

СУБМИЛЛИМЕТРОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОБЪЕМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР С ПОНИЖЕННОЙ РАЗМЕРНОСТЬЮ С ПОМОЩЬЮ ПЛАВНО ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ГЕРМАНИЕВОГО ЦИКЛОТРОННОГО ЛАЗЕРА

Ю. Л. Иванов, Ю. Б. Васильев, С. Д. Сучалкин

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 12 июля 1993 г. Принята к печати 12 июля 1993 г.)

Рассматриваются применения германиевых субмиллиметровых циклотронных лазеров с плавной перестройкой частоты генерации в разнообразных спектральных и иных измерениях.

Введение

Субмиллиметровая область до сих пор остается довольно необычной частью спектра электромагнитного излучения, исследования в которой сопряжены с известными трудностями. Особенно это относится к спектральным измерениям в ближней субмиллиметровой области до 300 мкм. Основной причиной такого положения является недостаточно богатый арсенал источников излучения. Если в области свыше 300 мкм в спектроскопии с успехом работают установки с лампой обратной волны, то в области до 300 мкм в настоящее время в основном используются газовые лазеры, получающие накачку от CO₂-лазера. Эти довольно громоздкие устройства обладают тем существенным недостатком, который заключается в дискретности положения линий их излучения. Выполняемые с их помощью спектральные измерения являются, вообще говоря, некорректными, так как требуют изменений внешних условий исследуемого образца, например, магнитного поля. Легко представить, что при этом могут существенно изменяться и параметры самого образца. Фурье спектрометры, также использующиеся в субмиллиметровой области, лишены этого недостатка, но мощность их излучения для некоторых задач оказывается недостаточной.

Разработанные в последнее время германиевые циклотронные субмиллиметровые лазеры с плавной перестройкой частоты [1] оказались весьма удобными источниками когерентного излучения в ближней субмиллиметровой области. Они работают при воздействии на дырочный германий сильных скрещенных электрического E и магнитного H полей при температуре жидкого гелия. Необходимость применения жидкого гелия для их работы не является, однако, существенным недостатком при их использовании в лабораторной практике, так как эксперименты, проводимые с помощью германиевых субмиллиметровых лазеров сами требуют применения гелиевых температур. Вместе с тем компактность конструкции, простота в эксплуатации, достаточно большая мощность излучения делают их

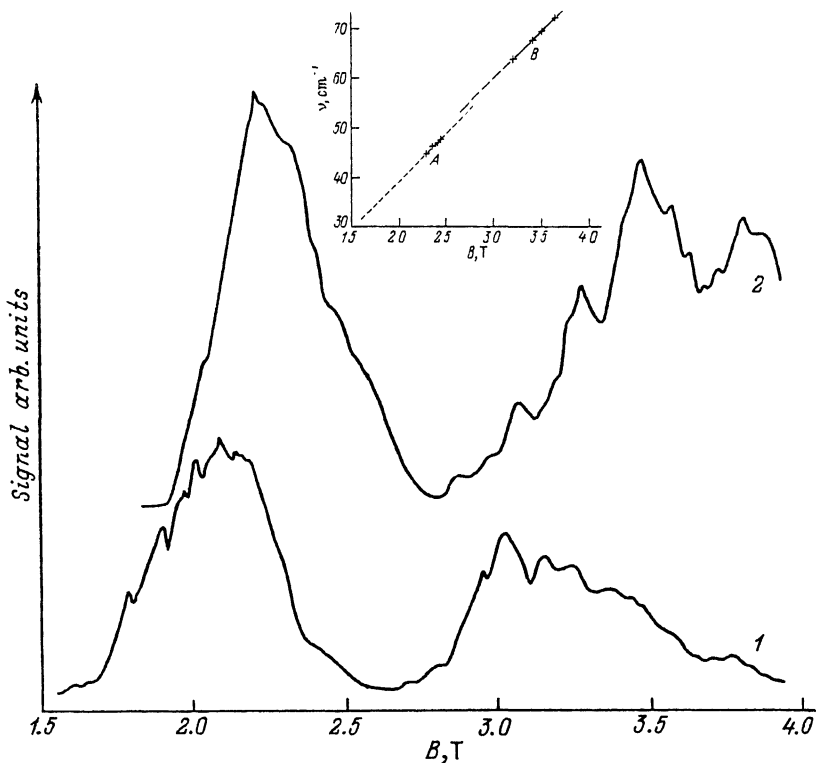


Рис. 1. Зависимость мощности излучения лазера от магнитного поля при $E = 1.4$ (1) и $E = 2$ кВ/см (2). Концентрация акцепторной примеси в активном веществе лазера равна $3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. На вставке дана зависимость частоты генерации от магнитного поля. А — длинноволновая область, В — коротковолновая область.

вполне конкурентноспособными приборами для самых разнообразных исследований. Особенно это относится к спектральным измерениям.

Характеристики германиевых субмиллиметровых циклотронных лазеров

В отличие от широко известных инжекционных полупроводниковых лазеров, активная область в которых сравнима с длиной волны излучения, германиевые субмиллиметровые циклотронные лазеры имеют большой объем активного вещества, изготовленного в виде прямоугольного параллелепипеда с размерами $(4-5) \times (5-6) \times (20-30)$ мм 3 . Излучение распространяется вдоль большей грани. Формой активного вещества определяются такие характеристики лазерного излучения, как мощность, направленность, спектральная ширина линии. Немаловажное значение имеет конструкция резонатора, которая также определяет направленность излучения и, кроме того, характер интерференционных явлений, которые могут возникать при изменении частоты генерации [2]. Следует отметить, что, несмотря на то что с момента получения первого когерентного циклотронного излучения, возникающего в твердом теле, [3, 4] прошло уже около 10 лет, параметры лазерной системы, судя по литературе, до сих пор не оптимизированы. Тем не менее характеристики лазерного излучения, существующие на сегодняшний день, вполне соответствуют требованиям многих задач субмиллиметровой спектроскопии.

