

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук

(12 апреля 2006 г.)

12 апреля 2006 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Хохлов Д.Р.** (Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова). *Высокочувствительные приемники терагерцового излучения на основе нового класса полупроводниковых материалов.*

2. **Митин А.В.** (Казанский государственный технологический университет). *Модуляционная гамма-резонансная спектроскопия.*

3. **Курочкин В.Е.** (Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург). *Методы и приборы иммунного экспресс-анализа. Новый подход к решению проблемы.*

4. **Лукин В.П.** (Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск). *Адаптивное формирование оптических изображений в атмосфере.*

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 07.57.–с, 78.20.–е, 85.30.–z

Высокочувствительные приемники терагерцового излучения на основе нового класса полупроводниковых материалов

Д.Р. Хохлов

1. Введение

Современные тенденции развития физики в области оптоэлектроники направлены, в частности, на увеличение рабочей длины волны соответствующих приборов до нескольких десятков и сотен микрон. Терагерцовый диапазон электромагнитных волн занимает особое место в существующей проблематике. Именно этой спектральной области соответствуют характерные частоты фононов в твердых телах, а также вращательно-колебательных мод тяжелых молекул, что представляет большой интерес для спектроскопических исследований. Более того, многие важные задачи в совершенно других сферах науки связаны с исследованием излучения терагерцового диапазона, например в космических исследо-

ваниях, биомедицине и др. Одной из быстро развивающихся областей практического применения терагерцовой спектроскопии является дистанционное селективное зондирование диэлектрических объектов. К таким объектам относятся, в частности, многие органические, в том числе взрывчатые, вещества.

Прогресс в данной области сдерживается тем обстоятельством, что в указанном спектральном диапазоне плохо работают как радиофизические методы — со стороны более длинных волн, так и оптические — со стороны более коротких. В частности, чувствительность приемников излучения терагерцового диапазона существенно ниже, чем приемников инфракрасного диапазона и радиодиапазона.

Традиционно большинство высокочувствительных фотоприемных систем, работающих в терагерцовом диапазоне электромагнитных волн, создаются на основе германия или кремния, легированных мелкими примесями. Наибольшая длина волны красной границы фотоэффекта (~ 220 мкм) соответствует однооснодеформированному Ge(Ga) [1]. Наиболее важным преимуществом германия и кремния является чрезвычайно хорошо отработанная технология роста кристаллов, которая позволяет использовать материалы с очень низкой концентрацией неконтролируемых примесей. В то же время внешние воздействия, такие как жесткое излучение, могут внести относительно большое количество дефектов в изначально чрезвычайно чистый и совершенный материал, что приводит к деградации параметров соответствующих фотоприемных устройств.

В этом докладе рассматриваются возможности, предоставляемые использованием альтернативных материалов — легированных сплавов на основе теллурида свинца — для регистрации терагерцового излучения малой интенсивности.

2. Основные свойства легированных сплавов на основе теллурида свинца

Халькогениды свинца широко используются в инфракрасной оптоэлектронике, в основном для изготовления лазеров и светодиодов, работающих в среднем и дальнем инфракрасных (ИК) диапазонах [2]. Кроме того, достигнут значительный прогресс в изготовлении фотодиодных матриц с большим числом элементов, напыляемых на кремниевые подложки через переходные слои флюори-

дов [3]. Использование сплавов на основе теллурида свинца, легированных примесями III группы, открывает новые интересные возможности, возникающие в связи с появлением качественно новых физических свойств у легированного материала. Специфические особенности сплавов на основе теллурида свинца могут обеспечить улучшение параметров соответствующих фотоприемных устройств по сравнению с параметрами имеющихся аналогов.

