

УДК 621.315.592

НОВЫЙ ТИП ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

Б. А. Акимов, Н. Б. Брандт, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов

(кафедра физики низких температур и сверхпроводимости)

E-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

В обзоре представлены свойства легированных полупроводников на базе теллурида свинца, на основе которых возможно создание высокочувствительных фотонных приемников излучения терагерцового диапазона. Показано, что эти свойства позволяют создать фотоприемники с параметрами, существенно превосходящими лучшие мировые аналоги.

Введение

Большинство современных фотоприемных систем, работающих в дальнем инфракрасном диапазоне (20–200) мкм, создается на основе «классических» полупроводниковых материалов — германия или кремния, легированных мелкими примесями [1]. Наибольшая величина длины волны, соответствующей красной границе фотоэффекта, для квантового приемника излучения в настоящее время составляет $\lambda_{\text{red}} \approx 220$ мкм [2] и наблюдается в одноосно деформированном Ge(Ga).

Уникальные свойства узкозонных полупроводниковых материалов класса IV–VI, легированных элементами третьей группы — индием и галлием, предоставляют весьма перспективную альтернативную возможность для создания высокочувствительных фотоприемных систем дальнего ИК-диапазона.

В настоящем обзоре будут рассмотрены физические принципы работы фотоприемных систем на базе легированных сплавов на основе теллурида свинца, описаны преимущества этих систем по сравнению с традиционными, а также проведено прямое сравнение параметров рассматриваемых систем с лучшими образцами традиционных.

1. Стабилизация уровня Ферми

Высокая концентрация свободных носителей заряда, обусловленная высоким отклонением от стехиометрии, является одним из основных недостатков номинально нелегированных сплавов на основе теллурида свинца при их использовании в инфракрасных фотоприемных системах. Одним из наиболее эффективных способов изменения концентрации свободных носителей заряда в полупроводниках является их легирование. Легирование сплавов на основе теллурида свинца некоторыми элементами III группы позволяет не только варьировать концентрацию свободных носителей, но и приводит к появлению качественно новых свойств, не характерных для исходного материала.

Так, легирование теллурида свинца индием в количестве N_{In} , превышающем концентрацию других электрически активных примесей и дефектов

N_i , приводит к стабилизации уровня Ферми на $E_0 \approx 70$ мэВ выше дна зоны проводимости. При $N_{\text{In}} > N_i$ величина E_0 практически не зависит от количества введенной примеси N_{In} [3].

Аналогичный эффект наблюдается в PbTe(Ga), но существуют и значительные отличия от случая легирования индием. Стабилизация уровня Ферми происходит лишь в довольно узком диапазоне концентрации введенного галлия, а вне этого диапазона галлий действует как донор. В указанном диапазоне уровень Ферми стабилизируется в запрещенной зоне примерно на 70 мэВ ниже дна зоны проводимости, обеспечивая полуизолирующее состояние полупроводника при низких температурах [4].

Важным следствием эффекта стабилизации уровня Ферми является практически абсолютная воспроизводимость параметров энергетического спектра образцов PbTe(In) и PbTe(Ga) независимо от способа синтеза, степени очистки исходных компонент и т. д. Единственным необходимым условием является $N_{\text{In}} > N_i$ в случае легирования индием и для PbTe(Ga) введение галлия в количестве, необходимом для стабилизации уровня Ферми. Данное свойство определяет высокий процент выхода и относительную дешевизну производства рассматриваемых материалов.

Еще одним важным следствием стабилизации уровня Ферми является гомогенизация электрофизических свойств материала. Так, в PbTe(In) со стабилизированным уровнем Ферми разрешается более 50 периодов осцилляций Шубникова–де Гааза (ШдГ) [5], что свидетельствует о чрезвычайно высокой однородности полупроводника. Таким образом, реализуется парадоксальная ситуация: сильно легированный PbTe(In) оказывается существенно более электрически однородным, чем номинально нелегированный PbTe.

