

АН
ИПФ
СССР

**ИНВЕРТИРОВАННЫЕ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
горячих
электронов
в полупроводниках**



АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

ИНВЕРТИРОВАННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Сборник научных трудов

Горький 1983

Издано по решению Редакционно-издательского
совета Института прикладной физики АН СССР

УДК 621.315.592

В сборнике обсуждаются инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках – сравнительно новая и развивающаяся область физики полупроводников, содержатся статьи, посвященные анализу условий возникновения таких распределений, методам численного и экспериментального их исследования, возможности использования систем с такими распределениями в активных системах субмиллиметрового и дальнего ИК-диапазонов.

Сборник предназначен для специалистов по физике твердого тела, физике полупроводников, квантовой и полупроводниковой электронике, а также для аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А.А.АНДРОНОВ (отв. редактор), Ю.К.ПОЖЕЛА
(отв. редактор), А.М.БЕЛЯНЦЕВ, Н.А.ГОРОДЕЦ-
КАЯ (отв. секретарь)

© Институт прикладной физики АН СССР, 1983 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Одной из насущных проблем твердотельной электроники является создание источников когерентного излучения в субмиллиметровом и дальнем инфракрасном диапазонах электромагнитного спектра ($\lambda \approx 30 \div 1000$ мкм). Активные твердотельные системы этого диапазона могут появиться, очевидно, лишь на основе новых физических идей, так как физические явления, лежащие в основе приборов твердотельной СВЧ-электроники, оказываются в этом диапазоне слишком инерционными, а приборы оптоэлектроники фактически не проникают в эту область спектра.

По-видимому, наиболее перспективными для активных твердотельных систем субмиллиметрового и дальнего инфракрасного диапазонов являются системы горячих электронов в полупроводниках, так как здесь могут возникать явления гибридного характера по отношению к явлениям, используемым в опто- и СВЧ-электронике; явления такого рода представляются наиболее подходящими для активных систем этого диапазона. В последние годы было указано на возможности создания активных систем субмиллиметрового и дальнего инфракрасного диапазонов, связанные с такими эффектами в системах горячих электронов, как разогрев и резонансы в сверхрешетках и многослойных структурах, динамический разогрев и инвертированные распределения в объеме полупроводников, фоторазогрев, коллективные явления в полупроводниковой плазме и др.

Существенный прогресс был достигнут в последнее время в исследованиях инвертированных систем горячих электронов. В 1981–1982 гг. появилось несколько экспериментальных работ, выполненных в разных лабораториях в СССР и ФРГ, по обнаружению инверсии в распределении дырок и

наблюдению излучения в области $\lambda \approx 100$ мкм из охлажденного Ge, помещенного в скрещенные электрические и магнитные поля. Причем сейчас уже имеются сообщения с наблюдением когерентных излучений и не только при гелиевых, но и при азотных температурах. Эти исследования продемонстрировали наличие инверсии в распределении дырок и реальную возможность использования такой инверсии для создания активных систем субмиллиметрового и дальнего инфракрасного диапазонов.

Имеется также ряд других возможностей использования инверсии в распределении горячих электронов в полупроводниках для создания активных систем этого диапазона.

В настоящем сборнике обсуждаются практически все имеющиеся на сегодняшний день исследования по анализу, моделированию и наблюдению инвертированных распределений носителей тока в полупроводниках в электрическом поле, предложения по использованию инвертированных систем горячих электронов для создания активных приборов, наблюдения и исследования излучений (в том числе стимулированных) в субмиллиметровом и дальнем инфракрасном диапазонах в системах с такими распределениями. В сборнике принимают участие практически все исследователи, активно работающие сейчас в этой области в нашей стране, и он является первым в мировой литературе изданием такого плана *). Сборник содержит общий для всех статей алфавитный список литературы, представляющий достаточно полную библиографию этой области. Надеемся, что сборник будет полезен не только для тех, кто занимается физикой полупроводников, квантовой электроникой и физикой горячих электронов, но и для разработчиков новых полупроводниковых приборов, и привлечет внимание, новые исследовательские силы к этой интересной и развивающейся области.

А. Андронов
Ю. Пожела

*) Особенности в распределениях горячих электронов в полупроводниках, возникающие при динамическом разогреве, и возможности их использования в активных системах обсуждаются также в книге: Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях: Сб. статей / Под ред. А.А. Андропова, Ю.К. Пожелы. Горький: ИПФ АН СССР, 1983.