2.1. Стабилизация уровня Ферми

Сплавы на основе теллуридов свинца являются тройными или четверными твердыми растворами полупроводников групп IV–VI, сильно легированных некоторыми примесями (принадлежащими, как правило, третьей группе): $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$, $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}(\text{In})$, $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}(\text{Ga})$, $\text{PbTe}(\text{Ga})$, $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_x\text{Ge}_y\text{Te}(\text{In})$, $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga}, \text{Yb})$ и т.д. (см. подробный обзор в [4]). Это легирование приводит к образованию глубоких локальных или квазилокальных уровней в спектре полупроводника. При введении примеси в количестве, превышающем концентрацию других электрически активных примесей и дефектов, положение уровня Ферми оказывается стабилизированным этими глубокими уровнями, т.е. не изменяется при дополнительном легировании другими примесями. Это приводит к высокой степени однородности электрофизических свойств кристаллов и временной стабильности их характеристик. В частности, флуктуации энергии дна зоны проводимости ΔE_c не превышают $\sim 0,1$ мэВ при энергии Ферми ~ 100 мэВ выше дна зоны проводимости. Такие флуктуации существенно меньше, чем даже в нелегированных сплавах, а также в других узкозонных полупроводниковых сплавах, таких как $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, в котором флуктуации ширины запрещенной зоны обычно составляют около 20 мэВ.

В зависимости от состава сплава уровень Ферми может стабилизироваться и в разрешенных зонах, и в запрещенной зоне. Таким образом, управляя составом сплава, можно изменять свойства системы от "диэлектрических" до "металлических". Имеется возможность вариации темновой проводимости в самых широких пределах (от $\rho \sim 10^{-2}$ Омсм до $\rho \sim 10^9$ Омсм) при сохранении высокой подвижности носителей заряда ($\mu \sim 10^5$ см² В⁻¹ с⁻¹). Темновая концентрация электронов или дырок может варьироваться от 10^{18} см⁻³ до $n, p < 10^9$ см⁻³. Низкие значения n, p реализуются в полуизолирующем состоянии сплавов, когда уровень Ферми стабилизируется внутри запрещенной зоны. Поскольку примесные состояния, обеспечивающие стабилизацию уровня Ферми, являются глубокими, то возбужденные водородоподобные состояния примесных центров не образуются. Поэтому при одинаковых пороговой длине волны и температуре темновые токи в сплавах на основе теллурида свинца значительно ниже, чем в примесных фотоприемниках на основе Ge или Si.

Таким образом, при легировании возникает весьма необычная ситуация, в которой сильно легированный узкозонный полупроводник с большим количеством дефектов роста ведет себя как практически идеальный полупроводник с нулевой фоновой концентрацией носителей заряда и чрезвычайно высокой однородностью электрофизических параметров. Такое "внутреннее очищение" материала определяет относительную дешевизну производства и делает чрезвычайно привлекательной

идею использования этих материалов как ИК-фотоприемников.

2.2. Задержанная фотопроводимость

Принципиально новой особенностью сплавов на основе теллурида свинца, приводящей к появлению высокого фотоотклика, является существование в их энергетическом спектре барьера W между примесными и зонными состояниями. Наличие этого барьера определяет большие времена жизни, $\tau \sim 10^5$ с, неравновесных электронов. При температуре $T < 20$ К (для сплавов типа $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$) или $T < 80$ К (для сплавов типа $\text{PbTe}(\text{Ga})$) материал является, по существу, фотоприемником с внутренним интегрированием сигналов, поэтому отпадает необходимость в использовании сложных внешних интегрирующих цепей. Более того, максвелловские времена релаксации при внутреннем интегрировании уменьшаются с течением времени, что определяет более высокое быстродействие. Сплавы на основе теллурида свинца могут работать и как обычные фотоприемники без внутреннего интегрирования сигнала в области температур $T \sim T_c$. Характерное время жизни неравновесных носителей заряда может варьироваться в широких пределах (от 10^{-4} до 10^5 с) при $T = 4,2$ К путем изменения состава сплава, в дополнение к возможности управления данным параметром с помощью изменения температуры полупроводника.

Внутреннее интегрирование сигнала возникает в связи с тем обстоятельством, что характерное время жизни фотовозбужденного свободного электрона оказывается существенно выше характерного времени измерения. В такой ситуации увеличение времени экспозиции приводит к линейному росту фотоотклика, поскольку возбужденные электроны практически не рекомбинируют.