Эффект стабилизации уровня Ферми наблюдается также в ряду твердых растворов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$. Расположение стабилизированного уровня Ферми E_0 в этом случае определяется содержанием олова в сплаве. Как уже отмечалось выше, в PbTe ($x = 0$) уровень E_0 находится примерно на 70 мэВ выше

дна зоны проводимости. По мере увеличения величины x уровень E_0 приближается к дну зоны проводимости, пересекает запрещенную зону в диапазоне составов $0.22 < x < 0.28$, а затем выходит в валентную зону, обеспечивая рост концентрации свободных дырок [6]. Таким образом, в области составов $0.22 < x < 0.28$ реализуется полуизолирующее состояние, для которого проводимость определяется термоактивацией с уровня E_0 в разрешенные зоны, и концентрация свободных носителей заряда чрезвычайно мала $n, p < 10^8 \text{ см}^{-3}$ при низких температурах $T < 10 \text{ К}$.

Следует особо отметить, что при реализации полуизолирующего состояния легированных сплавов на основе теллурида свинца имеет место чрезвычайно необычная в физике полупроводников ситуация, когда сильно легированный узкозонный полупроводник с большим количеством дефектов роста проявляет себя, с точки зрения его электрофизических свойств, как почти идеальный полупроводник с практически нулевой концентрацией свободных носителей заряда при низких температурах и с очень высокой электрической однородностью. Указанное обстоятельство делает очень привлекательной идею использования рассматриваемых материалов в качестве приемников инфракрасного излучения.

2. Задержанная фотопроводимость

Малая ширина запрещенной зоны и чрезвычайно низкая концентрация свободных носителей при низких температурах, реализуемые в полуизолирующем состоянии сплавов на основе теллурида свинца, легированных Ga и In, обеспечивают хорошие стартовые условия для наблюдения фотопроводимости в инфракрасном диапазоне. Инфракрасная подсветка действительно приводит к драматическому увеличению проводимости материала при температурах $T < T_c$, где величина T_c составляет около 25 К для сплавов, легированных индием, и около 80 К для объемных образцов PbTe(Ga). Температурная зависимость сопротивления PbTe(Ga) (кривые 1, 1') и сплава Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In), в котором уровень Ферми стабилизирован на 20 мэВ ниже дна зоны проводимости (кривые 2, 2'), измеренная в темноте (кривые 1, 2) и в условиях инфракрасной подсветки (кривые 1', 2'), представлена на рис. 1. Фотоотклик достигает нескольких порядков величины при $T \ll T_c$.

Высокая величина фотоотклика является следствием эффекта задержанной фотопроводимости. Такой эффект наблюдается в материалах, где по разным причинам время жизни свободных неравновесных носителей заряда аномально велико при низких температурах и может достигать более чем 10^5 с .

Существуют различные точки зрения относительно механизма задержанной фотопроводимости в легированных сплавах на основе теллурида свинца [7–10]. Однако независимо от деталей предлагаемых

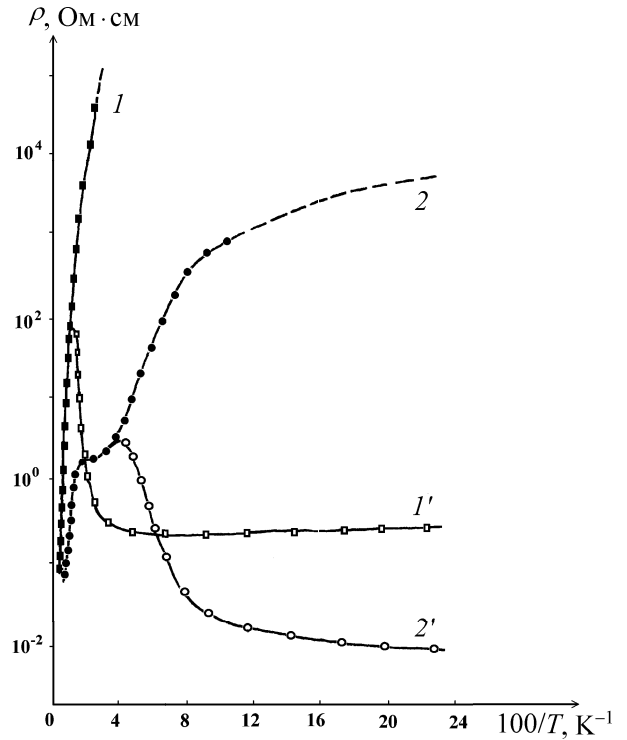


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления PbTe(Ga) (кривые 1 и 1') и Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In) (кривые 2 и 2'), снятые в условиях темноты (кривые 1 и 2) и под действием инфракрасной подсветки (кривые 1' и 2')