ВОЗНИКНОВЕНИЕ И РАЗВИТИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ
ОБ АНИЗОТРОПИИ И ИНВЕРСИИ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.А.Андронов

В этой статье я хочу очень кратко описать историю возникновения представлений об анизотропии и инверсии распределений носителей в полупроводниках в сильном электрическом поле, подчеркнув те связи между исследованиями или те обстоятельства, которые мне кажутся важными.

1. СТРИМИНГ

Возможность возникновения сильной анизотропии горячих электронов была фактически понята почти сразу после первых экспериментальных исследований горячих электронов в полупроводниках – при интерпретации Шокли [174] экспериментов Райдера [171] по горячим электронам в Ge . Шокли отметил, что наблюдавшееся насыщение тока может быть связано с сильным взаимодействием электронов с оптическими фононами, в результате которого электрон, ускоряющийся электрическим полем \vec{E} почти без рассеяния, достигает энергии ϵ , равной энергии оптического фонона $\hbar\omega_0$, останавливается, излучив оптический фонон, снова ускоряется, совершая циклы ускорение – остановка с периодом $T_E = m v_0 / e E = \rho_0 / e E$; $v_0 = \sqrt{2\hbar\omega_0/m}$ – скорость электронов при $\epsilon = \hbar\omega_0$, m – эффективная масса электрона. В результате средняя скорость электронов становится близ-

кой к $v_0/2$. Очевидно, при такой ситуации имеется очень сильная анизотропия распределения (ср. [35]). После работы Бараффа [102], посвященной, правда, другому вопросу, такое распределение стали представлять в "максимально анизотропном" виде:

$$f(\vec{p}) = \frac{3}{2\pi \rho_0^3} \delta(1 - \cos \theta), \quad (1)$$

где $\rho < \rho_0$, $\rho_0 = m v_0 = \sqrt{2m\hbar\omega_0}$, θ - угол сферической системы координат в пространстве импульсов \vec{p} с осью вдоль $e\vec{E}$.

Распределение такого вида привлекло внимание Кромера [140] и привело к идее НЕМАГа - усилителя на дырках с отрицательными массами в Ge или Si . Кромер отметил, что если локализовать узкое распределение такого типа в конусе отрицательных поперечных масс гофрированных зон Ge и Si , то для слабого поперечного электрического поля может возникнуть отрицательная проводимость. Интересным обстоятельством является то, что в этом случае имеется инверсия в распределении дырок, т.е. область в пространстве импульсов, где функция распределения растет с увеличением энергии (т.е. $\partial f / \partial \epsilon > 0$) (см. [16]). Наличие инверсии в работах Кромера отмечено не было. Хотя трактовка НЕМАГа на языке инверсии (а не на языке отрицательных масс) - это просто другой язык, другой способ интерпретации отрицательной проводимости, отсутствие слова "инверсия" - большое упущение*). Следует, однако, подчеркнуть, что идея НЕМАГа оказала существенное влияние на развитие идей об отрицательной проводимости в полупроводниках (ср. [126]).

*) Правда, представление о возникновении инверсии в распределении дырок в подобных условиях фактически было отмечено, например, в обзоре Басова, Крохина и Попова [23], появившемся вскоре после работ Кромера. Однако этот вывод не проник сколько-нибудь широко ни в нашу, ни в зарубежную литературу по горячим электронам (см., впрочем, ниже) возможно потому, что в обзоре [23] утверждалась невозможность инверсии и НЕМАГа из-за особенностей процессов рассеяния. Последнее представляется неправильным [16]; недавно эффекты отрицательных масс (т.е. инверсии) были обнаружены экспериментально в $p\text{-Si}$ Каджитой [128]

Дальнейший прогресс в изучении анизотропных распределений связан с экспериментальными исследованиями [107, 106] (завершившимися во многих отношениях замечательной статьей Пинсона и Брея [160]) анизотропных распределений дырок в Ge при температуре $T = 77$ К оптическими методами в ближней ИК-области. Пинсон и Брей [160], кроме подробного экспериментального исследования анизотропных распределений, продемонстрировали, как можно интерпретировать поведение горячих носителей без использования априорного вида распределения (типа смещенного максвелловского распределения или предельно анизотропного), и ввели слово "стриминг" (streaming) для обозначения распределения в электрическом поле, сформированного благодаря неупругому рассеянию при спонтанном излучении оптических фононов. Эти исследования стимулировали работу Куросавы [143] (см. [147]) по численному моделированию стриминга, давшую представлениям об инверсии и анизотропии твердую теоретическую базу.