2.3. Теоретические модели

Для объяснения причин появления долговременных релаксационных процессов в легированных сплавах на основе теллурида свинца был предложен ряд моделей.

Модель, объясняющая появление долговременных релаксационных процессов при низких температурах, предложена в работе [5]. В рамках представлений, описанных в [5], большие времена жизни неравновесных носителей заряда при низких температурах связаны с автолокализационным барьером, возникающим при изменении зарядового состояния примеси. При ионизации примесного центра происходит перестройка конфигурации ближайшего кристаллического окружения атома примеси. В этом случае для рекомбинации электрон должен преодолеть барьер в конфигурационном пространстве, связанный с необходимостью поляризации кристаллической решетки вблизи примесного центра при локализации неравновесного электрона. В ряде последующих работ [6–8] предлагались различные механизмы такой поляризации, принципиально, однако, мало отличающиеся друг от друга.

В работах [9–12] показано, что наблюдаемые результаты невозможно объяснить в рамках модели, учитывающей существование только одного локального состояния. В частности, это проявляется в том, что кинетика спада фотоотклика после выключения подсветки состоит из двух участков — быстрой (~ 1 – 10 мс) и медленной (10 мс– 10^4 с, в зависимости от температуры) релаксации

проводимости. Для того чтобы описать этот и ряд других экспериментальных результатов, в модель [5] было внесено существенное дополнение [9]. Согласно [9], помимо основного примесного состояния, которое обеспечивает стабилизацию уровня Ферми и является двухэлектронным, имеется также метастабильное одноэлектронное примесное состояние. Последнее состояние отделено барьером в конфигурационном пространстве как от основного двухэлектронного локального состояния, так и от состояния с делокализованными носителями заряда в разрешенной зоне. В этом случае локализация фотовозбужденных носителей заряда происходит в два этапа — этап быстрой и этап медленной релаксации. Быстрой релаксации фотопроводимости соответствует рекомбинация в метастабильное локальное состояние, а участку медленной релаксации — рекомбинация в основное примесное состояние.

В работе [13] предложена несколько иная концепция. Модель [13] основана на том факте, что актуальные зоны в халькогенидах свинца практически полностью построены из атомных р-орбиталей. Атом примесей III группы при легировании замещает в указанных материалах атом свинца. Эффект стабилизации уровня Ферми обусловлен тем, что нейтральное относительно кристаллической решетки зарядовое состояние атома примеси Im^{2+} является неустойчивым и распадается согласно реакции $2\text{Im}^{2+} \rightarrow \text{Im}^+ + \text{Im}^{3+}$.

На языке атомных орбиталей состоянию Im^{2+} отвечает электронная конфигурация s^1p^2 , состоянию Im^+ — конфигурация s^2p^1 , а состоянию Im^{3+} — s^0p^3 . Атому свинца, который замещает примесь, соответствует конфигурация s^2p^2 . Разрешенные зоны в халькогенидах свинца практически полностью построены из атомных р-орбиталей, поэтому для различных зарядовых состояний атома примеси локализованными являются электроны, находящиеся на глубокой s-оболочке, а р-электроны делокализованы.

Основная идея модели [13] заключается в том, что одноэлектронное примесное состояние, в котором на s-оболочке находится лишь один электрон, расположено по энергии в одноэлектронном приближении значительно выше основного двухэлектронного состояния и выше дна зоны проводимости (рис. 1). Тогда при фотоионизации первого электрона с примесного центра ему надо сообщить энергию, необходимую, во-первых, для перехода этого электрона в зону проводимости и, во-вторых, для перевода примесного центра в состояние, соответствующее одному s-электрону, локализованному на примеси. Оставшийся на примесном центре один s-электрон быстро переходит в зону проводимости, дно которой лежит ниже по энергии. Таким образом, в зоне проводимости появляются два неравновесных электрона. Процессы рекомбинации являются одноэлектронными, но для того чтобы электрон мог быть захвачен примесным центром, ему нужно сообщить энергию, равную разности энергий квазиуровня Ферми и одноэлектронного примесного состояния. Фактически этот энергетический зазор и является барьером, препятствующим быстрой рекомбинации электронов на центре.