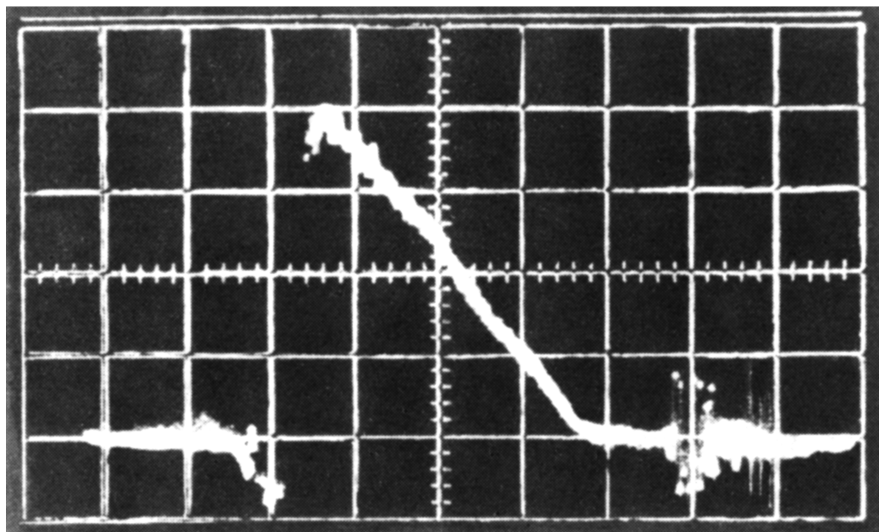
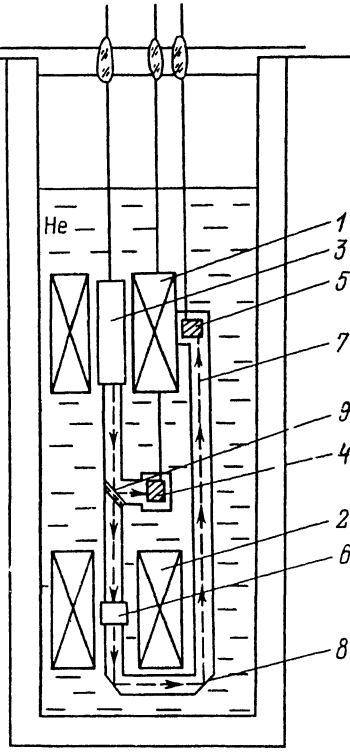


Рис. 2. Кинетика лазерного излучения. Масштаб: 1 клетка — 0.5 мкс.

Уникальной особенностью германиевых субмиллиметровых лазеров является возможность плавной перестройки частоты в широком диапазоне длин волн от 100 до 360 мкм. Имеющая в своей основе циклотронный резонанс легких дырок [4] частота излучения плавно изменяется с изменением магнитного поля. Электрическое поле в данном случае является некоторым параметром, сдвигающим диапазон магнитных полей, в котором существует генерация: при большем электрическом поле генерация существует при больших магнитных полях, а следовательно, и ее частота при этом оказывается больше. К сожалению, указанный диапазон пока трудно перекрыть в работе с одним кристаллом: имеется определенная зависимость области существования генерации от концентрации примеси. При концентрации $7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ генерируются более длинные волны (200—360 мкм), при большей концентрации (до $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) — более короткие, до 100 мкм. Применение одноосного сжатия позволяет получить генерацию во всем диапазоне на одном кристалле [5], однако при этом сильно искажается спектральная характеристика излучения: генерация возникает на многих частотах. В практических случаях, о которых пойдет речь ниже, применяются лазеры, активное вещество которых состоит из дырочного германия с концентрацией мелкой примеси $(3-5) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Спектральная характеристика интенсивности генерации, полученная с помощью неселективного оптико-акустического приемника, представлена на рис. 1. Некоторая изрезанность спектра, связанная, по-видимому, с несовершенством резонатора, может быть учтена при обработке результатов измерений, выполненных с помощью такого лазера.

Второй важной характеристикой лазеров является спектральная ширина линии излучения. Измеренная с помощью фурье-спектрометра [6] она составляет величину не более 0.2 см^{-1} , сравнимую с разрешением самого применяемого в этой работе фурье-спектрометра. В сравнении с шириной линии циклотронного резонанса, которая в лучших образцах двумерных структур составляет около 1.5 см^{-1} [7, 8], ширина линии излучения лазера, представляющая по существу величину спектрального разрешения лазера как прибора, достаточно узка. Как будет показано ниже, это спектральное разрешение оказывается достаточным и в других случаях.

Рис. 3. Схема компоновки лазера, образца и фотоприемников в криостате. 1 — соленоид, обеспечивающий работу лазера; 2 — соленоид для создания магнитного поля в образце; 3 — лазер; 4 — фотоприемник для контроля излучения лазера; 5 — фотоприемник для регистрации излучения при исследовании поглощения; 6 — исследуемый образец; 7 — световодные трубки; 8 — поворотные зеркала; 9 — «полупрозрачное» зеркало.



Коэффициент полезного действия лазера довольно низок. При вкладываемой электрической мощности накачки порядка сотни киловатт удается получить лишь до одного ватта мощности излучения, т. е. КПД составляет около 0.001%. При использовании его как лабораторного прибора это не имеет особого значения, однако ясно, что при работе с жидким гелием возможен только импульсный режим. Вкладываемая мощность, необходимая для создания инверсии в распределении дырок по уровням Ландау, разогревает активное вещество, что приводит к разрушению инверсии. В результате излучение затухает в течение двух микросекунд. На рис. 2 показана типичная картина кинетики генерации при подаче на активное вещество перепада напряжения необходимой величины с фронтом перепада порядка 0.05 мкс. Практически удобнее

всего работать, подавая на активное вещество электрические импульсы напряжения длительностью 0.2 мкс. В этом случае форма импульса излучения оказывается прямоугольной с крутизнами фронтов менее 0.05 мкс, что важно при кинетических измерениях. При хорошей циркуляции гелия, охлаждающего активное вещество лазера, можно работать с частотой посылок до 20 Гц.

