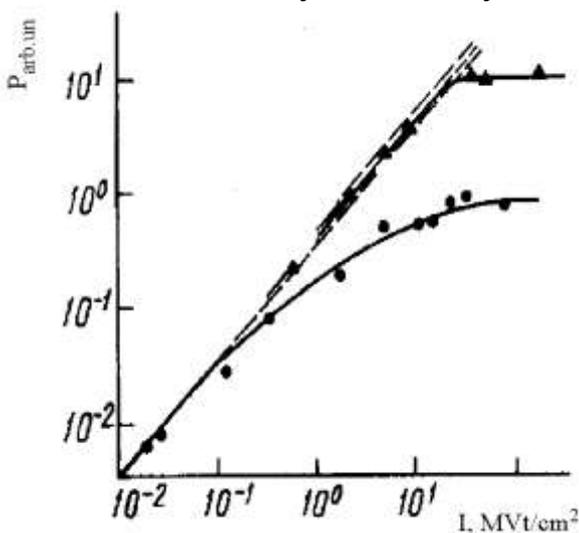
Коэффициенты линейного поглощения и порог разрушения образцов InSb определялись по методике, как и для InAs. Полученные величины α для InSb n-типа с разной степенью легирования приведены в Таблице 5 [5,6].

В исследуемых образцах InSb, как следует из Таблицы, α не зависит от концентрации носителей (данные приведены для азотной температуры). Это связано с тем, что в этих образцах степень легирования невысокая ($\approx 10^{16}$) и концентрация свободных электронов при комнатной температуре, в основном, определяется их тепловой генерацией и для всех образцов примерно одинакова $\sim 2 \div 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При таких концентрациях коэффициент поглощения на свободных носителях составляет $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ [9]. Следовательно можно сделать вывод о том, что наблюдаемое поглощение обусловлено, в основном, примесями, дефектами и др.

Таблица 5.

№ образца	Концентрация свободных электронов $N_e, 10^{17} \text{ см}^{-3}$	$\alpha, \text{ см}^{-1}$	
		измеренное	оценка по [9]
1	0,001 (77 К)	5	0,9
2	0,015 (77 К)	5	0,9
3	0,1 (77 К)	5	0,9

На Рис.7 приведены зависимости мощности прошедшего импульса от интенсивности излучения падающего на поверхность образцов из Ge и InSb. В Ge мощность прошедшего импульса $P_{\text{пр}}$ линейно растет с ростом интенсивности падающего излучения ($I_{\text{пад}}$) вплоть до пороговой интенсивности $I_{\text{пад}} \approx 3 \div 4 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$, когда на поверхности образца возникает пробой (фиксируется визуально по свечению). С этого момента $P_{\text{пр}}^{\text{II}}$ перестает расти с ростом $I_{\text{пад}}$. Деление $P_{\text{пр}}^{\text{II}}$ на площадь пятна взаимодействующего излучения дает величину порога пробоя на поверхности Ge



$I_{\text{пр}}^{\text{II}} \approx 3 \div 4 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$ [14], которая совпадает с $I_{\text{пад}}^{\text{II}}$. Измерение порога пробоя на поверхности всех исследованных в нашей работе образцов показало, что $I_{\text{пад}}^{\text{II}}$ не зависит от материала образцов и лежит в диапазоне $3 \div 4 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$.

Рис.7.

Зависимость мощности, прошедшего импульса $P_{\text{пр}}$ от интенсивности $I_{\text{пад}}$. Ge – треугольники, InSb – темные точки.

В отличие от Ge в образцах InSb $I_{\text{пад}}^{\text{II}} \neq I_{\text{пр}}^{\text{II}}$, причем $I_{\text{пад}}^{\text{II}} > I_{\text{пр}}^{\text{II}}$. Как показывают измерения пропускания образцов InSb, отличие от Ge состоит в том, что еще при интенсивностях излучения ниже порога пробоя на поверхности в них наблюдается заметное уменьшение пропускания. Это

уменьшение пропускания является обратимым, проявляется в InSb при $I \geq 10^5 \text{Вт/см}^2$ и обусловлено процессами нелинейного поглощения излучения в исследуемых полупроводниках.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОТРАЖЕНИЯ ПРИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В INSB ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