В рамках вышеизложенной модели, однако, остаются неясными причины появления двух участков релаксации фотопроводимости. Возможное разрешение данного противоречия следующее. Стабилизация уровня Ферми предполагает, что значительное число атомов галлия

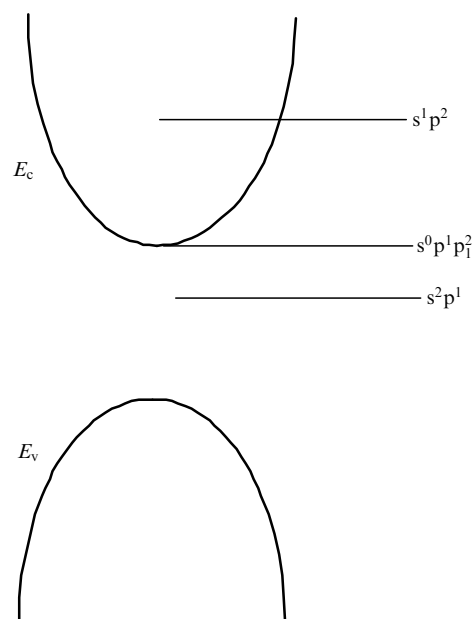


Рис. 1. Модель энергетического спектра примесного центра [13]; E_c соответствует границе зоны проводимости, E_v — граница валентной зоны.

имеет пустую s-оболочку. В притягивающем потенциале этой оболочки могут локализоваться два р-электрона с противоположно направленными спинами [14]. Однако вследствие большой величины диэлектрической проницаемости и малой эффективной массы электронов в PbTe единичный примесный центр с пустой s-оболочкой может не создавать связанного состояния. В то же время количество таких центров весьма велико, и одно связанное состояние р-электронов может сформироваться с одновременным участием большого (до 10^4 – 10^5) числа примесных центров, имеющих пустую s-оболочку [15]. Тогда быстрая релаксация фотопроводимости может быть обусловлена локализацией части фотовозбужденных электронов в эти связанные состояния, рас-

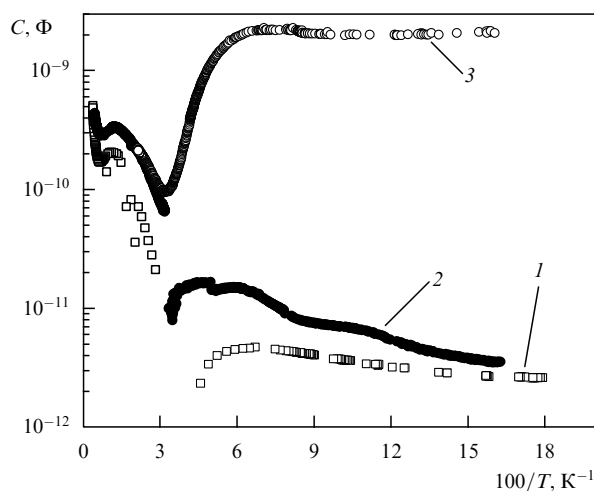


Рис. 2. Зависимости емкости C от температуры для образца $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$, полученные на частотах 1 МГц (1) и 50 кГц (2, 3). Кривые 1, 2 измерены в темновых условиях экранирования, кривая 3 получена в условиях подсветки тепловым источником излучения [17].

положенные по энергии вблизи дна зоны проводимости и являющиеся в этом смысле мелкими.

Оценка радиуса локализации для такого метастабильного примесного состояния дает огромное значение — порядка 100 нм. Заполнение таких состояний может происходить либо при низких температурах в условиях фотовозбуждения, либо при повышении температуры в темновых условиях. Поскольку радиус локализации электрона велик, то можно ожидать, что заполнение метастабильных состояний приведет к гигантскому диэлектрическому отклику. Такой эффект действительно наблюдается [16, 17]: при увеличении температуры и под действием инфракрасной подсветки эффективная диэлектрическая проницаемость материала увеличивается более чем на 2 порядка величины (рис. 2).

