

ИССЛЕДОВАНИЕ КВАЗИБАЛЛИСТИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В СТРУКТУРАХ ИЗ InP

Г. Ф. Карavaев, Е. А. Ткаченко, Е. В. Уйманов

Сибирский физико-технический институт им. В. Д. Кузнецова, 634050, Томск, Россия
(Получена 5 ноября 1992 г. Принята к печати 15 июля 1993 г.)

С помощью моделирования методом частиц изучена температурная зависимость амплитуды колебаний тока при квазибаллистической неустойчивости в структурах из InP. Показана возможность наблюдения колебаний тока при температурах около 60 К и ниже при условии инжекции электронов в активную л-область через гетеропереход.

Теоретическое исследование субмикронных структур с квазибаллистическим транспортом электронов показало возможность их использования при гелиевых температурах как самостоятельных генераторов в диапазоне частот от нескольких сотен до тысяч ГГц [1]. Особенно перспективным из бинарных прямозонных полупроводниковых соединений типа A^{III}B^V является InP с наиболее интенсивным электрон-фононным взаимодействием.

Настоящая работа посвящена изучению квазибаллистической неустойчивости в InP в зависимости от температуры. Исследуется возможность продвижения в область более высоких температур на основе использования явления инжекции электронов в активную область структуры.

Исследование динамических свойств полупроводниковых структур с субмикронными слоями и с квазибаллистическим транспортом электронов адекватно можно проводить лишь на основе кинетического метода, базирующегося на самосогласованном решении кинетического уравнения Больцмана и уравнения Пуассона [2]. Кинетический метод позволяет детально исследовать процессы токопереноса и релаксации энергии и импульса электронов, обусловленные различными механизмами рассеяния.

Квазибаллистическая неустойчивость, основанная на спонтанном испускании электронами полярных оптических фононов, возникает при напряжении V на структуре, соответствующем $\hbar\omega_0 < eV < 2\hbar\omega_0$ ($\hbar\omega_0$ — энергия фонона, e — заряд электрона), и приводит при определенных условиях к СВЧ колебаниям электрического тока [3]. Анализ, проведенный в [1], показал, что неустойчивость проявляется тем сильнее, чем меньше пространственная область, в которой происходит испускание фононов электронами. При гелиевых температурах эта область определялась лишь эффективностью электрон-фононного взаимодействия. С повышением температуры возникают два фактора, локализирующие эту область и, следовательно, уменьшающие генерацию. Во-первых, увеличивается «размазка» по энергии функции распределения инжектируемых электронов. Во-вторых, повышается интенсивность процессов релаксации импульса и энергии электронов за счет взаимодействия с ионизированными примесными атомами, что дополнительно размывает функцию распределения электронов в n -области. Эти простые физические соображения позволяют сделать вывод, что с увеличением температуры амплитуда СВЧ

Таблица 1

Параметры, использованные при моделировании
 $n^+ - n - n^+$ -структуры

Длина моделируемой структуры	0.35 мкм
Приложенная разность потенциалов	0.043 В
Уровень легирования активной области	$1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$
Уровень легирования контактных слоев	$1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$
Число моделируемых частиц	30 000
Шаг интегрирования по времени	$0.5 \cdot 10^{-14} \text{ с}$
Шаг интегрирования по координате	$0.35 \cdot 10^{-3} \text{ мкм}$

составляющей колебаний плотности тока будет уменьшаться, и при некоторой температуре колебания исчезнут.

Для детального исследования описанных процессов была проведена серия численных экспериментов на $n^+ - n - n^+$ -структуре из InP. Моделирование проводилось на основе кинетического подхода методом частиц. При моделировании учитывалось рассеяние на продольных оптических фононах, на акустических фононах и на ионизированных атомах примеси. Более детальное описание применяемой модели приведено в предыдущей работе [1].

Параметры исследуемой $n^+ - n - n^+$ -структуры из InP и параметры моделирования приведены в табл. 1. Оказалось, что при температуре 30 К регулярные колебания плотности тока отсутствуют. Для определения того, какой из описанных выше двух факторов приводит к срыву генерации, было проведено моделирование при температуре 30 К с «отключенным» механизмом рассеяния на ионизированных примесях. При этом наблюдались регулярные высокоамплитудные колебания, незначительно отличающиеся от колебаний при гелиевых температурах [1]. Паразитное влияние на генерацию увеличения разброса в начальных скоростях электронов (по сравнению с температурой 4.2 К) оказалось несущественным. Это позволяет сделать вывод, что основной причиной ослабления неустойчивости и срыва генерации является рассеяние электронов на ионизированных атомах примеси.

