

©1995 г.

ПРИМЕСНЫЙ ФОТОРЕЗИСТОР В РЕЖИМЕ ИМПУЛЬСНОГО ОПТИЧЕСКОГО ГЕТЕРОДИНИРОВАНИЯ

Г.А.Асланов, Т.М.Бурбаев, В.А.Курбатов, Н.А.Пенин

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
117924, Москва, Россия
(Получена 11 марта 1994 г. Принята к печати 14 апреля 1994 г.)

Исследованы пороговые характеристики фоторезисторов из германия, легированного цинком с полностью компенсированным первым уровнем, в режиме мощного импульсного гетеродина. Показано, что в таком режиме обеспечивается сочетание высокой пороговой чувствительности, $6 \cdot 10^{-19}$ Вт/Гц, с широкой информативной полосой, ~ 2 ГГц, при температуре жидкого азота. Обнаружено уменьшение квантовой эффективности фоторезисторов при высоких интенсивностях излучения гетеродина, $I > 100$ Вт/см², которое объясняется возрастанием амплитуды потенциального рельефа, вызванным оптическим возбуждением примесных центров. Проведены количественные оценки этого эффекта, которые согласуются с экспериментальными результатами.

Реализация широкополосного, $\Delta f \geq 10^9$ Гц, фотодетектора, сочетающего высокое быстродействие с близкими к предельным значениями пороговой чувствительности с помощью фоторезисторов, работающих при температурах жидкого азота, затруднена из-за невозможности широкополосного согласования относительно высокого сопротивления фоторезистора с низкоомным сопротивлением нагрузки [1]. Это приводит к потерям сигнала и не позволяет достичь ограничения генерационно-рекомбинационным (г.-р.) шумом. Для фоторезисторов из Ge:Zn² [2] при $\tau = 10^{-10}$ с спектральная плотность согласованной мощности г.-р. шума не превышает $2kT_0$, что практически равно типичному значению шума предусилителя ($F_a = 2$).

В режиме оптического гетеродинирования сопротивление фоторезистора может быть значительно снижено по сравнению с темновым за счет излучения гетеродина. Это расширяет возможность широкополосного согласования с низкоомной нагрузкой. Повышение мощности гетеродина до величины, обеспечивающей сопротивление фоторезистора, близкое к входному сопротивлению последующего усилителя, снимает вопрос о широкополосном согласовании до величин $\Delta f \approx 10$ ГГц. Тепловые ограничения не позволяют реализовать такой

режим работы фоторезистора при непрерывном излучении гетеродина. В тех случаях, когда возможна импульсная работа фотоприемного устройства, и при достаточно большой скважности принимаемых импульсных сигналов нагрев фоторезистора излучением и электрическим смещением может быть существенно ослаблен, если использовать импульсное излучение гетеродина. Такую возможность предоставляет, например, использование фотодетектора для диагностики высокотемпературной плазмы [3].

Эксперимент и результаты

Были проведены исследования фоторезисторов из Ge:Zn^2 , охлаждаемых жидким азотом, в режиме импульсного оптического гетеродина. Концентрации примесей цинка и сурьмы в германии составляли соответственно $5.0 \cdot 10^{15}$ и $6.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Фоторезисторы имели размеры $0.5 \times 0.5 \times 3 \text{ мм}^3$ с приемной площадкой $0.5 \times 0.5 \text{ мм}^2$. Постоянная времени фотоответа τ равнялась $1.7 \cdot 10^{-10} \text{ с}$. Схема измерений показана на рис. 1. В качестве гетеродинного излучения использовались импульсы CO_2 -лазера с модулированной добротностью длительностью 0.2 мкс. Для определения пороговой чувствительности и коэффициента преобразования фотодетектора излучение модулировалось с помощью высокочастотного модулятора [4,5]. Постоянное смещение подается на фоторезистор через индуктивность, что позволяет поддерживать приблизительно постоянное напряжение смещения во время импульса излучения. Величина постоянного смещения в нашем случае ограничивалась нагревом образца и составляла 15–20 В. Темновое сопротивление фоторезисторов при наличии смещения равнялось 1–1.5 кОм. Для дополнительного ослабления фотосигнала, вызванного импульсом гетеродина, на входе усилительного тракта включен многозвенный фильтр верхних частот с граничной частотой 100 МГц. Усилительный тракт содержит также полоснопропускающий фильтр (ППФ) с шириной полосы 100 МГц и два усилителя с шириной полосы 0.1–1 ГГц и общим усилением около 80 дБ. При измерениях частотной зависимости шума и пороговой мощности поочередно использовался один из девяти ППФ. После усиления сигнал детектируется СВЧ диодом, ВАХ которого при малых сигналах близка к квадратичной. Сигнал постоянного

