

УДК 537.31.33

Чувствительность пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$ в субмиллиметровом диапазоне

А. Н. Акимов, А. Э. Климов, И. Г. Неизвестный, В. Н. Шумский

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, г. Новосибирск, Россия

В. В. Кубарев

Институт ядерной физики Сибирского отделения РАН, г. Новосибирск, Россия

О. В. Смолин

ФГУП "Альфа", Москва, Россия

Е. В. Сусов

ФГУП "Сапфир", Москва, Россия

Исследована чувствительность пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ в субмиллиметровом (терагерцовом) диапазоне длин волн при $T = 4,2$ К и установлено возрастание тока при их освещении как лазером с $\lambda = 336,8$ мкм, так и низкотемпературным абсолютно черным телом с $T_{BB} \geq 20$ К. Рассмотрены механизмы возникновения фототока и перспективы использования фотоприемников на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ для визуализации изображения в терагерцовом диапазоне длин волн.

Создание мощных источников и чувствительных фотоприемников (ФП) терагерцового, или субмиллиметрового излучения (СБММИ) в настоящее время является одним из важных направлений в области физико-технических наук. Изучение взаимодействия СБММИ с различного рода объектами открывает новые возможности в расширении фундаментальных знаний о свойствах твердых, жидких и газообразных тел, включая биологические объекты. В субмиллиметровой спектроскопии наиболее интересны исследования вращательных и вращательно-колебательных спектров молекул в газах, поглощения в дипольных и неполярных жидкостях, вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости в твердых телах, особенно в сегнетоэлектриках, спектров примесей в полупроводниках.

С другой стороны, крайне велико применение излучения этого диапазона для решения самых разнообразных прикладных задач. Здесь можно упомянуть проблемы неразрушающего контроля, обнаружения микродефектов, мониторинга с борта космических аппаратов верхних слоев атмосферы, развития микроскопической техники для контроля полупроводниковых схем и устройств, обнаружения незаконных вложений в почтовых отправлениях, оружия в системах общественной безопасности и др.

В связи с этим большое значение имеет разработка принципов и методов создания приемников СБММИ, в том числе многоэлементных для визуализации изображения.

Примером ФП для прямой визуализации изображения является широкополосное (0,5—5 ТГц) болометрическое матричное устройство форматом 4×4 и 8×8 элементов с размером пикселя 1×1 мм, мощностью, эквивалентной шуму МЭШ $= 4 \cdot 10^{-9}$ Вт·Гц^{-0,5}, и частотой кадра 20 Гц, работающее при температуре 300 К [1].

Существуют также схемы визуализации изображения с промежуточным преобразованием, когда СБММИ поглощается в экране, нагрев которого приводит к изменению интенсивности его излучения в инфракрасной части спектра. Это излучение в свою очередь регистрируется фоточувствительными матрицами ИК-диапазона. Таким способом получено, например, видеоизображение с использованием матрицы форматом 128×128 на основе InAs [2].

Исследования, связанные с проблемой визуализации изображения в области СБММИ, нуждаются в дальнейшем развитии. В области фундаментальной науки перспективными являются поиск новых физических принципов прямой регистрации СБММИ и разработка химико-технологических методов создания соответствующих оптических материалов, в прикладной области — создание многоэлементных ИК ФП большого формата с высокой чувствительностью для визуализации изображения как в схемах с прямым детектированием СБММИ, так и в схемах с промежуточным преобразованием СБММИ в излучение ИК-области спектра.

В ряде работ, например в [3, 4], установлено, что пленки $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ обладают чувствительностью на длинах волн свыше 100 мкм. В работе [5] описаны результаты разработки линейчатых фотоприемных устройств (ФПУ) форматом 2×128 элементов, чувствительные в ИК-области спектра до длин волн 20 мкм, имеющие при гелиевых температурах рекордные значения МЭШ $< 10^{-18}$ Вт·Гц^{-0.5}.