Методика измерений

Поскольку, как уже сказано, эксперименты, проводимые с помощью германиевых субмиллиметровых лазеров, требуют охлаждения образца до температуры жидкого гелия, то оказывается удобным разместить и лазер, и образец в одном криостате. При этом можно проводить любые эксперименты, связанные с поглощением излучения или каким-либо иным воздействием излучения на объект исследования, например вызывающим фотоэффект. На рис. 3 показана схема расположения лазера, образца, фотоприемника для исследования поглощения, фотоприемника для контроля интенсивности излучения, двух соленоидов: один для обеспечения работы лазера, другой для создания магнитного поля в образце, если это необходимо. Во всех случаях излучение распространяется по световодам, выполненным из полированных внутри медных трубок. Электрические сигналы от образца или фотоприемника усиливаются специально разработанным и изготовленным усилителем, обладающим входным шумом около 10 мкВ в полосе порядка 3 МГц. В качестве фотоприемников используются образцы германия, легированного галлием до концентрации порядка 10^{14} см^{-3} , компенсированного антимонида индия, эпитаксиальные слои арсенида галлия, легированного кремнием до концентрации $(5-7) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ или имеющие неконтролируемую остаточную примесь. Заметим, что специально легированные

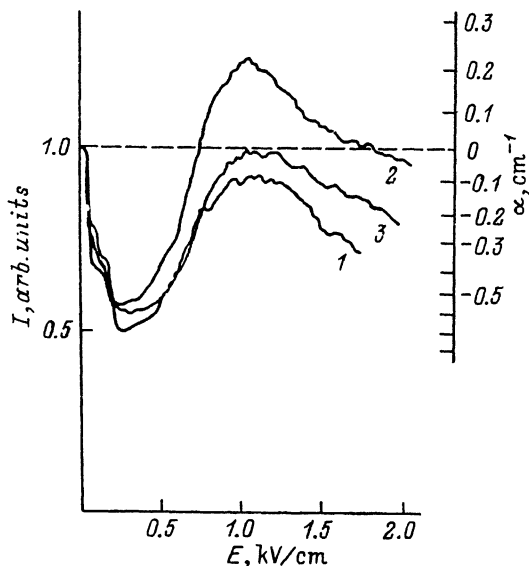


Рис. 4. Зависимость интенсивности зондирующего излучения от приложенного к образцу электрического поля E . Кривым соответствуют магнитные поля H , T : 1 — 1.54, 2 — 1.65, 3 — 1.76.

эпитаксиальные слои чистого арсенида галлия используются как селективные фотоприемники, перестраиваемые магнитным полем [9]. Имеется возможность вывода излучения из криостата и запись сигнала с помощью неселективного оптико-акустического приемника (на рис. 3 не показана). Импульсные сигналы от усилителя подаются на импульсный синхронный детектор и записываются на двухкоординатном самописце. Оптико-акустический приемник снабжен своей автономной системой детектирования, которая синхронизуется с частотой посылок импульсов возбуждения. В установке предусмотрена также возможность записывать осцилляции Шубникова—де Гааза. Спектральные зависимости можно получать как при развертке магнитного поля образца (что, как отмечалось, не вполне корректно), так и при сканировании частоты излучения лазера.

Исследование циклотронного поглощения в дырочном германии

Как только были получены первые образцы германиевых субмиллиметровых лазеров, так сразу встал вопрос о свойствах усиления активного вещества. Первый эксперимент в этом направлении был выполнен при помещении лазера и идентичного активному веществу лазера образца германия в один общий соленоид с целью определения воздействия магнитного поля на поглощение (усиление) субмиллиметрового излучения свободными носителями заряда в условиях приложения сильных скрещенных электрического и магнитного полей [10]. Описываемый ниже эксперимент не имеет непосредственного отношения к спектроскопии, однако полученные в нем данные в дальнейшем будут сравниваться с данными результатов спектральных измерений и поэтому его следует привести.

Излучение лазера с длиной волны 280 мкм регистрировалось фотоприемником на основе эпитаксиального арсенида галлия. Исходное состояние характеризовалось наличием излучения лазера, которое достигалось путем подачи на активное вещество лазера электрического поля оптимальной величины и включения соответствующего магнитного поля. Излучение, проходящее через вымороженный образец, вызывает на фотоприемнике сигнал, который принимался за единицу.

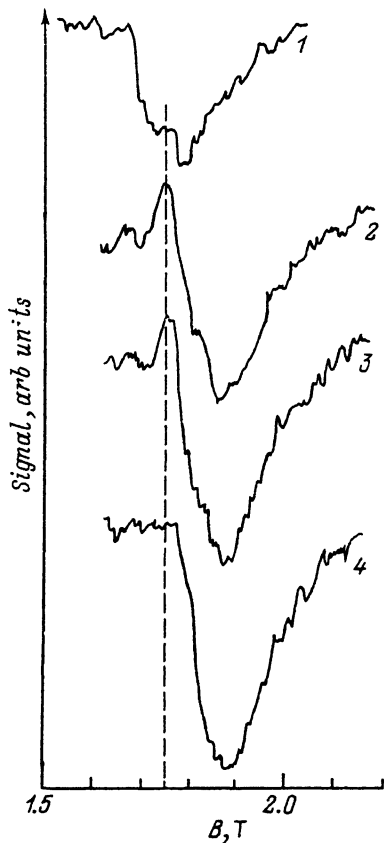


Рис. 5. Циклотронное поглощение легких дырок германия при различных значениях приложенного к образцу электрического поля E в длинноволновой области. Кривым соответствуют поля E , кВ/см: 1 — 0.26, 2 — 1.05, 3 — 1.23, 4 — 1.75. Пунктирная линия соответствует величине магнитного поля лазера.