2.4. Спектральные характеристики

Характерные значения энергии в спектре, которые можно варьировать, изменяя состав материалов, определяют высокую фоточувствительность материалов в широком диапазоне длин волн (от 1 мкм до нескольких сотен микрометров). Характерные энергии спектра полупроводника и соответственно пороговая длина волны фотоотклика определяются составом сплава.

В работе [18] сообщается об обнаружении фотоотклика в пленке $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$ на длинах волн 176 и 241 мкм. Пленка $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$ была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке BaF_2 . Термическая энергия активации основного примесного состояния, вычисленная из соотношения $\rho \sim \exp(E_a/2kT)$, составляла 20 мэВ. Эксперимент проводился на установке, в которой фоновое излучение было полностью экранировано. Источником инфракрасного излучения являлось абсолютно черное тело с температурой 77 К или 300 К. Узкая спектральная полоса излучения, направляемого на образец, формировалась с помощью ряда охлаждаемых фильтров. Регистрировалась кинетика увеличения тока через образец во времени при различных значениях напряжения на образце и различных температурах абсолютно черного тела. Результаты эксперимента при напряжении на образце 10 мВ и температуре черного тела 300 К приведены на рис. 3.

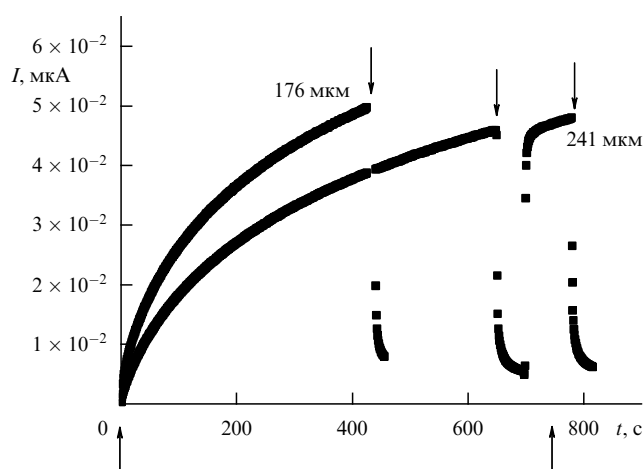


Рис. 3. Кинетика нарастания и спада фототока при напряжении на образце 10 мВ и различных значениях длины волны возбуждающего излучения, указанных на рисунке. Стрелками отмечены моменты включения и выключения инфракрасной подсветки [18].

Для обеих длин волн падающего на образец излучения зарегистрирован значительный фотоотклик. Обращает на себя внимание ряд особенностей фотопроводимости. Прежде всего, кинетика нарастания тока во времени после включения подсветки является сильно нелинейной. Выключение подсветки приводит к быстрому спаду фототока с последующей медленной релаксацией к темновому значению. Однако если вскоре после выключения подсветки ее снова включить, то фототок очень быстро, за время, сравнимое с временем "быстрой" релаксации, возрастает до того значения, которое было до выключения подсветки, после чего возобновляется прежняя относительно медленная динамика роста фототока. Очевидно, быстрый и медленный релаксационный процессы имеют существенно разную природу.

Второй важный момент заключается в следующем. Энергия кванта, соответствующая длинам волн излучения 176 и 241 мкм, значительно меньше, чем термическая энергия активации основного примесного состояния. Таким образом, результаты работы [18] являются прямым доказательством того факта, что задержанная фотопроводимость в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ может быть обусловлена фотовозбуждением метастабильных примесных состояний. Граничная энергия оптического возбуждения этих состояний очень мала. Длина волны соответствующего кванта излучения по крайней мере больше 241 мкм, что является наивысшей величиной для красной границы фотоэффекта в нетепловых приемниках излучения. По-видимому, граница фоточувствительности рассматриваемых материалов находится в области значительно больших длин волн. Не исключено, что рабочий диапазон фотоприемников на основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ перекрывает всю терагерцовую область. С другой стороны, остается неясной природа появления двух участков генерации и рекомбинации свободных электронов в данном случае, поскольку основное примесное состояние должно быть "выключено из игры" ввиду малости энергии возбуждающего кванта.