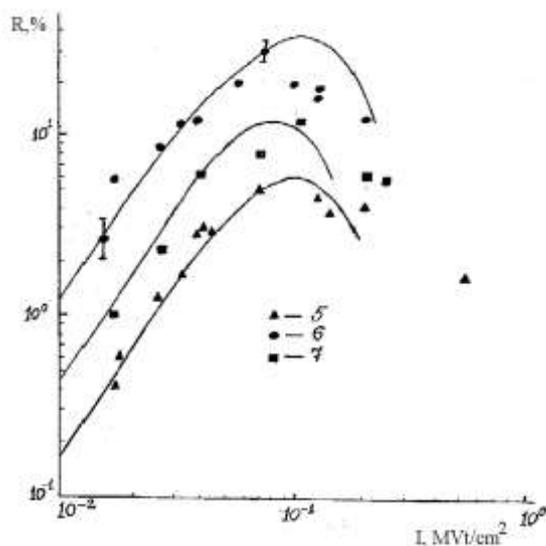
Для исследования были выбраны оптически полированные пластины из InSb n-типа. Основные характеристики образцов приведены в Таблице 6.

Результаты измерения зависимости R от I_1 в образцах InSb при комнатной температуре приведены на Рис. 8 (здесь и далее в приводимых данных учтено френелевское отражение на входных поверхностях образцов для первой опорной, сигнальной и отраженной волн). С ростом I_1 R в обоих образцах сначала растет квадратично, затем R достигает максимума и уменьшается. Максимальное R в InSb $\sim 30\%$ получен в образце №2 при $I_1 \approx 0,1 \text{МВт/см}^2$.

Таблица 6.

№ образца	Концентрация свободных электронов $N_e, 10^{17} \text{см}^{-3}$	Подвижность свободных электронов $\mu_n, 10^4 \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	Толщина образца $l, \text{см}$
1	0,001(77К)	77	0,03
2	0,015 (77К)	24	0,05
3	0,1 (77К)	10	0,05

Полученные зависимости качественно согласуются с формулой (6). Для количественного сопоставления результатов экспериментов с расчетом кроме α и γ_n , необходимо знать константу M в исследуемых образцах. Подстановка величин α , γ_n и M в формулу (6) и сопоставление результатов расчета с экспериментом



показывает хорошее согласие не только качественное, но и количественное вплоть до величин нелинейного поглощения $\gamma_n J^{n-1} \geq \alpha$. При расчете величины нелинейного поглощения в качестве интенсивности I бралась сумма интенсивностей всех взаимодействующих волн в нелинейной среде. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что в указанном полупроводнике возможность увеличения R за счет увеличения интенсивности опорных волн тоже ограничена наведенным нелинейным поглощением.

Рис. 8.

Зависимости R в InSb от I_1 при разных N_e (образцы № 1,2,3). Сплошные кривые –расчетные.

По формуле (6) можно определить оптимальные, с точки зрения максимально достижимого R при заданном α , длину взаимодействия l_{opt} и интенсивность первой опорной волны I_{1opt} , дифференцируя (6) по l и по I_1 , из условий $dR/dl=0$ и $dR/dI_1=0$. Из первого условия получаем

$$\alpha_{эфф} l_{opt} \approx 0,7. \tag{11}$$

Из второго условия

$$\gamma_3 I_{1\text{опт}}^3 \ell_{\text{опт}} \approx 0,35. \quad (12)$$

Из условия (11) и (12) легко получить величины $I_{\text{опт}}$, $I_{1\text{опт}}$ и $R_{\text{макс}}$

$$\ell_{\text{опт}} \approx \frac{0,35}{\alpha}, \quad J_{1\text{опт}} \approx \frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\gamma_3}}, \quad R_{\text{макс}} = 0,001 \frac{M^2}{\alpha \gamma_3}. \quad (13)$$

Из формулы 13 следует, что $I_{1\text{опт}}$ определяется константами линейного и нелинейного поглощения каждого конкретного образца. Этот вывод полностью подтверждается результатами экспериментов.

ИЗМЕРЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПЯТОГО ПОРЯДКА В INSB НА 10,6мкм

Как было показано в предыдущем разделе при вырожденном четырехволновом взаимодействии в InSb на 10,6мкм при когерентных сигнальной и опорных волнах эффективная нелинейная восприимчивость, ответственная за ЧВВ-отражение, обусловлена генерацией свободных электронов. Поскольку этот процесс идет путем двухфотонного поглощения, то можно сделать вывод, что в наблюдаемое ЧВВ-отражение доминирующий вклад вносит нелинейная восприимчивость пятого порядка $\chi^{(5)}$. При традиционной форме представления нелинейной поляризации [15]

$$P^{\text{нл}} = \chi^{(3)} EEE + \chi^{(5)} EEEEE + \dots, \quad (14)$$

это значит, что $\chi^{(5)} \gg \chi^{(3)}$, $\chi^{(2n+1)}$; $n > 2$. В результате подстановки в волновое уравнение нелинейной поляризации, ответственной за ЧВВ-отражение, в виде $P_4 = \chi^{(5)} EEEEE$ для коэффициента отражения сигнальной волны E_3 в обращенную волну E_4 по мощности (при $R \ll 1$), получаем $R = |E_4|^2 / |E_3|^2 \sim |\chi^{(5)} E_{1,2}^4|^2$, где $|E_{1,2}|^2$ – интенсивности опорных волн, однако эксперименты [12] такой зависимости не обнаружили. Связано это было, видимо, с тем, что исследования в [12] велись при таких интенсивностях, когда нелинейное поглощение взаимодействующих волн уже оказывало существенное влияние на R , а относительно низкая чувствительность схемы регистрации излучения не позволяла провести измерения R при меньших интенсивностях опорных волн.

В работе [12] перед приемником, регистрирующим отраженную волну, устанавливался рассеиватель так, чтобы устранить трудности попадания отраженной волны на фоточувствительный элемент HgCdTe размером 200×200мкм. Для увеличения чувствительности измерительной системы рассеиватель не ставился, а пучок отраженной волны фокусировался линзой с фокусным расстоянием 12см. Для того чтобы пучок отраженной волны точно попадал на фоточувствительный элемент, приемник располагался на двухкоординатном столике и его установка осуществлялась по максимальному сигналу отраженной волны при фиксированной интенсивности первой опорной волны I_1 . Это позволило увеличить чувствительность системы регистрации отраженной волны как минимум на порядок по сравнению с [12]. Погрешность относительных измерений R и I_1 в условиях эксперимента была не хуже 20%.

Исследовался образец №3 InSb n-типа с концентрацией донорной примеси $\sim 10^{14} \text{см}^{-3}$, толщиной $l=0,5 \text{мм}$ при температуре $T=300 \text{К}$. Измеренная зависимость $R(I_1)$ (светлые точки) приведена на Рис. 9. Обработка данных в области $I_1 \approx 10 \div 20 \text{кВт/см}^2$ по методу наименьших квадратов показала, что в логарифмичес-

ком масштабе они описываются прямой с наклоном, соответствующим зависимости $R \sim I_1^4$ с коэффициентом корреляции 0,85. При $I_1 > 20 \text{ кВт/см}^2$ зависимость $R(I_1)$ начинает уже существенно отклоняться от зависимости вида $R \sim I_1^4$ (пунктир), и в этой области значений I_1 неплохо согласуется с данными, полученными в такого же типа образце InSb в [12] (темные точки на Рис.9, $l=0,3 \text{ мм}$). Такое поведение экспериментальной кривой обусловлено нелинейным поглощением в InSb. Сплошной кривой на Рис.9 нанесена зависимость $R(I_1)$ с учетом нелинейного поглощения по формуле [12]

$$R = \left[(1-r)^3 \frac{2\pi\omega}{cn} \chi^{(5)} E_1^4 \frac{e^{-\alpha_n l} (1 - e^{-\alpha_n l})}{\alpha_n} \right]^2, \quad (15)$$

где $\alpha_n = \alpha + \gamma_3 I_\Sigma^2$, $I_\Sigma = \sum_{i=1}^4 \alpha_i |E_i|^2$; ω - частота лазерного излучения; c - скорость света в вакууме; $n=3,95$ - линейный показатель преломления; $\alpha=5 \text{ см}^{-1}$ и $\gamma=540 \text{ см}^3/\text{МВт}^2$ - коэффициенты линейного и нелинейного поглощения в InSb [12]; r - коэффициент френелевского отражения от поверхности образца; α_i - коэффициенты, учитывающие вклад каждой из взаимодействующих волн в нелинейное поглощение.

В области интенсивностей I_1 от 10 до $30 \div 40 \text{ кВт/см}^2$, т.е. вплоть до максимума зависимости $R(I_1)$, расчетная кривая хорошо описывает результаты эксперимента. Подставляя экспериментально измеренные R и I_1 при $I_1 < 40 \text{ кВт/см}^2$ в формулу (15), получаем нелинейную восприимчивость пятого порядка в InSb: $\chi^{(5)} \approx 8 \cdot 10^{-8} \text{ ед. СГСЭ}$.