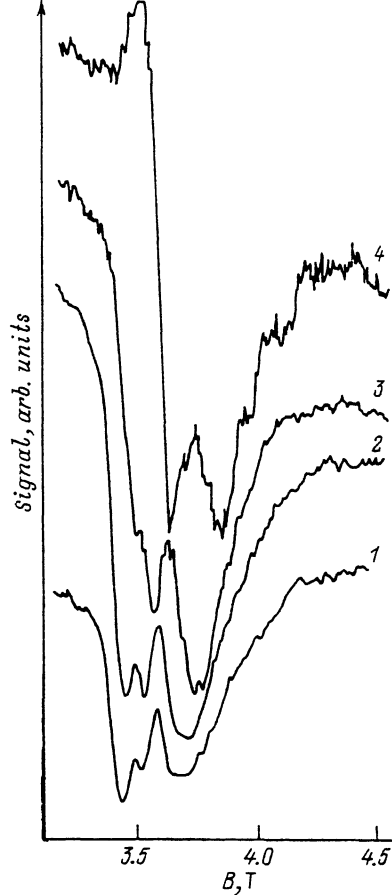


Рис. 6. Пики циклотронного поглощения легких дырок германия в коротковолновой области при различных значениях приложенного к образцу электрического поля E , кВ/см: 1 — 0.7, 2 — 1.2, 3 — 2.4, 4 — 5.0.

Предполагалось, что без электрического поля в образце поглощение в нем отсутствует. При подаче электрического поля небольшой величины на образец происходит ударная ионизация примеси и появляются свободные носители заряда (в данном случае — дырки, и легкие в том числе). Существующее магнитное поле квантует состояние легких дырок, а так как лазерное излучение, как отмечалось выше, связано с их циклотронным резонансом, то возникает сильное поглощение излучения, связанное с переходами дырок с нижних уровней Ландау на верхние (рис. 4). При дальнейшем увеличении электрического поля происходит изменение заполнения уровней Ландау, приводящее в конце концов к возникновению инверсии и усилению излучения. Основным результатом этого эксперимента является определение коэффициента усиления, который в оптимальных условиях оказался равным 0.24 см^{-1} . Как будет показано ниже, эта величина подтверждается и в спектрометрических экспериментах.

Первые спектральные измерения циклотронного поглощения субмиллиметрового излучения в дырочном германии в условиях приложения к нему сильных

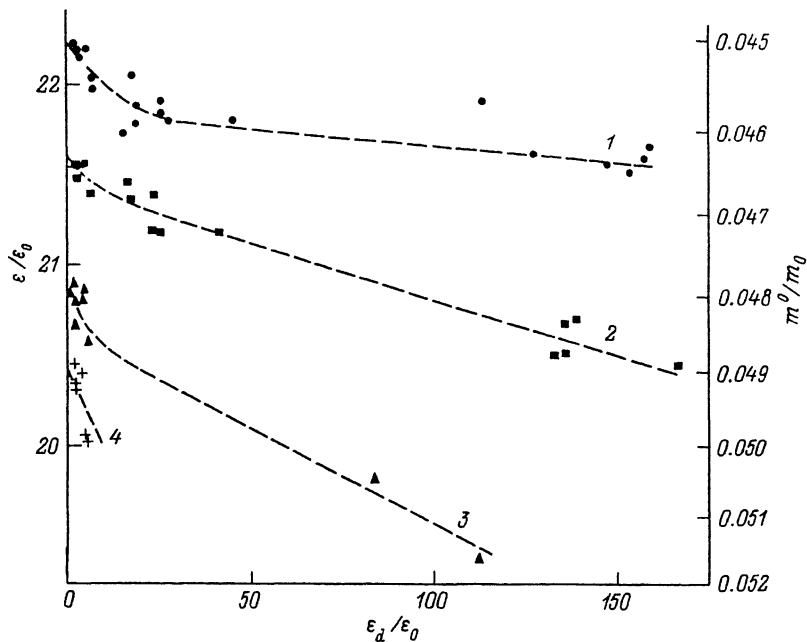


Рис. 7. Зависимости безразмерной энергии $\varepsilon/\varepsilon_0$ циклотронных переходов в системе легких дырок германия от величины безразмерной энергии дрейфа $\varepsilon_d/\varepsilon_0$. Здесь $\varepsilon_0 = \hbar eH/m_0c$, $\varepsilon_d = (m_0/2)(cE/H)^2$. Остальные обозначения общепринятые.

скрещенных E и H полей были выполнены также с использованием лазера, генерирующего в более длинноволновой области, когда концентрация примеси как в активном веществе лазера, так и в исследуемых образцах равна $7.5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ [11]. Основная задача этого исследования заключалась в выяснении того, какие уровни Ландау легких дырок германия находятся в состоянии инверсной заселенности, когда возникает когерентное излучение. В этом эксперименте лазер и исследуемый образец, идентичный активному веществу применяемого лазера, помещались в разные соленоиды, магнитное поле которых можно менять независимо. В качестве фотоприемника так же, как и в предыдущем эксперименте, применялся образец эпитаксиального арсенида галлия. Поскольку чувствительность таких приемников зависит от длины волны [12], получение спектральных зависимостей циклотронного поглощения германия оказалось возможным лишь при развертке магнитного поля образца. На рис. 5 показаны зависимости циклотронного поглощения от магнитного поля образца при различных значениях поля E , подаваемого на образец. Видно, что при определенных значениях поля E в некотором узком интервале поля H возникает усиление, причем его величина при учете потери поляризации излучения, присущей генерации [13], совпадает с определенной ранее в [11]. Из полученных результатов можно сделать два вывода: узость пика усиления свидетельствует в пользу того, что инверсия охватывает только одну пару неэквидистантных [14] уровней Ландау легких дырок германия; генерация возможна потому, что области усиления и поглощения разнесены по частоте.