2.5. Радиометрические характеристики

Внутреннее интегрирование сигнала является преимуществом только в том случае, когда существует возможность быстро сбросить накопленный фотосигнал. Нами разработана эффективная методика гашения задержанной фотопроводимости в сплавах на основе теллурида свинца. Установлено, что сверхвысокочастотными (СВЧ) импульсами (200–400 МГц), приложенными к образцу, задержанная фотопроводимость (ФП) полностью гасится за 10^{-5} – 10^{-6} с [19]. Это означает, что имеется возможность реализации режима периодического накопления и последующего быстрого сброса фотосигнала.

Более того, при определенном режиме гашения остаточной ФП импульсами СВЧ квантовая эффективность материала после воздействия гасящего импульса повышается до ~ 100 [19], т.е. каждый падающий квант дает по крайней мере 100 свободных электронов в зону проводимости. Этот эффект связан со спецификой примесных состояний. Он обеспечивает высокую величину токовой чувствительности ($10^9 \text{ А}^2 \text{ Вт}^{-1}$), зарегистрированной для одиночного фотоприемника на основе $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$, работающего в указанном режиме с частотой считывания 10 Гц. В этом тесте удалось зарегистрировать мощность излучения 10^{-16} Вт на длине волны 18 мкм (определяемой

сеточным фильтром), несмотря на то, что использованная измерительная техника не позволяла измерять ток, меньший 10^{-7} А. Указанные параметры соответствуют регистрации около 10^3 квантов на 1 см^2 за 1 с [20].

2.6. "Непрерывная" фокальная матрица

Установлено, что локальное освещение части образца фотоприемника приводит к локальному возбуждению неравновесных носителей заряда, которые не диффундируют в неосвещенные области при низких температурах. Таким образом, распределение интенсивности излучения по поверхности образца однозначно отображается в распределении концентрации неравновесных носителей заряда [21]. Другими словами, на основе рассматриваемых сплавов могут быть созданы фотоприемные матрицы, в которых каждый эффективный элемент производит внутреннее накопление сигнала. Размер затемненного пространства между элементами матрицы, необходимого для устранения их взаимовлияния, составляет по теоретическим оценкам около 10 мкм. Это характерный размер, соответствующий пространственному распределению свободных носителей заряда на границе "светового пятна". Наши эксперименты показали, что этот характерный размер по крайней мере меньше 200 мкм. Геометрический шум в матрицах такого типа минимален благодаря повышенной пространственной однородности электрофизических параметров материала. Разработана идея простого метода считывания информации с такой матрицы, который, однако, пока не реализован в связи с технологическими сложностями.

2.7. Радиационная стойкость

Положение уровня Ферми в кристаллах не зависит ни от флуктуаций концентрации примесей, ни от флуктуации собственных дефектов решетки, в том числе радиационных, в широких пределах. Возможность разделения примесных состояний на состояния с разными зарядами определяет высокую радиационную стойкость параметров сплавов на основе теллурида свинца, по крайней мере на 4 порядка большую, чем у известных аналогов (кроме структур с блокированной проводимостью по примесной зоне (BIB — blocked-impurity-band)). Облучение сплавов в ускорителе быстрыми электронами с энергией 6 МэВ показало, что параметры фотопроводимости в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ и $\text{PbTe}(\text{Ga})$ (с содержанием In, Ga $\sim 0,2-0,4$ ат. %) остаются неизменными (с точностью $\sim 5\%$) при потоках электронов Φ до 10^{18} см^{-2} [22].