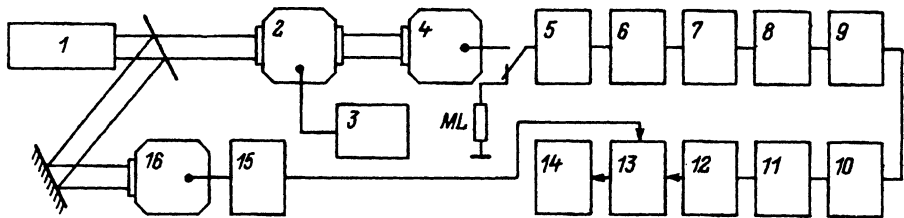
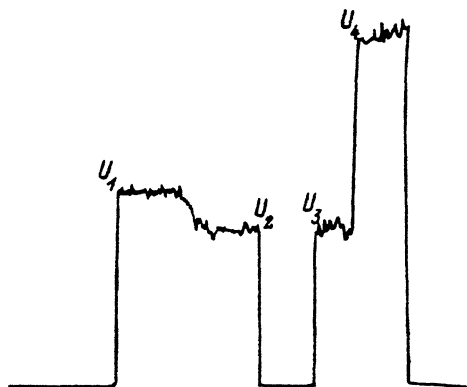


Рис. 1. Схема установки для импульсных гетеродинных измерений. 1 — импульсный CO_2 -лазер, 2 — модулятор, 3 — генератор, 4 — фотодетектор, 5 — схема подачи смещения, 6 — фильтр верхних частот, 7, 9 — усилители, 8 — полоснопропускающий фильтр, 10 — квадратный детектор, 11 — первый интегратор (τ_1), 12 — линия задержки, 13 — схема совпадений и второй интегратор (τ_2), 14 — самописец, 15 — усилитель опорного сигнала, 16 — фотодетектор-монитор, m — согласованная нагрузка.

Рис. 2. Запись продетектированных величин шумов. u_1, u_2 — шумы согласованной загрузки при $T = 290$ и 77 К соответственно, u_3 — шумы фотодетектора и усилителя при напряжении смещения, равном нулю, u_4 — то же при рабочем напряжении.



тока выделяется с помощью схемы совпадений и подается на самописец.

Использованная схема моделирует один частотный канал установки для измерения температуры ионов высокотемпературной плазмы по рассеянию излучения CO_2 -лазера [6]. Отношение сигнал-шум на выходе такой схемы при регистрации рассеянного излучения широким спектром определяется выражением [7]

$$\left(\frac{i_{\text{out}}^2}{i_{\text{out}}^2} \right) = \frac{P_s/P_{\text{min}}}{1 + (P_s/P_{\text{min}})} \sqrt{1 + \tau_1 \Delta f} \sqrt{1 + \tau_2 f_{\text{seq}}}, \quad (1)$$

где Δf — полоса частот усилительного тракта, τ_1 — постоянная времени первого интегратора, τ_2 — постоянная времени второго интегратора, P_s — суммарная мощность рассеянного излучения в полосе частот Δf , f_{seq} — частота следования импульсов лазерного излучения.