Цель настоящей работы — изучение чувствительности пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ в субмиллиметровом диапазоне длин волн и определение перспектив использования линеек и матриц на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ как для прямой визуализации СБММИ-изображения, так и для его визуализации с промежуточным преобразованием.

Результаты и обсуждение

Чувствительность пленок к лазерному излучению с $\lambda = 336,8$ мкм

В качестве источника СММИ использовали лазер на основе HCN [6] с длиной волны излучения $\lambda = 336,8$ мкм и мощностью 0,02—0,05 Вт при диаметре луча около 5 см.

Образец представлял собой пленку $Pb_{0,74}Sn_{0,26}Te:In$ с содержанием индия около 2 ат. %, в которой были сформированы два индиевых контакта с расстоянием между ними 0,15 и длиной зазора 0,2 см. Для обеспечения хорошего теплоотвода образец был закреплен на медном основании с использованием индий-галлиевой эвтектики, а контроль разогрева основания под действием излучения осуществлялся с помощью германиевого датчика температуры (рис. 1).

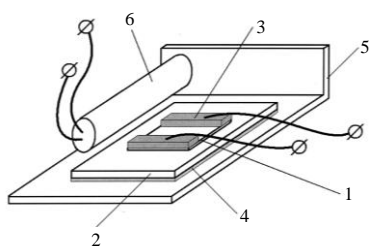


Рис. 1. Схема экспериментального образца:

- 1 — пленка $Pb_{0,74}Sn_{0,26}Te:In$; 2 — подложка BaF_2 ;
- 3 — индиевые контакты; 4 — слой индий-галлиевой эвтектики; 5 — медное основание; 6 — германиевый датчик температуры

Образец с основанием и датчиком был тщательно экранирован от окружающего фона двойным слоем черной бумаги и размещен в криостате непосредственно в жидком гелии напротив пластмассовых оптических окон. Коэффициент пропускания окон криостата (теплого и холодного) и черной бумаги был измерен непосредственно и составил примерно 5 %.

Освещенность в месте расположения образца составляла $E = 0,005$ Вт/см², изменение температуры германиевого датчика, расположенного на медном основании, при открытой заслонке лазера составляло $\Delta T \approx 0,0025$ К.

При освещении лазером полный ток через структуру увеличивался. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) образца при $T = 4,2$ К в темноте и ее изменение при освещении показаны на рис. 2.

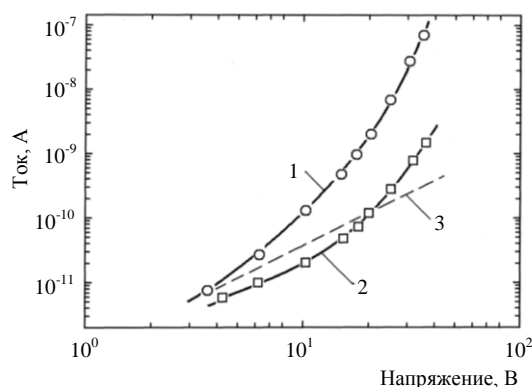


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики:

- 1 — ток образца I_d без освещения; 2 — изменение темнового тока $\Delta I = I - I_d$ под действием лазерного излучения;
- 3 — прямая, соответствующая квадратичной зависимости тока от напряжения

Как видно из рис. 2, при увеличении напряжения темновой ток растет быстрее, чем по квадратичному закону. Ранее авторами было показано, что при низких температурах ток в $Pb_{0,74}Sn_{0,26}Te<In>$ описывается теорией токов, ограниченных пространственным зарядом в присутствии ловушек для электронов [7]. Отклонение ВАХ без освещения от квадратичного закона означает, что рост тока связан с переходом к режиму полного заполнения ловушек. Простейшим объяснением увеличения тока под воздействием лазерного излучения мог быть незначительный разогрев образца. Однако зафиксированное в эксперименте увеличение температуры пьедестала (см. рис. 1) — около 0,0025 К — и измеренные температурные зависимости тока через образец без освещения не позволяют объяснить полученные результаты только разогревом.