С целью адекватного описания эффектов рассеяния электронов на ионизированных примесях была разработана программа решения нелинейного кинетического уравнения Больцмана. На каждом шаге интегрирования кинетического уравнения по времени модифицировался интеграл столкновений. Вероятность взаимодействия электронов с примесными атомами пересчитывалась на основе текущего распределения концентрации электронов в структуре. Стационарное распределение концентрации электронов и соответствующее ему распределение электрического поля, наблюдаемое при $T = 30 \text{ К}$, показано на рис. 1. Заряженная часть активной области структуры вблизи эмиттера, на которой падает основная часть приложенной разности потенциалов, состоит из двух слоев. Первый узкий слой ($\approx 25 \text{ нм}$), непосредственно примыкающий к $n^+ - n$ -переходу, обогащен электронами, тогда как следующий за ним второй широкий слой ($\approx 100 \text{ нм}$) обеднен электронами. В обедненном носителями заряда слое происходит интенсивное рассеяние электронов на заряженных примесях. При этом функция распределения электронов по энергии E_x , соответствующей движению поперек слоев структуры (вдоль координатной оси рис. 1), значительно «размывается», что и приводит к срыву генерации. Эти соображения иллюстрирует рис. 2, где изображена функция распределения электронов в виде $f_1(E_x, x)$ и $f_2(E_y, x)$. Хорошо видно, что $f_1(E_x, x)$ в n -области состоит из двух «рукавов». Первый, низкоэнергетический, соответ-

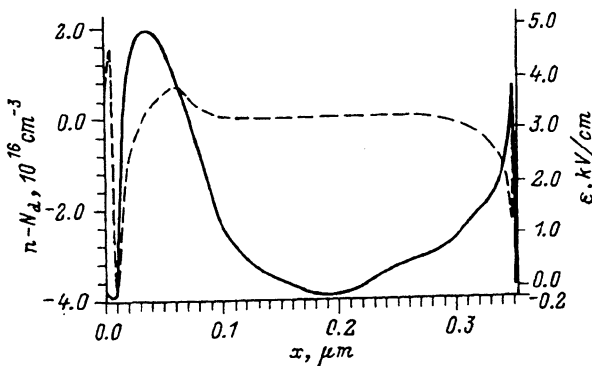


Рис. 1. Распределение заряда $n - N_d$ (штриховая линия) и электрического поля \mathcal{E} (сплошная) в $n^+ - n - n^+$ -структуре. $T = 30$ К.

ствует электронам, энергия которых релаксирует за счет рассеяния на заряженных донорах. Этот вывод следует из зависимости $f_1(E_x, x)$ при малых значениях E_x . В активной области структуры вблизи эмиттерного n^+ -контакта электронов, обладающих малыми значениями энергии E_x , очень мало (баллистический участок), по мере продвижения к коллекторному n^+ -контакту их концентрация возрастает. Второй, высокоэнергетический, рукав функции распределения, имеющий форму серпа, соответствует баллистическим электронам, движущимся без рассеяния. Такой «баллистический серп» и обуславливает неустойчивость электронной плазмы в структуре при низких температурах ($T < 30$ К). Как видно из рис. 2, при 30 К баллистический серп размазывается и не достигает энергии оптического фонона из-за релаксации энергии E_x в результате рассеяния электронов на заряженных атомах примеси. На рис. 2 ось энергий ограничена значением $\hbar\omega_0 = 0.043$ эВ, так что виден срез функции распределения при $E_x = \hbar\omega_0$. Лишь незначительная часть электронов набирает энергию $\hbar\omega_0$ вблизи коллекторного n^+ -контакта. Вместе с тем для возникновения генерации, как было показано в предыдущих работах [1, 3], необходимо, чтобы в средней части структуры были электроны с энергиями, большими $\hbar\omega_0$, которые, испустив полярные оптические фононы, образовали бы дрейфующее отрицательно заряженное облако, перераспределяющее падение напряжения в структуре.