На рис. 2 показана одна из записей шумовых сигналов. Здесь u_1 и u_2 измерены при подключении ко входу усилительного тракта согласованной нагрузки, находящейся при комнатной температуре (u_1) и при охлаждении ее жидким азотом (u_2). Эти измерения служат для абсолютной калибровки тракта. Величина шума u_3 измерена в отсутствие постоянного смещения на фоторезисторе и соответствует тепловым шумам детектора и усилителя, а u_4 — шумам при подаче смеще-

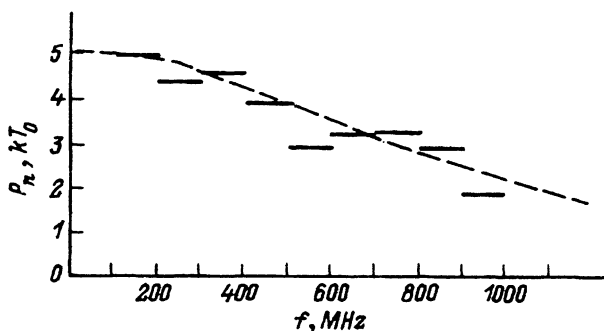


Рис. 3. Частотная зависимость шума фотодетектора. Пунктир — расчетная зависимость г.-р. шума.

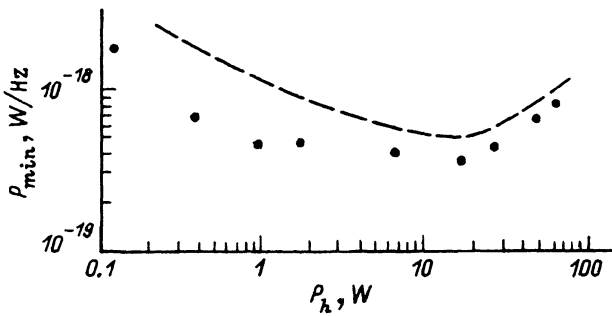


Рис. 4. Зависимость пороговой чувствительности от величины мощности гетеродинного излучения. Пунктир — зависимость, вычисленная для $T_a = 290$ К.

ния. Равенство u_2 и u_3 свидетельствует о хорошем согласовании фоторезистора с трактом. Сопоставление величин $(u_4 - u_3)$ и $(u_1 - u_2)$ дает абсолютную величину спектральной плотности токового шума фоторезистора. На рис. 3 приведена частотная зависимость измеренного токового шума. Пунктирной кривой показана расчетная зависимость г.-р. шума. Совпадение частотных зависимостей во всей полосе частот 0.1–1 ГГц и измеренная полевая зависимость показывают, что наблюдаемый шум является генерационно-рекомбинационным. Это означает также, что на низких частотах диапазона вплоть до 100 МГц не наблюдается избыточного шума, связанного с высокочастотной частью спектра импульсного фотосигнала, вызванного гетеродинным излучением. Следует отметить, что часть испытанных фоторезисторов обнаруживала импульсные всплески избыточного шума, которые возникали, однако, не при каждом импульсе излучения.

На рис. 4 приведены измеренные на частоте 720 МГц значения пороговой чувствительности. Они определялись по отношению сигнала к г.-р. шуму, т.е. без учета шума последующего тракта. Пунктирной кривой показана зависимость, учитывающая шум усилителя с $T_a = T_0$. Из рисунка видно, что наилучшая величина $P_{\min} \approx 6 \cdot 10^{-19}$ Вт/Гц достигается при мощности гетеродина (10–20) Вт. Такая мощность гетеродина означает, что помехоустойчивость фотоприемника к фоновому излучению на 4 порядка величины выше, чем у фотоидодов из тройных соединений и на 2 порядка выше, чем у фотодетектора на основе Ge:Si [6]. Сопротивление фоторезистора в максимуме импульса гетеродинного излучения в этом случае достигает 150 Ом, что втрое превышает входное сопротивление усилителя, но не приводит к существенным потерям сигнала.