Можно предположить, что условия теплообмена для образца и датчика температуры существенно отличаются друг от друга, и образец нагревается гораздо сильнее. Но даже в этом случае не находит объяснения полученная экспериментально зависимость изменения тока от напряжения (см. рис. 2, кривая 2). Кроме того, измеренная зависимость избыточного тока от падающей мощности оказалась сублинейной, что также не согласуется с предположением об определяющей роли нагрева образца в появлении фототока.

Наше предположение о механизме возникновения избыточного тока под воздействием лазерного излучения заключается в том, что при поглощении СБММИ возможно изменение статической диэлектрической проницаемости ϵ . В свою очередь это должно вести к возрастанию инжекционного тока, который в режиме ограничения пространственным зарядом пропорционален ϵ .

Известно, что $\text{Pb}_{0,74}\text{Sn}_{0,26}\text{Te}<\text{In}>$ обладает сегнетоэлектрическими свойствами [8]. При освещении сегнетоэлектрика диэлектрическая проницаемость изменяется в соответствии с выражением [9]

$$\epsilon - \epsilon_0 = \frac{1}{N} \sum_j \frac{P_j^2}{m u_j (\omega_j^2 - \omega^2)}, \quad (1)$$

где j — соответствующая ветвь дисперсионной кривой фононного энергетического спектра;

P_j — поляризация;

N — число смещенных ионов в единице объема;

u_j — величина смещения иона при вынужденном колебании решетки;

m — масса иона;

ω_j — характеристическая частота колебаний данной ветви дисперсионной кривой;

ω — частота возбуждающей электромагнитной волны.

При $\omega = 0$ статическая диэлектрическая проницаемость обратно пропорциональна ω_j^2 , поэтому мода с низким значением частоты почти полностью определяет ϵ . При температуре Кюри T_C , когда частота одной из поперечных оптических мод $\omega_{TO}(T)$ становится равной нулю, происходит сегнетоэлектрический фазовый переход (СЭФП). При температуре, меньшей T_C , частота этой моды вновь увеличивается, причем наклон зависимости $\omega_{TO}^2(T)$ в сегнетоэлектрической фазе в два раза больше, чем в параэлектрической.

Приложенное к сегнетоэлектрику постоянное внешнее электрическое поле изменяет температуру фазового перехода. Изменение температуры во внешнем поле, которое определяется из соотношений Эренфеста, записывается как [9]

$$\frac{dT_C}{dE} = -\frac{T_C}{L} (\Delta P_s + E \Delta \epsilon), \quad (2)$$

где E — напряженность электрического поля; ΔP_s и $\Delta \epsilon$ — изменение поляризации и диэлектрической проницаемости, соответственно, при изменении T_C под действием E .

В сегнетоэлектриках из-за большого отрицательного значения ΔP_s производная $\frac{dT_C}{dE}$ положительна, поэтому T_C увеличивается.

Рассмотрим экспериментальные результаты с учетом сказанного выше. На рис. 3 приведена зависимость квадрата энергии поперечного оптического фонона "мягкой" моды, отвечающей за сегнетоэлектрический переход, построенная по материалам работы [10].

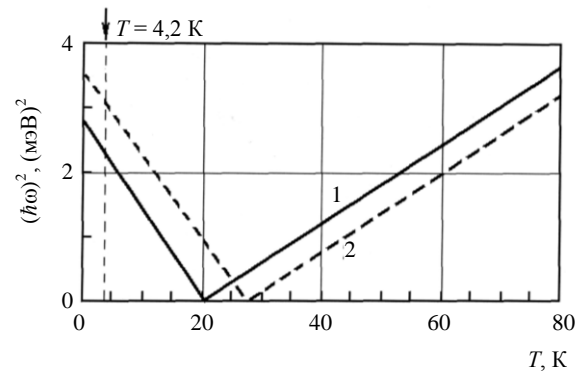


Рис. 3. Температурные зависимости квадрата энергии поперечного оптического фонона:

1 — на основе экспериментальных данных; 2 — сдвиг зависимости (1) в сильном электрическом поле в соответствии с выражением (2)

Фотоны с длиной волны 336,8 мкм ($h\omega = 3,68$ мэВ) могут поглощаться вблизи центра зоны Бриллюэна с рождением поперечного оптического фонона "мягкой" моды $h\omega_{TO}$, т. е. вести к возникновению колебаний, ответственной за СЭФП, и увеличению статической диэлектрической проницаемости. В свою очередь это ведет к возрастанию полного тока, ограниченного объемным зарядом вследствие его пропорциональности ϵ .