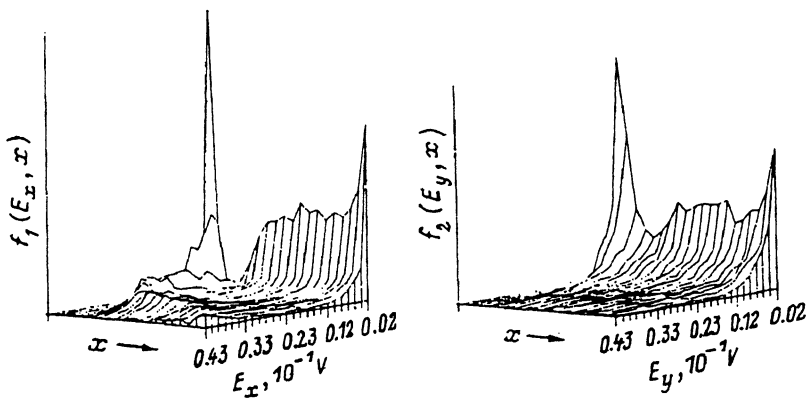


Рис. 2. Функция распределения электронов в $n^+ - n - n^+$ -структуре. $T = 30$ К.

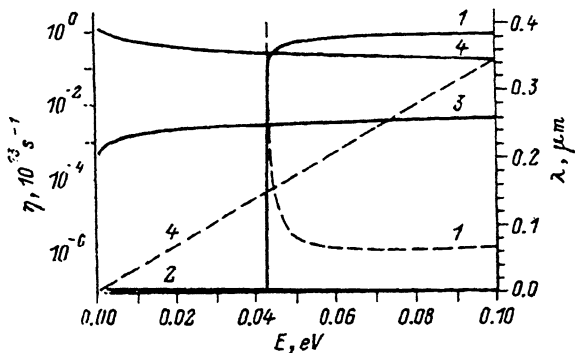


Рис. 3. Зависимость интенсивности рассеяния η (сплошные линии) и длины свободного пробега λ (штриховые) от энергии электрона E . 1, 2 — соответственно испускание и поглощение оптических фононов, 3 — рассеяние на акустических фононах, 4 — рассеяние на ионизированной примеси. $T = 30$ К, $n = 0.8 \cdot 10^{16}$, $N_d = 1.5 \cdot 10^{16}$.

Для продвижения в область более высоких температур необходимо найти способ уменьшения влияния рассеяния на примесях. На рис. 3 показаны зависимости интенсивностей основных механизмов рассеяния от энергии электрона $\eta(E)$ (1 и 2 — соответственно испускание и поглощение полярных оптических фононов, 3 — рассеяние на акустических фононах, 4 — рассеяние на ионизированных примесях) [4] и соответствующие механизмам 1 и 4 характерные длины свободного пробега $\lambda(E) = v(E)\tau(E)$. Здесь $v(E) = (2E/m^*)^{1/2}$ — скорость электрона, а $\tau(E) = 1/\eta(E)$ — характерное время свободного пробега. Кривые приведены для температуры 30 К и концентраций электронов n и ионизированных доноров N_d , соответствующих обедненной электронами области в $n^+ - n - n^+$ -структуре (рис. 1). Рассеяние на акустических фононах и поглощение оптических фононов несущественны во всем интервале энергий электронов. Интенсивность рассеяния на ионизированных примесях уменьшается с ростом энергии электронов, а длина свободного пробега для электрон-примесного взаимодействия соответственно возрастает. При энергиях электронов, близких к $\hbar\omega_0$, λ для электрон-примесного взаимодействия становится больше λ для электрон-фононного взаимодействия. Этот анализ позволяет предположить, что если «сдвинуть» функцию распределения электронов по энергиям на величину порядка $\hbar\omega_0$, исключив тем самым низкоэнергетический «хвост», то можно уменьшить релаксацию энергии электронов, обусловленную примесным рассеянием, и ожидать усиления генерации СВЧ колебаний. Подобную модификацию функции распределения можно осуществить с помощью инжекции электронов в активную область структуры через гетеропереход. Теоретический и экспериментальный анализ такой инжекции был приведен в [5] для диодов Ганна и показал эффективность инжекции электронов для повышения предельной частоты колебаний. Кроме того, уменьшить паразитное влияние примесного рассеяния, происходящего в основном в обедненной электронами слое (рис. 1), можно с помощью неоднородного легирования активной области. Неоднородный профиль легирования, показанный на рис. 4, уменьшает влияние примесного рассеяния на релаксацию импульса и энергии электронов в силу двух основных причин. Во-первых, в слабо легированной области, непосредственно следующей за эмиттерным n^+ -контактом, интенсивность примесного рассеяния невелика (или равна нулю), так как область «заливается» электронами, а ионизированных доноров мало (или они вообще отсутствуют). Электрическое поле, наоборот, велико, так как на слабо легированной (или нелегированной) области с большим сопротивлением падает основная часть приложенной разности потенциалов.