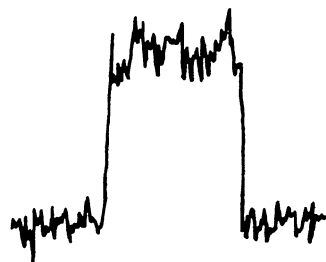


Рис. 5. Запись протектированного сигнала мощностью $9.3 \cdot 10^{-11}$ Вт. $f = 720$ МГц, $\Delta f = 100$ МГц.

Расчеты выполненные на основании проведенных измерений, показывают, что заметного ухудшения пороговой мощности, $P_{\min} > 10^{-18}$ Вт/Гц, следует ожидать на частотах свыше 2–2.5 ГГц.

Чтобы промоделировать ситуацию, сходную с реальной при измерениях рассеянного излучения, были проведены измерения, при которых импульс излучения содержал переменную составляющую мощности, близкую к P_{\min} [5]. На рис. 5 показана запись сигнала полученная при регистрации мощности $9.3 \cdot 10^{-11}$ Вт на частоте модуляции (биевий) 720 МГц. Полоса частот тракта — 700–800 МГц. Реальная величина коэффициента шума усилителя на этих частотах равнялась двум. Вычисленное по формуле (1) отношение сигнал-шум равно ≈ 12 , что близко к наблюдаемой величине.

Обсуждение

Проанализируем полученные зависимости пороговой чувствительности от мощности гетеродинного излучения, используя выражение для P_{\min} [5,8], учитывающее как оптическую, так и тепловую генерацию:

$$P_{\min} = \frac{2h\nu\Delta f}{\eta} \frac{n_{\Sigma}}{n_h} \frac{N_{\Sigma}}{N_{g-r}}, \quad (2)$$

Здесь $h\nu$ — энергия кванта излучения, Δf — ширина полосы частот фотоприемного тракта, η — квантовая эффективность фоторезистора, n_{Σ}/n_h — отношение суммарного темпа генерации свободных носителей к темпу генерации гетеродинным излучением, N_{Σ}/N_{g-r} — отношение суммарного шума фотоприемного устройства к генерационно-рекомбинационной составляющей шума.

Последние два отношения по смыслу и по своей структуре являются коэффициентами шума гетеродинного фотоприемника, первый из которых определяет качество фотодетектора по оптическому входу, $F_{\text{opt}} = (n_{\Sigma}/n_h)$, а второй — качество тракта усиления фотосигнала, $F_{\text{el}} = (N_{\Sigma}/N_{g-r})$. Очевидно, что для достижения предельной для фоторезистора с квантовой эффективностью η величины пороговой мощности $P_{\min} = (2h\nu\Delta f/\eta)$ необходимо, чтобы как «оптический», так и «электрический» коэффициенты шума были близки к единице. Это означает, что генерация носителей гетеродинным излучением должна преобладать над всеми другими видами генерации как оптической, так и тепловой, а г.-р. шум превышать все остальные шумы фоторезистора и усилительного тракта.

Величина F_{el} измерялась нами непосредственно способом, описанным выше (рис. 2):

$$F_{\text{el}} = \frac{u_4}{u_4 - u_3}.$$

При этих измерениях необходимо убедиться, что составляющая шума, вызванная электрическим смещением, $(u_1 - u_3)$, является г.-р. шумом. Проверка этого проводилась по АЧХ шума, а также по его амплитуде. Согласованная мощность г.-р. шума в отличие от напряжения холостого хода или тока короткого замыкания г.-р. шума не зависит

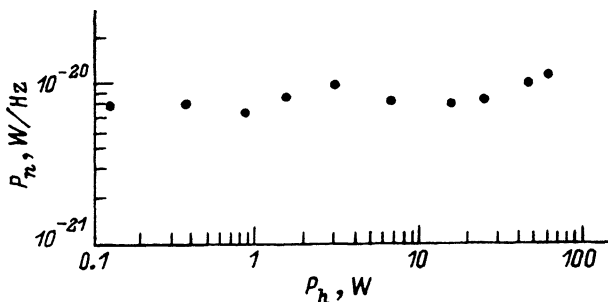


Рис. 6. Зависимость согласованной мощности токового шума от мощности излучения. $f = 720$ МГц.