Вероятность поглощения кванта с генерацией одного фонона (однофононное поглощение) равна [11]

$$w \sim \left[\sum_i \frac{e_i^*}{\sqrt{M_i}} \right]^2 \frac{1}{\omega_{TO}} (n_{TO} + 1) \delta(\omega_{TO} - \omega). \quad (3)$$

Множитель в квадратных скобках содержит заряд и массу иона и отличен от нуля в том случае, когда поперечные оптические колебания связаны с электрическим дипольным моментом, а δ -функция определяет узкую полосу поглощения при $\omega = \omega_{TO}$. Формула (3) не учитывает обратные фотон-фононные переходы, которые пропорциональны n_{TO} — числу фононов данной моды.

Для эффективного поглощения фотонов необходимо, чтобы энергия оптического фонона в центре зоны Бриллюэна не сильно отличалась от

энергии лазерного излучения. Энергию оптического фонона можно найти из соотношения Лиддена—Сакса—Теллера

$$\omega_{TO}^2 = \omega_{LO}^2 \frac{\epsilon_\infty}{\epsilon} \quad (4)$$

Частота продольного оптического фонона, по данным [12], при $T = 4,2$ К составляет 105 см^{-1} , температурная зависимость ϵ известна из измерений емкости, а значение ϵ_∞ можно оценить следующим образом. Известно, что в PbTe при $T = 4,2$ К — $\epsilon_\infty = 40$. Воспользовавшись соотношением

$$\epsilon_{\infty, \text{Pb}_{0,25}\text{Sn}_{0,75}\text{Te}}^2 = \epsilon_{\infty, \text{PbTe}}^2 \cdot \frac{E_{g, \text{Pb}_{0,25}\text{Sn}_{0,75}\text{Te}}}{E_{g, \text{PbTe}}},$$

получим для (4) $\epsilon_\infty = 21,3$. Отсюда находится значение величины энергии поперечного оптического фонона $\hbar\omega_{TO} = 1,8$ мэВ, которое близко к величине $1,55$ мэВ, показанной на рис. 3, и взято из работы [10].

Если значение $\hbar\omega_{TO}$ оценено верно, то вероятность однофононного поглощения для использованного в данной работе субмиллиметрового лазерного излучения должна быть мала. Однако вблизи центра зоны Бриллюэна может осуществляться и двухфононное поглощение с рождением фононов с противоположными значениями квазиимпульсов.

С увеличением приложенного напряжения температура фазового перехода сдвигается в сторону высоких температур (см. рис. 3, кривая 2), энергия фонона при $T = 4,2$ К и, соответственно, вероятность поглощения фотона увеличиваются, что должно вести к увеличению тока. Вместе с тем одновременно рост напряжения ведет к уменьшению ϵ . В результате совместного действия этих противоположных процессов относительное изменение тока при освещении может не только не возрастать, но и уменьшаться, как это видно на экспериментальных зависимостях (см. рис. 2).

Если оценки значения энергии фонона $\hbar\omega_{TO} = 1,8$ эВ при $T = 4,2$ К сделаны правильно, то можно ожидать, что максимальная чувствительность пленок $\text{Pb}_{0,74}\text{Sn}_{0,26}\text{Te:In}$ при прямом детектировании СБММИ должна наблюдаться вблизи длины волны падающего излучения $\lambda \approx 680$ мкм, где наиболее велика вероятность однофононного поглощения в соответствии с (3).