Подобные спектральные измерения в более коротковолновой области генерации германиевого циклотронного лазера [15] выявили четко различимые пики поглощения, соответствующие различным парам неэквидистантных уровней Ландау легких дырок (рис. 6). Эксперимент в этой области проводился так же, как и в более длинноволновой, с той лишь разницей, что в качестве фотоприемника

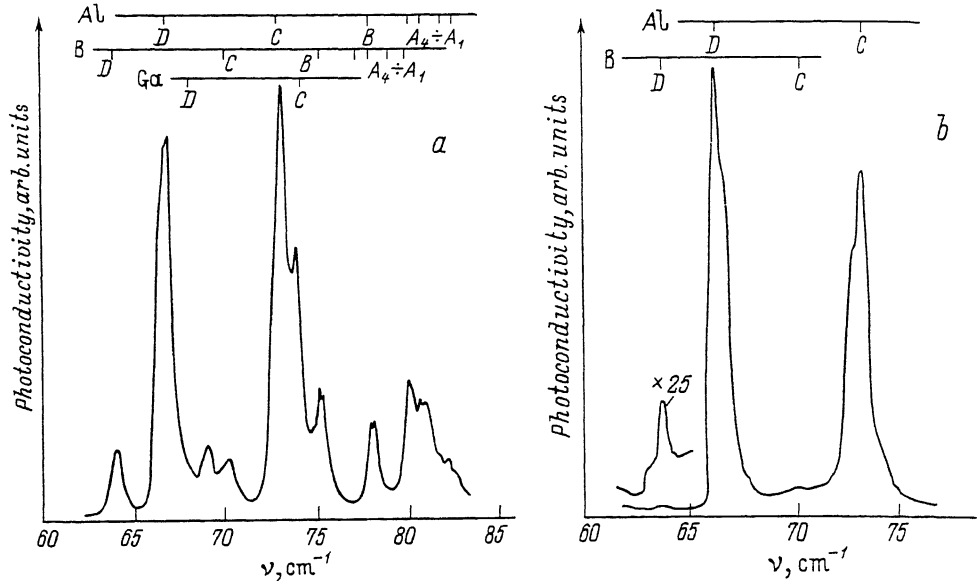


Рис. 8. Спектры фототермопроводимости образцов p -Ge. $T = 7.3$ К, примеси различной химической природы, $N_A - N_D = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (а); $T = 4.2$ К, преобладающая примесь алюминия, $N_{Al} = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (b).

использовался образец германия, легированного галлием. Величина усиления (с учетом деполаризации) оказалась практически такой же, что в [10, 11].

Как видно из рис. 6, пики циклотронного поглощения заметно зависят от величины поля E . Это есть проявление штарк-эффекта уровней Ландау легких дырок германия, впервые выявленного в данной работе. Его характеризует рис. 7.

Возможности определения состава и концентрации остаточных мелких примесей в особо чистом германии

Субмиллиметровая спектроскопия широко применяется при определении состава мелких примесей в полупроводниках [16, 17]. Метод основан на явлении фототермопроводимости, заключающемся в первоначальном переводе атома мелкой примеси в возбужденное состояние с последующим переходом соответствующего носителя заряда в валентную зону или зону проводимости за счет тепла. Возбуждение атома происходит в результате внутрицентровых переходов, характеризующихся узостью линии поглощения порядка 0.01 см^{-1} и различной энергией для различной химической природы атомов примеси или их комплексов. Для осуществления метода применяются фурье-спектрометры (см., например, [18]) или, что гораздо чаще, газовые субмиллиметровые лазеры с дискретным набором частот. В последнем случае для получения спектра используют развертку по магнитному полю, изменяющему энергию внутрицентровых переходов. При определении спектра примеси в многодолинных полупроводниках, таких как германий, развертка по магнитному полю требует определенной ориентации магнитного поля относительно главных кристаллографических направлений, что усложняет измерения, а иногда (например, в случае поликристаллического образца) делает их вообще невозможными.

Применение германиевых субмиллиметровых лазеров существенно облегчает задачу осуществления контроля качества особо чистых полупроводниковых материалов по составу и количеству остаточных мелких примесей, особенно в заводских условиях. При определении примесей в германии, например, спектраль-

Рис. 9. Влияние внешней подсветки из области собственного поглощения на спектры фототермопроводимости образца p -Ge: a — внешняя подсветка отсутствует, b — включена слабая внешняя подсветка, c — интенсивность подсветки увеличена.

ный диапазон генерации лазеров охватывает практически все мелкие примеси и комплексы, а узость линии генерации вполне достаточна для их разрешения. На рис. 8 представлен спектр мелкой акцепторной примеси в особоцистом германии, полученный с помощью циклотронного германиевого лазера. Оценки показывают, что пороговая концентрация определения примеси достигает 10^8 см^{-3} .

Хорошо известно [19], что применение дополнительной подсветки собственным светом позволяет одновременно идентифицировать как основную, так и компенсирующую примеси. При этом пики фотопроводимости, связанные с основной примесью, соответствуют увеличению проводимости, а пики фотопроводимости, связанные с компенсирующей примесью, ее уменьшению. Уменьшение проводимости связано с увеличением рекомбинации электронов и дырок, возбужденных собственной подсветкой. На рис. 9 показан спектр мелких примесей в германии, полученный в условиях дополнительной подсветки из собственной области.

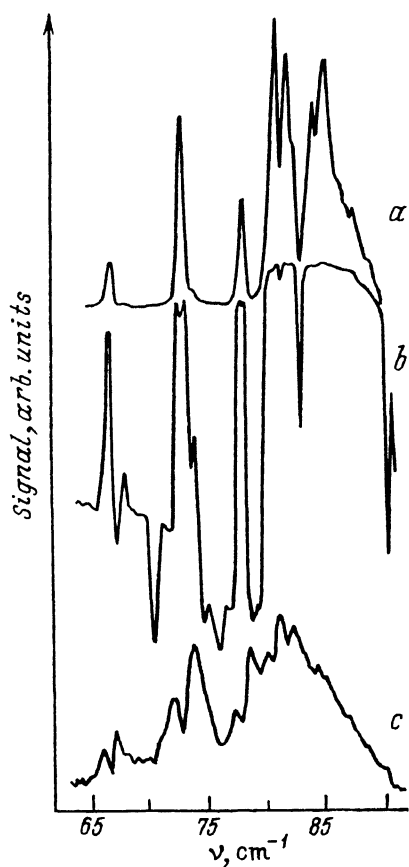
Исследуя кинетику фототермопроводимости, что позволяет импульсный режим работы лазера, можно определить абсолютную концентрацию компенсирующей примеси, поскольку кинетика примесной фотопроводимости в линейном режиме определяется временем рекомбинации на свободные места основной примеси, образующиеся в результате компенсации.

Подробно о применении германиевых субмиллиметровых лазеров в диагностике особоцистых полупроводниковых материалов см. в [20].