от темпа генерации свободных носителей:

$$P_{g-r}^{(m)} = \frac{E^2 e \mu \tau \Delta f}{1 + \omega^2 \tau^2}.$$

Здесь E — напряженность электрического поля постоянного смещения в фоторезисторе, μ — подвижность носителей заряда, τ — время жизни свободных носителей, ω — круговая частота измерений.

На рис. 6 показаны значения согласованной мощности г.-р. шума, измеренные во всем диапазоне использованных мощностей излучения. Практически постоянная величина $P_{g-r}^{(m)}$ наряду с измерениями АЧХ, которые проводились при высоких значениях оптической мощности, показывают, что приложение к фоторезистору электрическое смещение не вызывает иных, помимо г.-р., видов шума. Характеристики фоторезистора τ и μ , определяющие величину согласованной мощности г.-р. шума, при этом остаются постоянными.

Величина F_{opt} определялась с помощью измерений сопротивления фоторезистора в трех режимах: 1) темнового сопротивления при малой мощности электрического смещения, не вызывающей заметного нагрева, R_{dd} ; 2) сопротивления при освещении гетеродином и малом смещении, R_{dh} ; 3) сопротивления при освещении гетеродином при номинальном электрическом смещении, R_d . Последние два измерения проводились по фотосигналу, вызванному импульсом гетеродинного излучения, в режиме малой величины нагрузки $R_l \ll R_d, R_{dh}$. По результатам этих измерений можно найти величину F_{opt} с учетом нагрева образца мощностью электрического смещения:

$$F_{opt} = \left(\frac{R_d}{R_{dh}} - \frac{R_d}{R_{dd}} \right)^{-1}$$

Независимые измерения P_{min} , F_{opt} и F_{el} позволяют определить величину квантовой эффективности фоторезистора. Найденные таким способом значения η оказались зависящими от интенсивности освещения фоторезистора (рис. 7), при этом полученная зависимость $\eta(I)$ практически совпадает с зависимостью, следующей из результатов измерений амплитудных характеристик фотоответа [9], которая также показана на рисунке. Последняя получена в предположении, что нелинейность

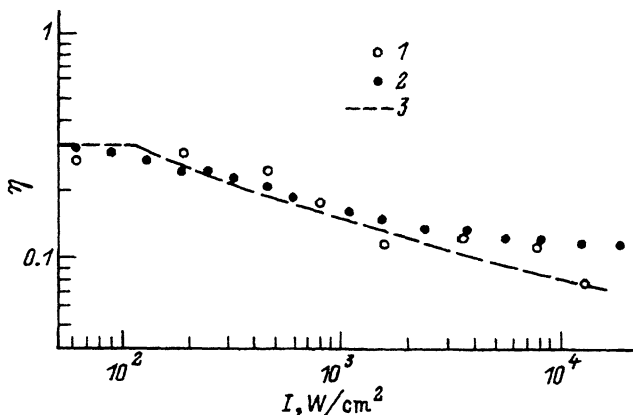


Рис. 7. Зависимость квантовой эффективности фоторезистора от интенсивности освещения. 1 — результаты гетеродинных измерений, 2 — результаты, полученные из амплитуды фотопроводимости, 3 — расчет.

фотопроводимости целиком связана с зависимостью $\eta(I)$. Отметим, что в этом случае точность определения абсолютной величины квантовой эффективности определяется точностью измерений τ и μ , при этом последняя, как правило, невелика.

Анализ результатов измерений P_{\min} , F_{opt} и F_{el} показывает, что рост P_{\min} при уменьшении P_h ниже оптимального значения связан с увеличением как F_{opt} , так и F_{el} . При повышении P_h свыше 20 Вт P_{\min} растет из-за снижения квантовой эффективности.

Флуктуационный потенциал и квантовая эффективность

Спад квантовой эффективности при высоких мощностях излучения можно объяснить, если принять во внимание результаты, полученные нами ранее при исследованиях оптического поглощения [10]. Они интерпретировались как результат изменения закона дисперсии, вызванного флуктуационным потенциалом.