механизмов общим для всех моделей является появление микроскопического потенциального барьера между состояниями системы с локализованным и свободным электроном. Наличие такого барьера приводит к накоплению фотовозбужденных свободных

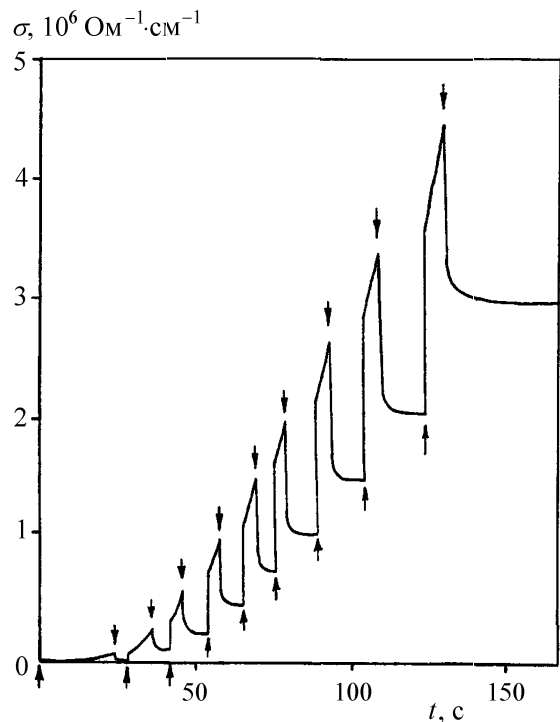


Рис. 2. Кинетика фотопроводимости в PbTe(Ga) при $T = 4.2 \text{ К}$. Стрелки соответствуют моментам включения и выключения ИК-подсветки [11]

электронов в зоне проводимости, поэтому фотоотклик оказывается линейно зависящим от времени.

В то же время данные по релаксации задержанной фотопроводимости в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ и в $\text{PbTe}(\text{Ga})$ невозможно интерпретировать, принимая во внимание только один локальный уровень. В частности, релаксация фотопроводимости при низких температурах состоит из двух участков: первоначальный быстрый спад фотоотклика с характерным временем $\tau \sim (1-10)$ мс сменяется гораздо более медленным ($\tau \sim 10^5$ с) (рис. 2) [11]. Относительная амплитуда участка быстрой релаксации зависит не только от расположения основного примесного состояния в спектре полупроводника, т.е. от состава сплава, но и от концентрации примеси [11], и от условий фотовозбуждения в одном и том же образце [12].

3. Гашение задержанной фотопроводимости

Одним из важных параметров, характеризующих работу фотоприемного устройства, является время жизни фотовозбужденных носителей заряда τ . Выходной сигнал одиночного фотоприемника, как правило, пропорционален величине τ . С другой стороны, значение τ не должно превышать величину характерного быстродействия τ_0 , требуемого от фотоприемника, поскольку в противном случае выходной сигнал не будет однозначно соответствовать интенсивности падающего излучения. Для сплавов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ и $\text{PbTe}(\text{Ga})$ время жизни τ может варьироваться в очень широких пределах (10^{-3} с $< \tau < 10^5$ с) путем изменения состава сплава, концентрации примеси и температуры.

Если температура образца такова, что $\tau > \tau_0$, то выходной сигнал более не соответствует интенсивности падающего излучения, он «интегрируется» фотоприемником. С другой стороны, фотоприемник может работать в режиме интегрирования сигнала только в случае, когда имеется возможность восстановления первоначального темного состояния образца, т.е. возможность быстрого гашения задержанной фотопроводимости. Существует несколько возможностей для такого гашения.

Прежде всего фотовозбужденные свободные носители заряда могут быть локализованы на основное примесное состояние просто путем нагрева образца до температуры $T > T_c$ и последующего охлаждения в темноте [12]. Данный процесс, однако, является слишком медленным и энергоемким для применения в реальных фотоприемных устройствах.