Исследование циклотронного поглощения в структурах с двумерным электронным газом

Впервые возможность применения германиевых субмиллиметровых лазеров для исследования двумерных структур была продемонстрирована в [21]. В этой работе были получены спектры циклотронного поглощения гетероструктуры на основе GaAs—AlGaAs при развертке магнитного поля образца для различных значений частоты генерации лазера. Следует заметить, что возможность лазера плавно изменять частоту генерации, о преимуществах которой говорилось выше, в подобных экспериментах сдерживается отсутствием неселективных фотоприемников.

В дальнейшем при исследовании циклотронного поглощения в гетероструктуре на основе GaAs—AlGaAs с поверхностной концентрацией $7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью электронов при $T = 4.2 \text{ К}$ $1.5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ была зафиксирована некая асимметрия линии поглощения. Асимметрия линии изменялась с частотой



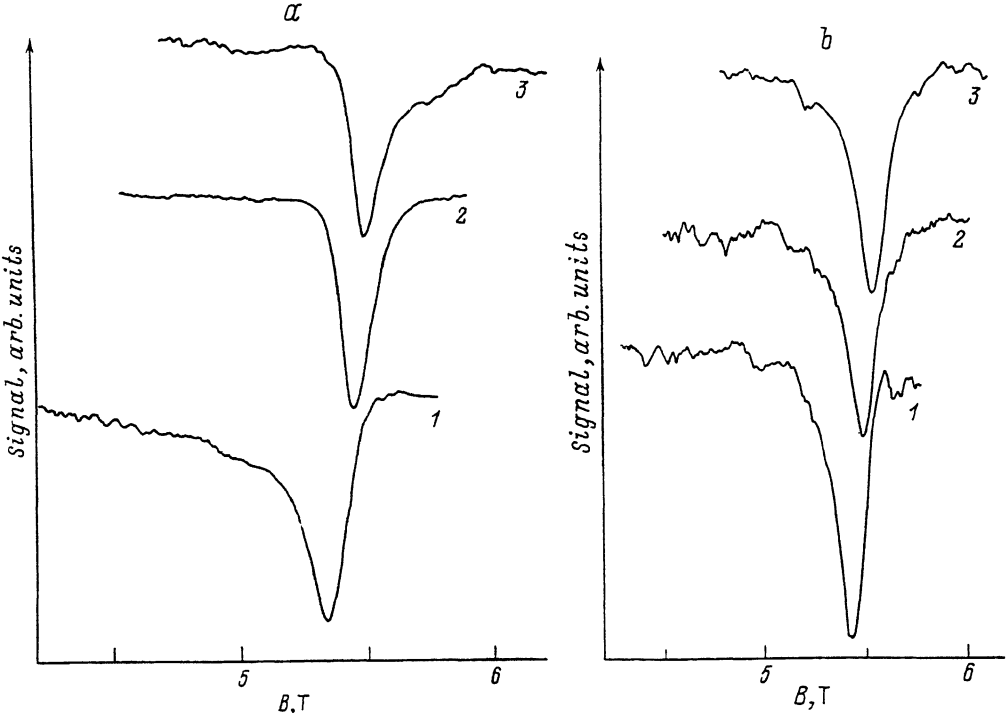


Рис. 10. Влияние интерференции в подложке с плоско-параллельными гранями на форму линии циклотронного поглощения двумерного электронного газа гетероструктуры GaAs—AlGaAs с концентрацией $1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижностью $1.5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. *a* — грани плоско-параллельные, кривым соответствуют частоты излучения лазера, см^{-1} : 1 — 72.3, 2 — 73.6, 3 — 74.1; *b* — плоско-параллельность граней отсутствует, кривым соответствуют частоты излучения лазера, см^{-1} : 1 — 72.3, 2 — 72.9, 3 — 74.3.

зондирующего излучения характерным образом, приводя к кажущемуся периодическому по магнитному полю изменению полуширины линии. В результате анализа полученных зависимостей было установлено влияние интерференции в подложке образца, возникающей из-за плоскопараллельности ее граней, на наблюдаемую форму линии поглощения подобно тому, как это наблюдалось в [22]. Ликвидация причин интерференции привела к исчезновению асимметрии линии. Применение германиевого субмиллиметрового лазера с плавной перестройкой частоты позволило подробно исследовать этот эффект, что имеет определенное методическое значение. На рис. 10 представлен ряд линий циклотронного поглощения в случае наличия интерференции и в ее отсутствие [23].

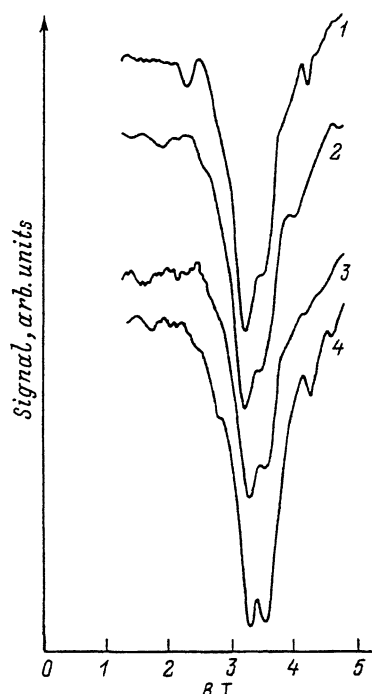
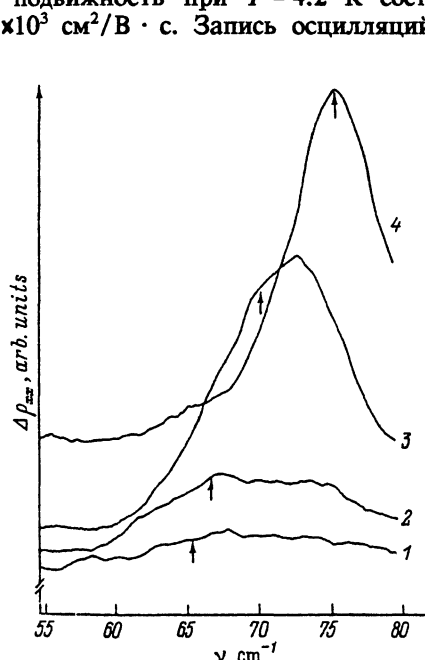
Исследование циклотронного поглощения в системе GaSb—InAs—GaSb с помощью германиевых субмиллиметровых лазеров позволило выявить тонкие нюансы в этом явлении [24]. Являясь асимметричной, со встроенным электрическим полем, квантовая яма в этой системе, согласно модели Рашбы [25], обладает двумя ветвями дисперсии электронов, каждая из которых имеет свой набор уровней Ландау. Энергетический зазор между уровнями Ландау в этих двух сериях различен. В результате линия циклотронного поглощения расщепляется, как это показано на рис. 11. Небольшое изменение частоты зондирующего излучения, что оказывается возможным при применении германиевых циклотронных лазеров, приводит к изменению положения уровней Ландау относительно уровня Ферми, следовательно, к изменению заполнения уровней Ландау и соответственно к изменению величины поглощения. Заметим, что такое явление