3. Заключение

Таким образом, уникальная комбинация физических свойств делает сплавы на основе теллурида свинца весьма привлекательными для построения на их основе чрезвычайно чувствительных фокальных фотоприемных матриц терагерцового излучения. Фотоприемники $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ имеют ряд следующих отличительных свойств, которые позволяют им успешно конкурировать с существующими аналогами:

- внутреннее интегрирование падающего светового потока;
- возможность эффективного и быстрого гашения накопленного сигнала;
- СВЧ-стимуляция квантовой эффективности до 10^2 ;

- возможность реализации "непрерывной" фокальной матрицы;
- возможность реализации простого способа считывания;
- высокая радиационная стойкость.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 04-02-16497, 05-02-16657, 06-02-90867 и гранта № IB7320-110921/1 Swiss National Science Foundation.

Список литературы

1. Haller E E, Hueschen M R, Richards P L *Appl. Phys. Lett.* **34** 495 (1979)
2. Lambrecht A et al. *Semicond. Sci. Technol.* **8** S334 (1993)
3. Zogg H et al. *Semicond. Sci. Technol.* **6** C36 (1991)
4. Волков Б А, Рябова Л И, Хохлов Д Р *УФН* **172** 875 (2002)
5. Каган Ю, Кикоин К А *Письма в ЖЭТФ* **31** 367 (1980)
6. Литвинов В И, Товстюк К Д *ФТТ* **24** 896 (1982)
7. Панкратов О А, Волков Б А *ЖЭТФ* **88** 280 (1985)
8. Pankratov O A, Volkov B A *Sov. Sci. Reviews Sect. A: Phys.* (Ed. I M Khalatnikov) **9** 355 (1987)
9. Засавицкий И И и др. *Письма в ЖЭТФ* **42** 3 (1985)
10. Засавицкий И И и др. *ФТП* **20** 214 (1986)
11. Винчаков В Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **43** 384 (1986)
12. Акимов Б А и др. *ФТП* **23** 668 (1989)
13. Белогорохов А И и др. *Письма в ЖЭТФ* **72** 178 (2000)
14. Волков Б А, Ручайский О М *Письма в ЖЭТФ* **62** 205 (1995)
15. Базь А И, Зельдович Я Б, Переломов А М *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике* 2-е изд. (М.: Наука, 1971) Гл.1, пп. 3, 4
16. Климов А Э, Шумский В Н *Приклад. физ.* (3) **74** (2004)
17. Кожанов А Е и др. *ФТП* **40** 1047 (2006)
18. Кристовский К Г и др. *ФТТ* **46** 123 (2004)
19. Akimov B A, Khokhlov D R *Semicond. Sci. Technol.* **8** S349 (1993)
20. Chesnokov S N et al. *Infrared Phys. Technol.* **35** 23 (1994)
21. Akimov B A et al. *Solid State Commun.* **66** 811 (1988)
22. Скипетров Е П, Некрасова А Н, Хорош А Г *ФТП* **28** 815 (1994)

PACS numbers: **78.80.+y**, **78.20.Nr**

Модуляционная гамма-резонансная спектроскопия

А.В. Митин

1. Введение

Гамма-диапазон электромагнитных волн благодаря эффекту Мёссбауэра все более осваивается как в фундаментальном, так и в техническом отношении и по сложности поставленных задач и точности измерения начинает составлять конкуренцию оптическому диапазону с его лазерными источниками [1, 2]. На смену стандартной мёссбауэровской спектроскопии пришло новое направление — гамма-оптика, существенную часть которого составляет модуляционная гамма-резонансная спектроскопия. В основе последней лежит возможность управления динамическими процессами в веществе с помощью модуляции гамма-резонанса внешними переменными полями высоких частот, превышающими обратные времена жизни изомерных возбужденных состояний мёссбауэровских ядер, т.е. в мегагерцовом интервале частот. Указанный интервал частот динамических процессов охватывает диапазоны высоко-частотных полей ядерного магнитного резонанса (ЯМР), квадрупольного, ферромагнитного, электронного парамагнитного и оптического резонансов. Эти возмущения