Чувствительность пленок $\text{Pb}_{0,74}\text{Sn}_{0,26}\text{Te:In}$ в схеме с промежуточным преобразованием

Рассмотрим схему визуализации СБММИ с промежуточным преобразованием при использовании детекторов излучения с различными пара-

метрами и в первую очередь с различной областью спектральной чувствительности. Схема визуализации с промежуточным преобразованием включает в себя два основных узла: субмиллиметровый объектив и холодный фильтр, пропускающий только СБММИ, и расположенный в вакууме тонкопленочный экран, который его поглощает. Численные оценки показывают, что при коэффициенте черноты экрана, близком к единице, и границе пропускания фильтра около 100 мкм стационарная температура экрана, обусловленная проходящей сквозь фильтр субмиллиметровой компонентой фонового излучения с $T = 300$ К, составит не менее 50 К. При этом она быстро увеличивается даже при незначительном уменьшении граничной длины волны отрезающего фильтра. Возникающий на экране температурный профиль (изображение) может быть проанализирован с использованием ФП ИК-диапазона оптического спектра.

Рассмотрим эффективность использования ИК ФП разных спектральных диапазонов для анализа этого изображения. Предположим для простоты, что экран излучает как абсолютно черное тело (АЧТ). Также будем считать, что в рабочей области ФП чувствительность $S_{i\lambda} = \lambda/hc$, что соответствует фотодиоду с внешним квантовым выходом, равным единице, а за краем чувствительности ($\lambda > \lambda_{\text{max}}$) $S_{i\lambda} = 0$. Тогда реакция приемника на излучение может быть записана как

$$I = k \int_0^{\lambda_{\text{max}}} R_{\lambda_d} S_{i\lambda} d\lambda,$$

где R_{λ_d} — спектральная плотность светимости АЧТ;

k — геометрический фактор, учитывающий характеристики оптики и фотоприемной площадки.

На рис. 4 показаны зависимости фотоотклика в относительных единицах (выбор коэффициента k произволен, но одинаков для всех кривых) от температуры экрана для приемников с красной границей чувствительности $2,8; 5,0; 10,0$ и 20 мкм. Это соответствует таким полупроводниковым материалам, как InAs, PbTe, $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$ и $\text{Pb}_{0,74}\text{Sn}_{0,26}\text{Te:In}$. Несмотря на качественный характер, приведенные расчеты позволяют провести сравнение различных полупроводниковых материалов в качестве фотоприемников для схемы визуализации изображения с промежуточным преобразованием СБММИ в ИК-излучение.

Из рис. 4 видно, что максимальное преимущество фотоприемники на основе $\text{Pb}_{0,74}\text{Sn}_{0,26}\text{Te:In}$ должны иметь при минимальных температурах промежуточного экрана. Оценка возможностей

$Pb_{0,74}Sn_{0,26}Te:In$ для регистрации ИК-излучения низкотемпературных объектов (экранов) была сделана также на основе экспериментальных измерений фотоотклика пленок при воздействии на них излучения АЧТ с различной температурой.

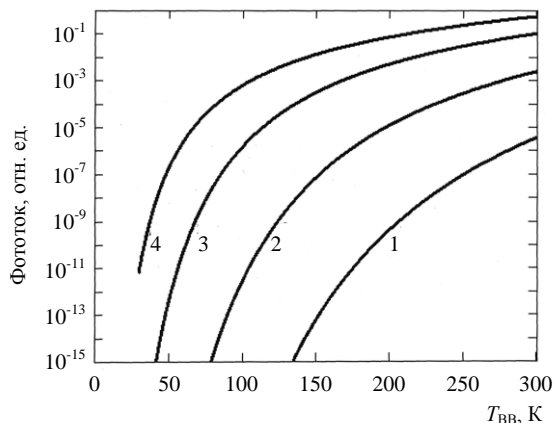


Рис. 4. Зависимости фототока от температуры для ФП разных спектральных диапазонов. Красная граница чувствительности λ_{max} , мкм: 1 — 2,8; 2 — 5,0; 3 — 10,0; 4 — 20,0