Рис. 11. Циклотронное поглощение в двумерных структурах GaSb—InAs—GaSb с концентрацией $9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижностью $1.1 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Кривым соответствуют энергии квантов зондирующего излучения, мэВ: 1 — 8.76, 2 — 8.84, 3 — 8.91, 4 — 9.0.

может наблюдаться лишь в системе не-эквидистантных уровней Ландау, каковыми они в данном случае и являются.

Исследование фотоэффекта в двумерных структурах в условиях квантового эффекта Холла

В наибольшей степени возможности германиевых субмиллиметровых циклотронных лазеров проявились при исследовании фотоэффекта, возникающего в двумерных структурах в условиях квантового эффекта Холла при оптических переходах между уровнями Ландау. Впервые германиевые лазеры в исследовании фотоэффекта в двумерных структурах были применены в [21], где было показано, что фотоэффект возникает в результате циклотронного поглощения. Там же было отмечено, что разрешающая способность лазера как спектрально-го прибора вполне достаточна для таких исследований и что величина фототока зависит от фактора заполнения уровней Ландау. В работе [26] фотоэффект в образцах гетероструктуры GaSb—AlGaSb был исследован более подробно. Образцы выполнялись в форме холловских мостиков, концентрация электронов и их подвижность при $T = 4.2 \text{ К}$ составляли соответственно $2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $82 \times 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Запись осцилляций Шубникова—де Гааза позволяла с большой



точностью определять степень заполнения уровней Ландау в зависимости от величины магнитного поля. Фотоэффект проявлялся в виде изменения продольного напряжения на зондовых контактах во время его облучения при пропускании тока через образец. Спектральные измерения проводились при фиксированном магнитном поле образца и сканировании частоты излучения лазера.

Максимальный сигнал в виде резонансного пика возникает при целочисленном факторе заполнения уровней Ландау, когда продольное сопротивление равно нулю. В этом случае через образец в отсутствие облучения течет практически бездиссипативный ток и напряжение на зондовых

Рис. 12. Спектры фототока в образце гетероструктуры GaAs—AlGaAs с концентрацией $2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижностью $8.2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Кривым соответствуют магнитные поля образца, T: 1 — 4.7, 2 — 4.8, 3 — 5.1, 4 — 5.45. Стрелками указаны соответствующие положения циклотронных частот ($m = 0.067 m_0$).

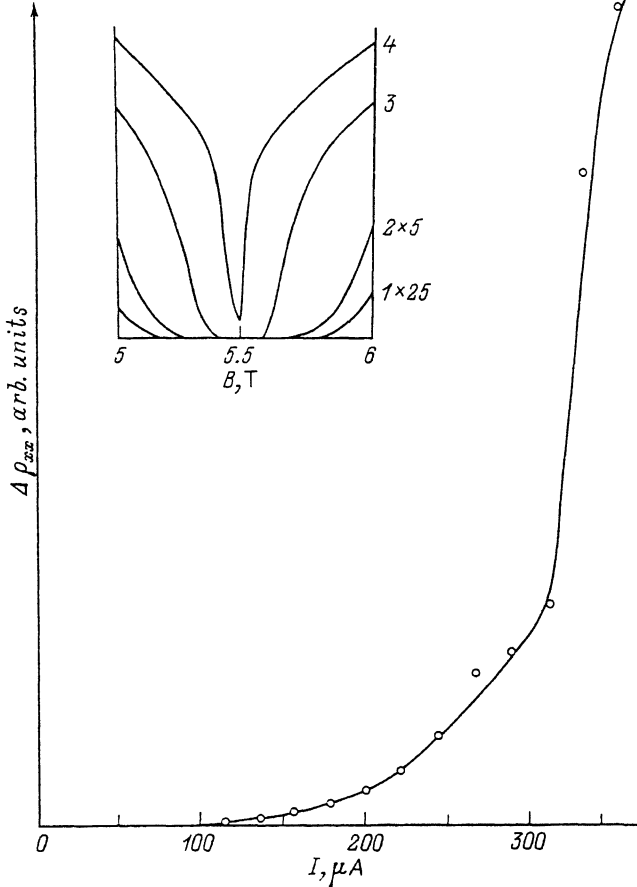


Рис. 13. Зависимость величины фотоответа от тока через образец гетероструктуры GaAs—AlGaAs с концентрацией $2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, подвижностью $8.2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Магнитное поле $H = 5.45 \text{ Т}$, частота излучения равна 75.4 см^{-1} . На вставке — «бездиссипативный» участок осцилляций Шубникова—де Гааза при различных значениях тока I , мкА: 1 — 5, 2 — 90, 3 — 280, 4 — 350.

контактах в продольном направлении чрезвычайно мало. При облучении значительная часть электронов с почти полностью заполненного уровня Ландау, находящегося непосредственно под уровнем Ферми, переходит на вышележащий почти полностью свободный уровень. На нижнем уровне при этом образуются свободные места, а на верхнем — свободные электроны, т. е. создаются условия для диссипации носителей заряда, что приводит к появлению заметной диссипативной составляющей тока, проявляющейся в продольном напряжении. При отклонении фактора заполнения от целочисленного значения величина сигнала уменьшается, а ширина пика увеличивается. При этом наблюдается также смещение середины пика фотоответа относительно циклотронной частоты, подсчитанной из величины энергетического зазора между уровнями Ландау при данном магнитном поле, в сторону увеличения энергии. Описанная картина фотоэффекта иллюстрируется рис. 12.