Гашение задержанной фотопроводимости с помощью СВЧ-импульсов не имеет данного недостатка [13, 14]. При данном способе гашения образец помещается либо в СВЧ-резонатор, либо СВЧ-импульсы подаются непосредственно на контакты образца. Эксперименты, описанные в работах [13, 14], проводились с образцами $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$, в которых уровень Ферми стабилизирован внутри запрещенной зоны. Частота СВЧ-импульсов составляла 250 МГц,

мощность P в импульсе — до 0.9 Вт, длительность импульсов — от 10 мкс. Сопротивление образца после окончания каждого СВЧ-импульса не отличалось от первоначального «темнового» значения.

СВЧ-гашение задержанной фотопроводимости обусловлено непосредственным взаимодействием СВЧ-излучения с фотовозбужденными электронами. Действительно, нагрева кристаллической решетки после окончания СВЧ-импульса не происходит [14]. Одно из возможных объяснений эффекта предполагает непосредственный разогрев электронного газа СВЧ-импульсом.

4. СВЧ-стимуляция квантовой эффективности

Подача СВЧ-импульса на образец приводит не только к гашению задержанной фотопроводимости, но и влияет на кинетику фотоотклика уже после окончания импульса. Как было показано в работе [14], при гашении задержанной фотопроводимости импульсом СВЧ с минимально необходимой для этого гашения длительностью и интенсивностью, квантовая эффективность η фотоприемника возрастает до $\sim 10^2$. Вне этого режима гашения величина $\eta \sim 1$ (рис. 3). Важно отметить, что такая повышенная квантовая эффективность наблюдается только для ограниченного диапазона изменения проводимости $\sigma < \sigma_{th}$, а при $\sigma > \sigma_{th}$ скорость нарастания фотопроводимости такая же, как и вне режима СВЧ-стимуляции квантовой эффективности (рис. 3).

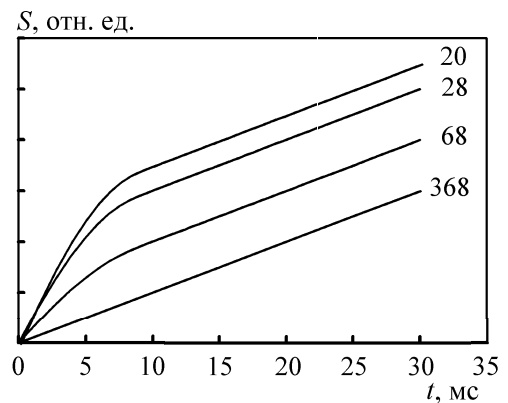


Рис. 3. Зависимость фотопроводимости образца от времени после окончания гасящего СВЧ-импульса для различных значений длительности импульса Δt . Цифры у кривых — величина Δt в мкс [14]

На качественном уровне объяснение эффекта, предложенное в работе [14], выглядит следующим образом. При приложении достаточно короткого и достаточно маломощного СВЧ-импульса фотовозбужденные электроны переходят не на основное, а на метастабильное примесное состояние E_m . Барьеры, отделяющие эти метастабильные состояния как от зонных, так и от основных локальных состояний, довольно малы ($W \sim 1$ мэВ), поэтому более длительный или более мощный СВЧ-импульс переводит все фотовозбужденные электроны в основное состо-

яние E_0 . Таким образом, приложение короткого и достаточно маломощного СВЧ-импульса приводит к повышенной заселенности примесных метастабильных состояний. Эти локальные состояния гораздо менее локализованы, чем основные [15], так что некоторые из E_m -примесных центров могут сформировать кластеры с сильным внутренним взаимодействием. При этих условиях фотовозбуждение электрона с одного из центров кластера инициирует лавинное опустошение всех остальных центров кластера, что приводит к росту квантовой эффективности.

5. Спектр фотопроводимости

Как было отмечено выше, имеются две части релаксации фотопроводимости – относительно быстрая и медленная. Общим свойством спектров относительно быстрой фотопроводимости в $\text{PbTe}(\text{Ga})$ и $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ является наличие острого пика при энергии, соответствующей ширине запрещенной зоны [10]. Происхождение этого пика связано с оптическими переходами между валентной зоной и примесными метастабильными состояниями, лежащими близко к дну зоны проводимости. Для возможных применений важно, что величина этой энергии может варьироваться с температурой, а также при изменении состава сплавов. В частности, для сплавов на основе $\text{PbTe}(\text{Ga})$ можно изменять длину волны, соответствующей этому пику, от 3 до 5.5 мкм.