Можно сказать, что величина флуктуационного потенциала зависит от интенсивности оптической генерации. Явление экранирования случайного поля связанными на центрах зарядами заключается во взаимных коррелированном расположении этих зарядов. Равновесное распределение зарядов по примесным центрам устанавливается в результате теплового обмена со свободной зоной. Темп обмена зависит от энергии тепловой ионизации, поэтому носители оседают на наиболее глубоких состояниях, разброс которых по энергии определяется потенциальным рельефом. Это и означает экранирование. Темп оптической генерации в отличие от теплового не зависит от местоположения примесных центров в потенциальном рельефе, а только от их заселенности, поэтому оптическое возбуждение приводит к перемешиванию носителей по состояниям с различными энергиями, т.е. корреляция во взаимном расположении связанных зарядов ослабляется. Эффективно будут перемешиваться состояния, для которых темп оптической генерации будет превышать темп тепловой генерации. Можно предположить поэтому, что флуктуационный рельеф возрастет до величины,

при которой темп оптической генерации будет меньше тепловой. Эти соображения позволяют провести количественную оценку зависимости амплитуды флуктуационного рельефа от интенсивности освещения.

Запишем выражения для темпов оптической и тепловой генерации:

$$G_{\text{opt}} = \frac{I\sigma_{\nu}N_{\text{abs}}}{h\nu}, \quad G_t = \alpha_p N_{\text{abs}} \frac{N_v}{g} \exp(-E_t/kT).$$

Темп оптической генерации записан в пределе слабого поглощения. Здесь I — интенсивность излучения, σ_{ν} — сечение поглощения излучения примесными центрами, N_{abs} — концентрация поглощающих излучение центров Zn^- , G_t — темп тепловой генерации с примесных центров Zn^{-1} , α_p — коэффициент захвата дырок ионами Zn^{-2} , N_v — плотность состояний в валентной зоне, g — фактор вырождения примесного уровня (для примеси Zn^{-1} $g = 4$), E_t — энергия тепловой активации проводимости, которую будем считать сниженной на величину γ по сравнению с энергией ионизации изолированного иона Zn^{-1} ($E_0 = 0.086$ эВ), γ — характерная амплитуда флуктуаций потенциала.

Приравняв в соответствии со связанным выше темпы оптической и тепловой генерации, получим выражение, определяющее величину случайного поля:

$$\gamma = E_0 - kT \cdot \ln \frac{\alpha_p N_v h\nu}{g I \alpha_{\nu}}. \quad (3)$$

Очевидно, что это выражение имеет смысл при $G_{\text{opt}} > G_t(E_1)$, где E_1 — энергия тепловой активации проводимости в равновесном случае, т.е. при

$$I > \frac{\alpha_p N_v \exp(-E_0/kT) h\nu}{g \sigma_{\nu}} = E_1.$$

Величина I_1 , которой соответствует излом расчетной кривой на рис. 7, в нашем случае составляет ≈ 100 Вт/см².

Полученная формула не учитывает экранирования свободными носителями заряда, которым можно пренебречь при относительно малых интенсивностях, но при $I \geq 10^4$ Вт/см² концентрация свободных носителей становится сопоставимой с концентрацией примесей и экранирование свободными носителями следует учитывать. Это, однако, не просто сделать, так как носители при фотоионизации разогреваются излучением, что позволяет им до захвата пересекать потенциальный рельеф. Это и обеспечивает однородное по объему заполнение примесных центров в условиях сильного отклонения от равновесия. По этой же причине будет ослаблено и экранирование свободными носителями.

Используя результаты [10], можно найти количественную взаимосвязь между величиной флуктуационного рельефа и сечением фотоионизации иона Zn^- в германии. Решение уравнения (3) с учетом полученной из результатов [10] зависимости σ_{ν} от γ позволило найти связь квантовой эффективности исследованных фоторезисторов с интенсивностью излучения. Найденная таким образом зависимость $\eta(I)$ показана на рис. 7 штриховой линией.