При $I_1 > 50 \text{ кВт/см}^2$ наблюдается значительное расхождение расчетной кривой с экспериментальными данными. Рассчитанный по (15) коэффициент отражения резко падает с увеличением интенсивности, а экспериментальный уменьшается значительно более плавно. Для выяснения причин такого расхождения требуются дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования.

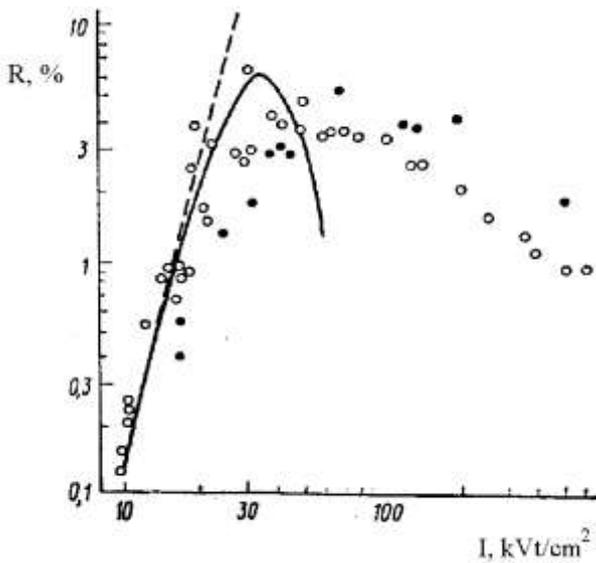


Рис.9.

Зависимость R от I_1 в InSb при $T=300 \text{ К}$.

Исходя из предположения, что при $I_1 < 40 \text{ кВт/см}^2$ основной механизм нелинейности, ответственной за ЧВ-отражение, обусловлен генерацией свободных электронов, оценим $\chi^{(5)}$. Известно [16], что при генерации свободных электронов в полупроводниках нелинейная добавка к диэлектрической проницаемости

$$\Delta\epsilon = -\frac{\omega_p^2}{\omega^2} = -\frac{4\pi^2 N e^2}{m_{eh}^* \hbar \omega^2}, \quad (16)$$

где e - заряд электрона, N - концентрация неравновесных свободных электронов в зоне проводимости, m_{eh}^* - приведенная масса электрон-дырочной пары (ЭДП). В общем случае N определяется скоростями генерации ЭДП (в нашем случае в результате двухквантового поглощения), их рекомбинации и диффузионного

движения

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\eta\beta\ell^2}{\hbar\omega^2} - \frac{N}{\tau} + D_a \frac{\partial^2 N}{\partial x^2}, \quad (17)$$

где η – квантовая эффективность генерации ЭДП, β – коэффициент двухфотонного поглощения, τ – время жизни ЭДП, D_a – коэффициент амбиполярной диффузии. Поскольку в InSb при ЧВВ вклад в R дает только редкая решетка, записываемая попутными волнами, диффузионным членом в (17) можно пренебречь. Учитывая также, что в InSb при $T=300$ К $\tau \approx 10^{-8}$ с, а длительность лазерного импульса превышает $\sim 10^{-8}$ с, для концентрации неравновесных носителей получаем

$$N = \frac{\eta\beta\ell^2\tau}{\hbar\omega^2}. \quad (18)$$

Подставляя (18) в (16) и определяя связь $\Delta\varepsilon$ с $\chi^{(5)}$ в виде

$$\Delta\varepsilon = 4\pi \chi^{(5)} \sum E_i E_j E_k E_\ell,$$

получаем

$$\chi^{(5)} = -\frac{\eta\beta n^2 c^2 e^2 \tau}{64\pi^2 m_{\text{th}}^* \hbar \omega^3}. \quad (19)$$

Подставляя в (19) известные параметры InSb ($\eta=0,5$, $n=3,95$, $m_{\text{th}}^* \approx 0,012m_\ell$, $\beta \approx 5,5$ см/МВт, $\tau \approx 10^{-8}$ с), получаем $\chi^{(5)} = 5 \cdot 10^{-8}$ ед. СГСЭ, что неплохо согласуется с экспериментально измеренным значением.