На рис. 5 приведена зависимость сигнала с образца $Pb_{0,74}Sn_{0,26}Te:In$ от температуры АЧТ без фильтра (1) и с фильтром, ослабляющим излучения с длиной волны более 200 мкм (2) [13]. На зависимости сигнала без фильтра можно выделить две характерные области температуры АЧТ — примерно до 40 и свыше 50 К. Первая из них характеризуется медленным, близким к линейному, нарастанием сигнала в зависимости от температуры АЧТ, а вторая — стремительным ростом сигнала на несколько порядков при увеличении температуры АЧТ примерно на ту же величину.

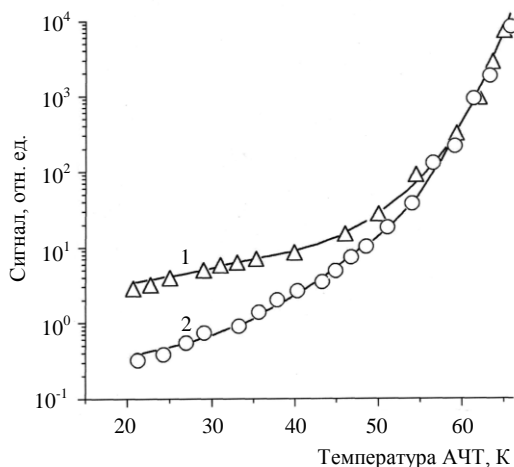


Рис. 5. Зависимость сигнала от температуры АЧТ для образца $Pb_{0,74}Sn_{0,26}Te:In$: 1 — без фильтра; 2 — с ИК-фильтром, ослабляющим излучение с длиной волны $\lambda \geq 200$ мкм

Введение в схему измерений длинноволнового фильтра приводит к тем большему относительно ослаблению сигнала, чем меньше температура АЧТ. Полученные результаты могут быть хорошо объяснены, если предположить, что существуют две спектральные области чувствительности $Pb_{0,74}Sn_{0,26}Te:In$: коротковолновая в области собственного поглощения (соответствует области $T \geq 50$ К на рис. 5) и длинноволновая при $\lambda > 200$ мкм (соответствует области $T \leq 50$ К).

Полученные экспериментальные результаты, во-первых, подтверждают наличие чувствительности в дальней ($\lambda > 200$ мкм) ИК-области спектра, а во-вторых, дают экспериментальное подтверждение высокой чувствительности пленок $Pb_{0,74}Sn_{0,26}Te:In$ к излучению низкотемпературных источников ($T = 50$ К и менее), в роли которых могут выступать тепловые экраны в схемах не прямой визуализации СБММИ-изображения. Это соответствует расчетам, представленным на рис. 4, и говорит о хороших перспективах использования пленок $Pb_{0,74}Sn_{0,26}Te:In$ в схеме визуализации терагерцового излучения с промежуточным преобразованием.

Выводы

- Показано, что пленки $Pb_{0,74}Sn_{0,26}Te:In$ при $T = 4,2$ К обладают чувствительностью в диапазоне длин волн $\lambda \geq 200$ мкм, в том числе на длине волны лазерного излучения 336,8 мкм.
- Предложен механизм возникновения избыточного тока при освещении длинноволновым излучением, который заключается в его поглощении с образованием фононов вблизи центра зоны Бриллюэна, что ведет к изменению статической диэлектрической постоянной и возрастанию инжекционного тока, который пропорционален величине ϵ .
- Рассмотрена возможность использования пленок $Pb_{0,74}Sn_{0,26}Te:In$ в схеме визуализации терагерцового излучения непосредственно и с промежуточным преобразованием и приведено экспериментальное подтверждение такой возможности.

Работа поддержана фондом РФФИ (грант 05-02-08022 офи-п) и Президиумом СО РАН (междисциплинарный проект № 107).