Несмотря на грубый характер проведенных оценок, вычисленная зависимость по крайней мере до $I \approx 10^4$ Вт/см² хорошо совпадает с измеренными значениями.

Обсуждаемый эффект может быть важен не только для гетеродинамических фотодетекторов, но и для детекторов мощного лазерного излучения, работающих в прямом режиме, например, при исследованиях характеристик мощных лазеров. Как упоминалось ранее, здесь он выражен в нелинейном характере амплитудной зависимости фотопроводимости, который наблюдался нами не только для Ge:Zn², но и для Ge:Hg и Ge:(Co,Ga) [9]. Для примесей кобальта и ртути эффект несколько меньше, но по своей величине грубо коррелирует с величиной случайного поля. Для этих примесей наблюдаемые величины нелинейности фотоответа могут быть объяснены также разогревом свободных носителей излучением, который приводит к изменению их подвижности и вероятности захвата [9], однако при этом возникают затруднения в объяснении температурной зависимости эффекта.

Заключение

Импульсная работа гетеродинамического фотодетектора на основе примесного фоторезистора позволяет ослабить тепловые ограничения и реализовать оптимальный по электрическому согласованию режим работы фоторезистора, а также повысить его рабочую температуру. В импульсном режиме при температуре жидкого азота испытанные фоторезисторы обладают $P_{\min} \leq 10^{-18}$ Вт/Гц в полосе частот 2 ГГц при мощности гетеродина 10–20 Вт, что обеспечивает их высокую помехозащищенность.

Величина квантовой эффективности фоторезистора зависит от интенсивности излучения, что при использовании фоторезисторов из Ge:Zn² накладывает ограничение на величину мощности оптического гетеродина и в импульсном режиме. Наблюдаемое снижение η можно связать с возрастанием амплитуды потенциального рельефа, которое вызывается излучением.

Список литературы

- [1] Р.М. Фано. *Теоретическое ограничение полосы согласования произвольных импедансов* (М., 1965).
- [2] Г.М. Малышев, Г.Т. Раздобарин. В сб.: *Диагностика плазмы* (М., 1973) вып. 3.
- [3] Г.А. Асланов, Т.М. Бурбаев, В.А. Курбатов, Н.А. Пенин. *ФТП*, **19**, 1736 (1985).
- [4] А.П. Болтаев, В.А. Курбатов, Н.А. Пенин, Н.Н. Соловьев. *ФТП*, **7**, 1896 (1973).
- [5] В.А. Курбатов, Н.А. Пенин. *Квант. электрон.*, **3**, 1909 (1976).
- [6] N. Bretz, G. Tayler. Report YO Princeton (Plasma Physics Lab., 1981).
- [7] H.Z. Cummins, H.L. Swinnery. In: *Progress in Optics*, ed. by E. Wolf (1970) vol. 8, p. 135.
- [8] В.А. Курбатов, Н.А. Пенин. *ФТП*, **6**, 903 (1972).
- [9] Г.А. Асланов, Т.М. Бурбаев, В.А. Курбатов, Н.А. Пенин. *ФТП*, **27**, 277 (1993).
- [10] М.Г. Галкин, В.А. Курбатов, Н.Н. Соловьев. *ФТП*, **22**, 1122 (1988).

Редактор В.В. Чалдышев

The impurity photoresistor in optical heterodyne pulse mode

G.A.Aslanov, T.M.Burbaev, V.A.Kurbatov, N.A.Penin

P.N.Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences, 117924, Moscow, Russia

The limiting characteristics of zinc-doped germanium photoresistors with fully compensated first energy level were investigated in a powerful pulse heterodyne mode. It is shown that a high limiting sensitivity ($6 \cdot 10^{-19}$ W/Hz) and a wide information frequency range are consistent at liquid nitrogen temperatures.

A decline in the quantum efficiency of photoresistors at a high intensity of the heterodyne radiation ($I > 100$ W/cm²) was found. The effect takes place due to the increase of the charge pattern amplitude, which is caused by the optical excitation of impurity centers. The estimations presented are in agreement with experimental data.