Уменьшение величины сигнала при отклонении фактора заполнения уровней Ландау от целочисленного значения можно объяснить уже имеющимися свободными местами на нижнем уровне Ландау и свободными электронами на верхнем. Перераспределение электронов по уровням Ландау под действием излучения при

этом мало что меняет, и сигнал оказывается слабым. Уширение пика и его смещение относительно частоты циклотронного резонанса можно было бы объяснить увеличивающимся вкладом в фотоответ переходов между краевыми состояниями, однако это объяснение пока остается спорным.

Интересным явлением, обнаруженным в работе [26], является резкое увеличение сигнала при приближении к порогу пробоя квантового эффекта Холла. На рис. 13 представлена зависимость величины сигнала от тока через образец. Как видно, сигнал вблизи порога возрастает на два порядка, совершенно исчезая при пробое. Удовлетворительного объяснения механизма возрастания сигнала пока нет, но что касается его исчезновения при пробое, то этот факт опять-таки можно объяснить сильным перераспределением электронов по уровням Ландау.

Следует отметить, что два важных качества излучения германиевых циклотронных лазеров — достаточная мощность и краткость импульса — способствовали успеху описанных экспериментов. Эти качества позволили получить достаточно большой сигнал при отсутствии нагрева образца (что не удавалось во многих работах, например в [27]).

Заключение

Как следует из вышеизложенного, германиевые субмиллиметровые циклотронные лазеры с плавной перестройкой частоты генерации с успехом могут быть применены в самых разнообразных спектральных и не только спектральных измерениях. Некоторые эксперименты имеют демонстративный характер, однако без них было не обойтись, другие являются предметом оригинального исследования. В настоящее время методика измерений с применением германиевых субмиллиметровых лазеров совершенствуется, в частности, в направлении автоматизации эксперимента, и в последующее время будет продолжено исследование как двумерных структур на основе гетероперехода и прямоугольных квантовых ям, так и некоторых объемных материалов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ю. Б. Васильев, Ю. Л. Иванов. Тр. X Всес. конф. по физике полупр., ч. 1, 204. Минск (1985).
- [2] Ю. Б. Васильев, Ю. Л. Иванов. ЖТФ, 56, 593 (1986).
- [3] Ю. Л. Иванов, Ю. Б. Васильев. Письма ЖТФ, 9, 613 (1983).
- [4] Ю. Б. Васильев, Ю. Л. Иванов. Письма ЖТФ, 10, 249 (1984).
- [5] V. I. Gavrilenko, V. V. Nikanorov. Abstracts of 20-th Int. Conf. on the Phys. of Semiconductors, 268. Thessaloniki, Greece (1990).
- [6] Ю. А. Митягин, В. Н. Мурзин, С. А. Стоклицкий, И. Е. Трофимов, А. П. Чеботарев. Краткие сообщения по физике, 11, М. (1987).
- [7] R. J. Nicolas et al. Phys. Rev. B, 39, 10955 (1989).
- [8] W. Seidenbusch, G. Lindemann, R. Lassing, J. Edlinger, E. Gornik. Surf. Science, 142, 375 (1984).
- [9] E. Gornik. Physica, 127B, 95 (1984).
- [10] Ю. Б. Васильев, Ю. Л. Иванов. Письма ЖТФ, 12, 250 (1986).
- [11] Ю. Л. Иванов, Ю. Б. Васильев, В. А. Рейнгольд. Письма ЖТФ, 13, 1239 (1987).
- [12] Л. В. Берман, А. Г. Жуков, Л. Д. Сабанов, В. И. Сидоров. Электронная техника, сер. 1. Электроника СВЧ, 12, 81 (1974).
- [13] Ю. Л. Иванов, Ю. Б. Васильев, В. А. Рейнгольд. Тр. XI Всес. конф. по физике полупр., 1, 130. Кишинев (1988).
- [14] J. C. Hensel, K. Suzuki. Phys. Rev. B, 9, 4219 (1974).
- [15] Ю. Л. Иванов, Ю. Б. Васильев, В. А. Рейнгольд. Письма ЖТФ, 16, 18 (1990).
- [16] A. K. Ramdas, S. Rodriguez. Rep. Prog. Phys., 44, 1297 (1981).
- [17] E. E. Haller, W. L. Hansen, F. S. Goulding. Adv. Phys., 30, 93 (1981).
- [18] M. S. Kolnack, L. Eaves, R. A. Stradling, J. C. Portal, S. Askenazy. Sol. St. Commun., 15, 1403 (1974).
- [19] Е. М. Быкова, Т. М. Лифшиц, В. И. Сидоров. ФТП, 7, 986 (1974).
- [20] Ю. Б. Васильев, Ю. Л. Иванов. Опт. и спектр., 69, 1186 (1990).
- [21] K. Unterriener, C. Kremser, E. Gornik, Yu. L. Ivanov. Sol. St. Electronics, 32, 1527 (1989).
- [22] M. von Ortenberg. Sol. St. Commun., 17, 1335 (1975).

- [23] С. Д. Сучалкин, Ю. Б. Васильев, Ю. Л. Иванов. ФТП, (в печати) (1993).
- [24] Ю. Л. Иванов, П. С. Копьев, С. Д. Сучалкин, В. М. Устинов. Письма ЖЕТФ, 53, 470 (1991).
- [25] Э. И. Рашба. ФТТ, 2, 1224 (1960).
- [26] Ю. Б. Васильев, С. Д. Сучалкин, Ю. Л. Иванов, С. В. Иванов, П. С. Копьев, И. Г. Савельев. Письма ЖЕТФ, 56, 391 (1992).
- [27] M. J. Shou, D. C. Tsui, A. Y. Sho. Proc. of 18-th Int. Conf. on the Phys. of Semicond. 1, 437, Stockholm (1986).

Редактор В. В. Чалдышев