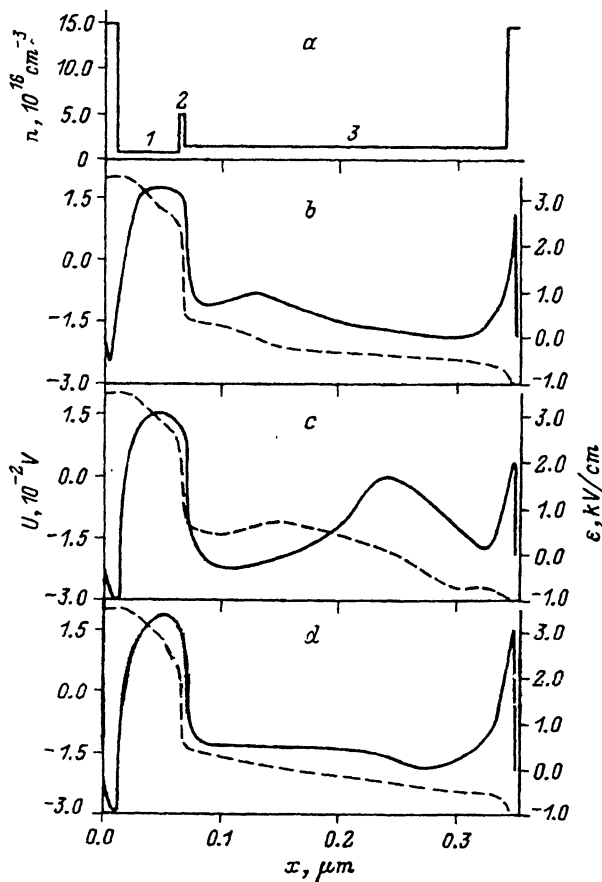


Рис. 4. a — профиль легирования $n^+ - n^- - n^+ - n^- - n^+$ -структуры; 1 — $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$, 2 и 3 — InP . ($b-d$) — распределение потенциала U (пунктирные линии) и электрического поля \mathcal{E} (сплошные) в моменты времени, пс: b — 5.2, c — 5.6, d — 6.0. $T = 30 \text{ K}$.

Это приводит к тому, что электроны, инжектированные из n^+ -контакта, попадая в область сильного поля, ускоряются до энергий порядка $\hbar\omega_0$, практически не рассеиваясь. Во-вторых, уменьшение длины области обеднения с интенсивным примесным рассеянием осуществляется благодаря введению очень узкой ($\approx 10 \div 15 \text{ nm}$) высоколегированной области, длина которой сравнима или меньше длины свободного пробега для электрон-примесного взаимодействия.

С целью исследования влияния описанных выше физических эффектов на процессы токопрохождения электронов через квазибаллистические структуры и на генерацию СВЧ колебаний была проделана серия численных экспериментов. Моделировалась $n^+ - n^- - n^+ - n^- - n^+$ -структура, профиль легирования которой показан на рис. 4. Слой 1 с прилегающим к нему эмиттерным n^+ -контактом состоял из твердого раствора $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ с $x = 0.03$. Отношение разрывов зоны проводимости и валентной зоны для гетеропары InP/GaP равно $0.70 - 0.21 \text{ эВ}$ [6]. Таким образом, на $n^- - n^+$ -гетерогранице разрыв зоны проводимости ΔE_c составлял 0.02 эВ , что обеспечивало отсечение низкоэнергетического хвоста функции распределения электронов при инжекции через гетеропереход. Отметим, что в качестве инжектирующей гетеропары также

Таблица 2

Параметры, использованные при моделировании $n^+ - n^- - n^+ - n^- - n^+$ -структуры

Длина моделируемой структуры	0.35 мкм
Приложенная разность потенциалов	0.03 В
Разрыв зоны проводимости на $n^+ - n^-$ -гетерогранице	0.02 эВ
Число моделируемых частиц	~30 000
Шаг интегрирования по времени	$0.5 \cdot 10^{-14}$ с
Шаг интегрирования по координате	$0.35 \cdot 10^{-3}$ мкм

можно использовать переход $Al_xIn_{1-x}P/InP$, в котором разрыв зоны проводимости ≈ 0.02 эВ достигается при $x \approx 0.02$. Все параметры материалов брались из [7]. Характеристики моделирования приведены в табл. 2.