С другой стороны, стандартное спектроскопическое оборудование не может быть использовано для измерения спектров задержанной фотопроводимости.

Прямые эксперименты, проведенные в работе [16], показали, что в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ имеется весьма значительный фотоотклик в субгелевой области. В качестве инфракрасного сенсора использовалась пленка $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$, охлажденная до гелиевой температуры. Источником излучения было абсолютно черное тело, находящееся при температуре 300 или 77 К. Это излучение проходило через систему охлаждаемых фильтров, вырезающих узкую полосу на длине волны $\lambda = 89$ или 115 мкм в зависимости от последнего фильтра в серии, находящегося при гелиевой температуре. На обеих длинах волн наблюдался значительный фотоотклик. Важно отметить, что энергия кванта, соответствующего используемым значениям λ , существенно меньше термической энергии активации основного примесного состояния. Это означает, что основной вклад в эффект вносят электроны, локализованные не в основном, а в метастабильном примесном состоянии. Заселение этих состояний с помощью СВЧ-импульсов (СВЧ-стимуляция квантовой эффективности), инъекции электронов с контактов, фоновой инфракрасной подсветки приводят к «красному» сдвигу λ_{red} по сравнению с невозбуж-

денным «темновым» состоянием. Величина λ_{red} для этого случая пока не определена, однако имеются основания предполагать, что она может быть очень высока, и спектр фоточувствительности рассматриваемых фотоприемников может перекрывать весь субмиллиметровый диапазон.

6. Радиометрические параметры

В работе [17] была представлена лабораторная модель радиометра на основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$, работающая в режиме периодического накопления сигнала и последующего быстрого гашения задержанной фотопроводимости импульсом СВЧ. Сеточный фильтр, использованный в работе [17], обеспечивал эффективное обрезание спектра излучения на длинах волн $\lambda > 18$ мкм. Считывающая электроника, использованная в работе [17], имела достаточно невысокую чувствительность. Например, регистрируемый ток должен был быть не ниже чем 10^{-7} А. Несмотря на это, удалось зарегистрировать поток фотонов $N = 2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, соответствующий $NEP = 2 \cdot 10^{-16}$ Вт, при площадке фотоприемника 0.3×0.2 мм и частоте измерений 3 Гц. Токовая чувствительность фотоприемника в этом режиме оказалась гигантской $S_I \sim 10^9$ А/Вт, однако низкая чувствительность измерительной электроники не позволила получить меньшие значения NEP . Фотоприемник хорошо работал и при более высоких частотах измерений вплоть до 10 кГц.

В работе [16] было проведено прямое сравнение характеристик фотоприемника на основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ с наиболее совершенными образцами одиночных фотоприемников на базе $\text{Si}(\text{Sb})$ и $\text{Ge}(\text{Ga})$.

Измерения были проведены с двумя сериями фильтров, обеспечивающих пропускание на частотах 89 и 115 мкм. Оценки квантовой эффективности фотоприемника $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ дают значение $\eta \approx 0.5\%$ для $\lambda = 89$ мкм и $\eta \approx 1\%$ для $\lambda = 115$ мкм. Приведенные оценки дают разумные значения, поскольку рассматриваемый спектральный диапазон соответствует полосе остаточных лучей в сплавах на основе теллурида свинца и до 99% падающего излучения отражается кристаллической решеткой. Антиотражающие покрытия, а также работа в режиме СВЧ-стимуляции квантовой эффективности должны увеличить квантовую эффективность. Величина токовой чувствительности фотоприемника при напряжении 40 мВ составляет 10^3 А/Вт при времени накопления 1 с. Токовая чувствительность фотоприемника на основе примесного германия в этом же спектральном диапазоне не превышает 3.5 А/Вт.

7. «Непрерывная» инфракрасная матрица.