Литература

1. Klaassen T. O., Adam A. J., Kazalynas L. I., Hovenier J. N., Pandraud G., Iordanov V. P., Sarro P. M. // Proc. of The Joint 30th International Conference on Infrared and Millimeter Waves & 13th International Conference on Terahertz Electronics (IRMMW-THz 2005). — Williamsburg, USA, 2005. P. 467.

2. Cherkassky V. S., Knyazev B. A., Kubarev V. V., Kulipanov G. N., Kuryshev G. L., Matveenko A. N., Petrov A. K., Poprik V. M., Scheglov M. A., Shevchenko O. A., Vinokurov N. A.// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2005. V. A 543. P. 102.
3. Белогорохов А. И., Иванчик И. И., Пономарев С. В., Слынько Е. И., Хохлов Д. Р.// Письма ЖЭТФ. 1996. Т. 63. № 5. С. 342.
4. Khokhlov D. R., Ivanchik I. I., Rains S. N., Watson D. M., Pirhe J. L.// Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. №. 20. P. 2835.
5. Климов А. Э., Шумский В. Н.// В кн. "Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона". — Новосибирск: Наука, 2001.
6. Кубарев В. В.//Квантовая электроника. 1996. Т. 23. № 3. С. 197.
7. Акимов А. Н., Ерково В. Г., Климов А. Э., Молодцова Е. Л., Супрун С. П., Шумский В. Н.// ФТП. 2005. Т. 39. № 5. С. 563.
8. Насыббулин Р. А., Калимуллин Р. Х., Шапкин В. В., Харионовский Ю. С., Джумиго А. М., Бурсиан Э. В.// ФТТ. 1981. Т. 23. № 1. С. 300.
9. Burfoot J. C., Taylor G. W. Polar Dielectrics and Their Applications// The Macmillan Press LTD, 1979 (Барфут Дж., Тейлор Дж. Полярные диэлектрики и их применения. — М.: Мир, 1981).
10. Белогорохов А. И., Белов А. Г., Неизвестный И. Г., Пусеп Ю. А., Синюков М. П.// ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 3. С. 869.
11. Маделунг О. Теория твердого тела. — М.: Наука, 1980. [Пер. с нем. Madelung O. Festkorpertheorie I, II. (Berlin, Springer-Verlag, N.Y., Heidelberg, 1972)].
12. Takaoka S., Hamaguchi T., Shimomura S., Murase K.// Solid State Communications. 1985. V. 54. № 1. P. 99.
13. Klimov A. E., Shumsky V. N.// Proc. SPIE. 2003. V. 5126. P. 341.

Статья поступила в редакцию 15 июля 2006 г.

Sensitivity of $Pb_{1-x}Sn_xTe$ films in submillimeter spectral range

A. N. Akimov, A. E. Klimov, I. G. Neizvestny, V. N. Shumsky

Institute of Physics of Semiconductors, Siberian Branch of RAS, Novosibirsk, Russia

V. V. Kubarev

Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of RAS, Novosibirsk, Russia

O. V. Smolin

FSU "Alfa", Moscow, Russia

E. V. Susov

FSU "Sapfir", Moscow, Russia

At $T = 4.2$ K the sensitivity of $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ films was investigated in submillimeter (THz) spectral range. It was found that the current increased under illumination by the laser ($\lambda = 336.8 \mu m$) as well as by the low temperature blackbody with $T_{BB} \geq 20$ K. The nature of photocurrent appearance and the prospects of the THz image visualization using $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ based photodetectors are considered.

УДК 621.383

Новый метод численного моделирования стационарных флуктуационных явлений в полупроводниковых структурах и приборах

А. Ю. Селяков

ФГУП «НПО "Орион"» — Государственный научный центр РФ, Москва, Россия

На основе модификации метода Ланжевена предложен новый метод численного моделирования стационарных флуктуационных явлений в полупроводниковых структурах и приборах. Основная система уравнений предложенного метода представляет собой систему линейных алгебраических уравнений для расчета корреляторов флуктуаций концентраций подвижных носителей и токов, обусловленных как случайным характером процессов генерации—рекомбинации, так и случайным характером процессов рассеяния, а не