В результате моделирования кинетики электронов при температуре 30 К обнаружилось существенные отличия по отношению к структуре с однородным профилем легирования. Распределение заряда, потенциала и электрического поля в структуре в отличие от рис. 1 стали нестационарными (рис. 4). Их эволюция во времени ясно иллюстрирует периодические процессы образования, движения и релаксации облака электронов, испустивших полярные оптические фононы. Эти периодические процессы и обуславливают СВЧ колебания плотности тока j . На рис. 5, *c* ($T = 30$ К) точками отмечены значения плотности тока в моменты времени, соответствующие рис. 4. Детальный анализ происходящих физических процессов можно провести, изучая рис. 4 и соответствующую эволюцию функции распределения электронов, $f_1(E_x, x)$ и $f_2(E_y, x)$. Оказалось, что функция распределения $f_1(E_x, x)$ в $n^+ - n^- - n^+ - n^- - n^+$ -структуре тоже состоит из двух рукавов, но теперь баллистический рукав не имеет серповидной формы. Как и ожидалось, он сдвинут по энергиям за счет ускорения в области сильного поля в n^- -слое и инжекции через гетеропереход. Инжектированные баллистические электроны обладают энергиями ≥ 0.033 эВ. Ускоряясь далее в электрическом поле n^- -области, они, набрав энергию $\hbar\omega_0$ в средней части структуры, неупруго испускают фононы, образуя дрейфующее отрицательно заряженное облако, обуславливающее перераспределение падения напряжения в структуре. Процессы возникновения, дрейфа и релаксации облака электронов, испустивших полярные оптические фононы, показаны соответственно на рис. 4, *b*, *c* и *d*. Численный эксперимент на основе метода частиц позволяет увидеть в деталях все процессы токопереноса, происходящие в моделируемой структуре.

Результаты температурного анализа квазибаллистической неустойчивости в $n^+ - n^- - n^+ - n^- - n^+$ -структуре приведены на рис. 5, где показаны зависимости плотности тока от времени для разных значений температуры. На рис. 6 изображены зависимости эффективности генерации колебаний плотности тока χ (отношение переменной составляющей плотности тока к среднему значению) от температуры для обеих моделируемых структур. Из рисунка видно, что использование $n^+ - n^- - n^+ - n^- - n^+$ -структуры по сравнению с $n^+ - n^- - n^+$ -структурой намного эффективнее с точки зрения получения более сильной генерации СВЧ колебаний при более высоких температурах. Структура $n^+ - n^- - n^+ - n^- - n^+$ генерировала СВЧ колебания вплоть до температуры 50 К, тогда как структура $n^+ - n^- - n^+$ лишь до 20 К, причем при всех температурах эффективность колебаний в первой структуре была выше, чем во второй.

Снижение уровня легирования n^- -области до $5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ и оптимизация параметров структуры позволили получить регулярные СВЧ колебания плотности тока при температуре 60 К.

Получить колебания при технически важной температуре 77 К не удалось. Отсутствие квазибаллистической неустойчивости при 77 К связано с тем, что

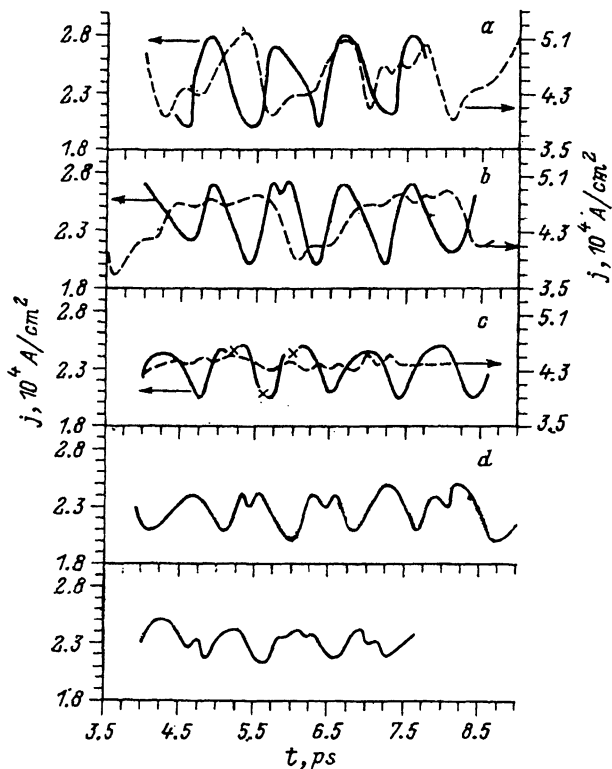


Рис. 5. Зависимость плотности тока j от времени t в $n^+ - n^- - n^+ - n - n^+$ -структуре (сплошные линии) и $n^+ - n - n^+$ -структуре (штриховые). T, K : $a - 10$, $b - 20$, $c - 30$, $d - 40$, $e - 50$. Точки (с) показывают значения плотности тока в моменты времени, соответствующие рис. 4.