Способы считывания информации

Специфика примесных состояний в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ определяет возможность создания специфической «непрерывной» фокальной матрицы

дальнего инфракрасного диапазона. Дело в том, что при локальном воздействии инфракрасного излучения фотовозбуждение также является локальным, т.е. эффект задержанной фотопроводимости наблюдается только в освещенной части образца, а фотовозбужденные электроны не диффундируют в неосвещенные области [18]. Характерное время распространения фотовозбуждения превышает по крайней мере 10^4 с при $T = 4.2$ К. Характерный пространственный размер границы, на котором происходит резкое изменение концентрации свободных электронов, по теоретическим оценкам, составляет около 10 мкм. Экспериментально установлено, что этот размер меньше 100 микрон [18]. Наблюдаемый эффект обусловлен тем, что фотовозбужденные свободные электроны, с одной стороны, не могут уйти достаточно далеко от примесных центров, ответственных за генерацию, из-за электростатического притяжения, а с другой стороны, не могут рекомбинировать вследствие наличия барьера между локализованными и зонными состояниями.

Таким образом, пространственное распределение дозы инфракрасного излучения (т.е. произведения интенсивности излучения на время экспозиции) однозначно отображается в пространственном распределении концентрации свободных долгоживущих неравновесных носителей заряда. Другими словами, оказывается возможным построить «непрерывную» фокальную матрицу, в которой сигнал интегрируется в каждом эффективном элементе.

Считывание информации с такой матрицы — отдельная проблема. Существует несколько альтернативных идей для способов считывания. Наиболее перспективной представляется следующая идея [17]. Рассмотрим достаточно узкий образец $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$, на одну из плоскостей которого нанесен полупрозрачный электрод (рис. 4). Исследуемый поток инфракрасного излучения попадает на образец слева на рис. 4. На противоположную плоскость образца наносится тонкий буферный слой BaF_2 для согласования периода решетки и тонкий слой кремния или другого относительно широкозонного полупроводникового материала. Затем наносится второй полупрозрачный электрод. Если локально освещать получившуюся структуру коротковолновым лазером с правой стороны (рис. 4), то оказывается возможным создать в пятне лазера высокопроводящую область в широкозонном полупроводнике. Если теперь приложить напряжение между электродами, то ток в такой системе будет определяться проводимостью слоя $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в области пятна лазера, поскольку эффективная толщина полупроводникового материала будет существенно меньше в этой области. Если скорость рекомбинации в широкозонном полупроводнике достаточно высока, то картина распределения концентрации свободных носителей заряда в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ может быть

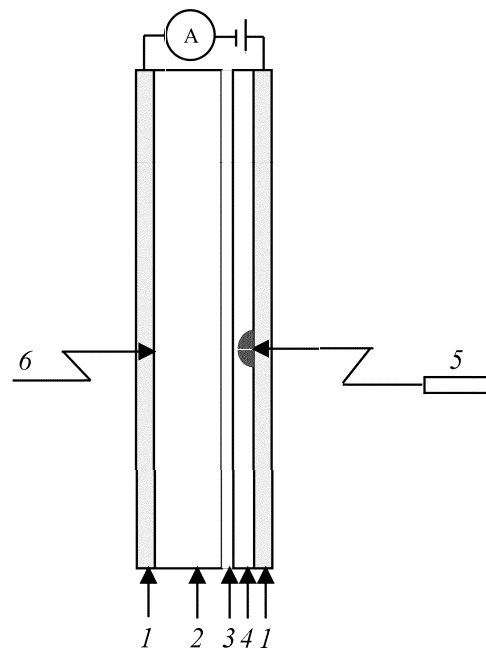


Рис. 4. Устройство для считывания информации с «непрерывной» фокальной матрицы на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ [17]. 1 — полупрозрачный электрод; 2 — активный слой $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$; 3 — буферный слой BaF_2 ; 4 — слой кремния (или другого относительно широкозонного полупроводника); 5 — коротковолновый лазер; 6 — исследуемый поток инфракрасного излучения

реконструирована просто с помощью сканирования лазерного пучка по поверхности образца и измерения соответствующего тока в структуре.

8. Радиационная стойкость

Высокая радиационная стойкость — еще одно важное достоинство фотоприемников на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$. Это следствие высокой плотности примесных состояний, стабилизирующих уровень Ферми ($\sim 10^{20}$ см $^{-3}$). До тех пор пока количество дефектов, обусловленных жестким излучением, меньше концентрации примеси в кристалле, уровень Ферми остается стабилизированным, а фотоэлектрические свойства образца не изменяются. Облучение быстрыми электронами с энергией 5 кэВ с дозами до $10^{17} - 10^{18}$ см $^{-2}$ не приводит к каким-либо изменениям в величине фотоотклика образца [19]. Указанная доза жесткого излучения по меньшей мере на 4 порядка превышает предельно допустимую дозу для других чувствительных инфракрасных фотоприемников на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$, примесного Ge и Si.