Из результатов исследований температурной зависимости τ в InSb [17] следует, что уменьшение T от ~ 300 К до 200 К в образцах с концентрацией примесей менее 10^{15} см $^{-3}$ позволяет увеличить τ до $(0,5 \div 1) \cdot 10^{-6}$ с. Соответственно, учитывая, что $\chi^{(5)} \sim \tau$ и понижая температуру образца, можно увеличить $\chi^{(5)}$ на $1,5 \div 2$ порядка.

Таким образом, прямые эксперименты подтверждают, что основной вклад в вырожденное ЧВ-отражение в InSb на 10,6 мкм дает нелинейная восприимчивость пятого порядка, причем $\chi^{(5)}$ в InSb может быть значительно повышена.

1. R.W.Boyd, Journal of modern optics, **3** (1999) 367.
2. Н.Г.Басов, И.Г. Зубарев, Природа, **8** (1980) 8.
3. Abe Kenichiro, Masaru Amano, Takashige Omatsu, Optics Express, **7** (2004) 1243.
4. Н.Г.Басов, А.Е.Данилов, Г.В.Склизков и др., Квантовая электроника, **2** (1982) 395.
5. В.И.Ковалев, М.А.Мусаев, Ф.С.Файзуллов, Квантовая электроника, **5**(1984) 989.
6. В.И.Ковалев, М.А.Мусаев, Ф.С.Файзуллов, Тезисы докладов УИ Всесоюзной конференции "Нерезонансное взаимодействие излучения с веществом", Паланга: (1984) 51.
7. В.И. Ковалев, М.А.Мусаев, Ф.С.Файзуллов, Тезисы докладов XII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, Москва, (1985) 176.
8. М.А.Мусаев, "Елм", **5** (2004) 164.
9. Р.Уиллардсона, А.Вира, Оптические свойства полупроводников, М.: Мир, (1970)
10. В.И.Ковалев, М.А.Мусаев, Ф.С.Файзуллов, Препринт ФИАН, М., **122** (1984).
11. Б.Я.Зельдович, Н.Ф.Пилипецкий, В.В.Шкунов, Обращение волнового фронта. М.Наука, (1985) 240.

12. Н.Г.Басов, В.И.Ковалев, М.А.Мусаев, Ф.С.Файзуллов, Труды ФИАН, Москва, Наука (1986) 116.
13. К.В.Шалимова, Физика полупроводников, М.: Энергия, (1976) 416.
14. В.И.Ковалев, В.В.Морозов, Ф.С.Файзуллов, Квантовая электроника, **10** (1974) 2172.
15. С.А.Ахманов, Р.В.Хохлов, ЖЭТФ, **1** (1962) 351.
16. А.Миллер, Д.А.Миллер, С.Д.Смит, Adv. Phys., **6** (1981) 697.
17. А.С.Гуляева, М.И.Иглицын, Л.В.Петрова, ФТТ, **6** (1964) 1552.

DARZONALI YARIMKEÇIRICILƏRİN QEYRI-XƏTTİ – OPTİK XASSƏLƏRİ

M.A.MUSAYEV

Darzonalı InAs yarımkeçiricisində eksperimental olaraq dördədalğalı qarşılıqlı əlaqə zamanı qeyri-xətti əksolma müşahidə olunmuşdur, onun xüsusiyyətləri öyrənilmiş və yarımkeçiricidə əksolmanın effektivliyini təyin edən qeyri-xətti parametrlər ölçülmüşdür. Dördədalğalı qarşılıqlı əlaqə zamanı darzonalı InAs yarımkeçiricisində qeyri-xətti qavramanın təbiəti araşdırılmışdır. Göstərilmişdir ki, qeyri-koherent qarşılıqlı əlaqəli dalğalar zamanı qeyri-xəttiliyin mexanizmi keçirici zonanın qeyri-parabolikliyi ilə səciyyələnir, koherent dalğalarda isə sərbəst elektronların ikifotonlu generasiyası əsas təyinedici rol oynayır.

NONLINEAR-OPTICAL PROPERTIES OF THE NARROW BAND SEMICONDUCTORS

M.A.MUSAEV

In narrow band semiconductor InAs nonlinear reflection at four-wave interaction has been experimentally revealed, his features have been investigated and the nonlinear parameters of the semiconductor determining efficiency of reflection have been measured. The nature of a nonlinear susceptibility in narrow band semiconductor InSb has been found out at four-wave interaction. It has been shown, that at not coherent cooperating waves the mechanism of nonlinearity has been caused nonparabola zones of conductivity, and at coherent waves determining the role has been played with two-photon generation free electrons.

Редактор:М.Бабаев