при данной температуре интенсивность рассеяния на ионизированных атомах примеси возрастает настолько, что даже при энергии электронов $E \geq \hbar\omega_0$ длина свободного пробега λ для взаимодействия электрона с заряженным донором не становится заметно больше длины свободного пробега для взаимодействия электрона с фононом. Это не позволяет существенно уменьшить паразитное влияние рассеяния на примеси за счет инжекции через гетеропереход. К тому же при более высоких температурах необходим больший сдвиг

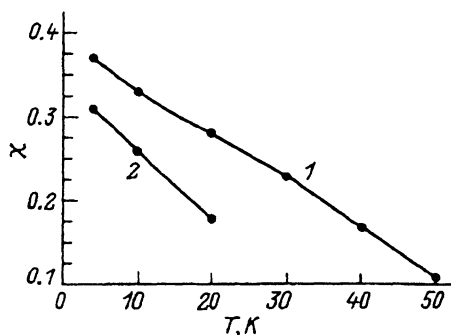


Рис. 6. Зависимость эффективности генерации колебаний χ от температуры T в $n^+ - n^- - n^+ - n - n^+$ -структуре (1) и в $n^+ - n - n^+$ -структуре (2).

функции распределения электронов, т. е. большой разрыв зоны проводимости на гетеропереходе. Из приведенных выше результатов моделирования ясно, что квазибаллистическая неустойчивость наблюдается лишь тогда, когда происходит перераспределение электрического поля в структуре за счет падения напряжения на облаке электронов, испустивших полярные оптические фононы. Чем меньше внешнее приложенное напряжение, тем меньше падение напряжения на облаке электронов, испустивших фононы, и, следовательно, меньше эффективность генерации СВЧ колебаний тока. Энергия инжектированных баллистических электронов E , равная $eV + \Delta E_c$, не должна значительно превышать $\hbar\omega_0$ [1]. Следовательно, чем больше разрыв зоны проводимости ΔE_c на гетеропереходе, тем меньше должно быть внешнее напряжение, а значит, меньше эффективность генерации.

Изложенные качественные соображения подтверждаются результатами моделирования. При всех значениях ΔE_c на $n^- - n^+$ -гетерогранице вплоть до $\hbar\omega_0$ и при соответствующих приложенных напряжениях наблюдается интенсивное рассеяние на примесях в n -области, что приводит к отсутствию высокоэнергетического рукава функции распределения электронов, отвечающего за квазибаллистическую генерацию.

Перспективы получения квазибаллистической генерации при азотной температуре и в области более высоких температур, по-видимому, можно связывать с использованием материалов с более ионной химической связью между атомами в кристалле, например $A^{II}B^{VI}$, в которых интенсивность рассеяния на полярных оптических фононах намного выше, чем в InP. Однако эти предположения требуют тщательного всестороннего анализа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Г. Ф. Караваев, Е. А. Ткаченко, Е. В. Уйманов. ФТП, 23, 1938 (1989).
- [2] Р. Хокни, Дж. Иствуд. Численное моделирование методом частиц. М. (1987).
- [3] В. И. Рыжий, Н. А. Баннов, В. А. Федирко. ФТП, 18, 769 (1984).
- [4] W. Facett, A. D. Boardman, S. Swain. J. Phys. Chem. Sol., 31, 1963 (1970).
- [5] N. R. Couch, P. H. Beton, M. J. Kelly, T. M. Kerr, D. J. Knight, J. Ondira. Sol. St. Electron., 31, 613 (1988).
- [6] Y. Ruan, W. Y. Ching, J. Appl. Phys., 62, 2885 (1987).
- [7] H. Landolt, R. Bornstein. Zahlenwerte u Funktionen aus Naturwissenschaften, 22, 82, Berlin, etc., Springer (1987).

Редактор Л. В. Шаронова