Выводы

Применение сплавов на основе теллурида свинца, легированных элементами III группы, в качестве базовых элементов чувствительных инфракрасных фотоприемных систем может существенно увеличить возможности получаемых приборов. Рассматриваемые материалы обладают рядом уникальных свойств, таких как внутреннее интегрирование падающего светового потока, возможность быстрого и

эффективного гашения накопленного сигнала, высокой квантовой эффективностью и возможностью ее увеличения до 10^2 с помощью СВЧ-импульсов, возможностью создания «непрерывной» матрицы инфракрасного изображения, возможностью использования нового способа считывания информации с такой матрицы, высокой радиационной стойкостью. Отмеченные свойства позволяют фотоприемникам на базе легированных сплавов теллурида свинца успешно конкурировать с наиболее совершенными аналогами. Преимущества рассматриваемых материалов должны наиболее полно проявляться при работе в составе систем космического базирования, т.е. в условиях слабого сигнала и низкого фона, в присутствии жесткого излучения. Такие условия реализуются, в частности, в инфракрасных телескопах космического базирования.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 04-02-16497, 05-02-16657, 02-02-08083), ИНТАС (грант 2001-0184) и NATO Collaborative Linkage Grant.

Литература

1. Wolf J., Lemke D. // *Infrared Phys.* 1985. **25**. P. 327.
2. Haller E.E., Hueschen M.R., Richards P.L. // *Appl. Phys. Lett.* 1979. **34**. P. 495.
3. Кайданов В.И., Мельник Р.Б., Черник И.А. // *ФТП.* 1973. **7**. С. 759.
4. Бушмарина Г.С., Грузинов Б.Г., Драбкин И.А. и др. // *ФТП.* 1977. **11**. С. 1874.
5. Акимов Б.А., Брандт Н.Б., Курбанов К.Р. и др. // *ФТП.* 1983. **17**. С. 1604.
6. Акимов Б.А., Рябова Л.И., Чудинов С.М., Яценко О.Б. // *ФТП.* 1979. **13**. С. 752.
7. Pankratov O.A., Volkov B.A. // *Sov. Sci. Rev. A, Phys.* 1987. **9**. P. 355.
8. Каган Ю.М., Кикоин К.А. // *Письма в ЖЭТФ.* 1980. **31**. С. 367.
9. Литвинов В.И., Товстюк К.Д. // *ФТТ.* 1982. **24**. С. 896.
10. Белогорохов А.И., Волков Б.А., Иванчик И.И., Хохлов Д.Р. // *Письма в ЖЭТФ.* 2000. **72**. С. 178.
11. Акимов Б.А., Албул А.В., Никорич А.В. и др. // *ФТП.* 1984. **18**. С. 1778.
12. Akimov B.A., Brandt N.B., Klimonskiy S.O. et al. // *Phys. Lett. A.* 1982. **88A**. С. 483.
13. Акимов Б.А., Брандт Н.Б., Хохлов Д.Р., Чесноков С.Н. // *Письма в ЖТФ.* 1988. **14**. С. 731.
14. Akimov B.A., Khokhlov D.R. // *Semicond. Sci. Technol.* 1993. **8**. P. S349.
15. Голубев В.Г., Гречко Н.И., Лыков С.Н. и др. // *ФТП.* 1977. **11**. С. 1704.
16. Khokhlov D.R., Ivanchik I.I., Raines S.N. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2000. **76**. P. 2835.
17. Chesnokov S.N., Dolzhenko D.E., Ivanchik I.I., Khokhlov D.R. // *Infrared Phys.* 1994. **35**. P. 23.
18. Akimov B.A., Brandt N.B., Chesnokov S.N. et al. // *Solid State Commun.* 1988. **66**. P. 811.
19. Скипетров Е.П., Некрасова А.Н., Хорош А.Г. // *ФТП.* 1994. **28**. С. 815.

Поступила в редакцию
16.12.04