Интересен случай стриминга электронов, занимающих один нижний уровень Ландау. Квазиодномерность распределения облегчает рассмотрение и одновременно приводит к ряду интересных особенностей [1,13]. Стриминг в этом случае впервые обсуждал Магнуссон [155].

Если пренебречь рассеянием при $\epsilon < \hbar\omega_c$, то можно получить аналитическое представление для функции распределения при стриминге. Впервые такие расчеты были сделаны Ганном [121] в одномерной модели. В трехмерном случае вид функции распределения в этих условиях (см. [35]) был независимо рассмотрен разными авторами в разное время: Андроновым и Козловым (эта функция использовалась при получении выражений в работе [4]) [71,100], Девризом и Эвардом [110], Дмитриевым и Цендиным [58].

В каком случае и в каком материале следует реально ожидать самый "тонкий" стриминг, близкий к бараффовскому? В настоящее время распространена точка зрения (см. [133]), что рекордсменами в этом отношении являются галогены серебра, на чистых образцах которых были проведены [136] интересные эксперименты по наблюдению стриминга группой из Токийского университета. На мой взгляд [3], ситуация не такая простая, и возможно, что более идеальный, более "тонкий" стриминг будет иметь место, например, в p -GaAs. Дело в том, что из-за сильной связи

с фононами в галогенах серебра кинетическое уравнение оказывается неприменимым для расчета стриминга здесь [13,144]. В результате параметры стриминга начинают зависеть от изменений энергии, вызванных электрическим полем (см., например, [103,176]) и временем излучения оптического фонона. Если оценить "толщину" Δp стриминга по уширению энергии $\Delta \epsilon$ из-за влияния электрического поля на процесс рассеяния [103,176] $\Delta \epsilon = (\Delta p)^2 / 2 m^* = \hbar (e E \rho_0^{-1} \omega_0)^{1/2}$, то по этой оценке стриминг в галогенах серебра теряет свои рекордные параметры. Отметим в этой связи, что вывод об идеальном стриминге в галогенах серебра в работе [136] сделан косвенно, на основании совпадения холловской подвижности при стриминге с идеальной. Неидеальное же поведение тока связывается с аномальной зависимостью времени жизни неравновесных носителей. С другой стороны, наложение магнитного поля на идеальный стриминг не должно приводить к накоплению носителей в областях замкнутых траекторий, которые были обнаружены в работе [136], поскольку прямое попадание после излучения оптического фонона в область замкнутых траекторий с энергией, заметно отличной от нуля, при идеальном стриминге невозможно. Эти обстоятельства заставляют считать, что стриминг в галогенах серебра неидеальный (в работе [133] предлагается другая интерпретация этих особенностей). Так или иначе, но дальнейший анализ стриминга в галогенах серебра очень интересен.

В 1966–1967 гг. появились работы Восилюса и Левинсона [48], в которых было указано, что наложение магнитного поля на стриминг приводит к существенному изменению анизотропии функции распределения и другим эффектам. Эти работы Восилюса и Левинсона оказали очень существенное влияние на развитие представлений об анизотропии и инверсии горячих носителей. Они показали, что характер динамики носителей в пространстве импульсов может оказывать существенное влияние на распределение и поведение горячих носителей. Правда, присутствие в этих работах предположения о преимущественном сосредоточении электронов на так называемых главных траекториях оказалось слишком идеализированным представлением реальных ситуаций.

2. ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

Слово "инверсия" явным образом появилось в физике горячих электронов в 1969 г. в статье Фоссета и Риса [118], которые обнаружили инверсию в распределении электронов нижней (Γ) долины Γ_1 As при численном моделировании поведения электронов в этом материале в электрическом поле далеко за порогом эффекта Ганна ^{*}). Инверсия возникает из-за того, что подавляющая часть электронов, возвращающихся из верхних долин в нижнюю долину, имеет большой поперечный по отношению к электрическому полю импульс. В результате в сильном электрическом поле такие электроны почти свободно пролетают Γ -долину, не заходя в область низких энергий, и снова уходят в верхние долины. В результате функция распределения в Γ -долине оказывается анизотропной и инвертированной. Таким образом, динамика носителей также играет здесь существенную роль в формировании распределения.

В работе Маеды и Куросавы [153] (как можно заключить из указанной в ней литературы, она была стимулирована работами Фоссета и Риса [118], Восилоса и Левинсона [48], а также обсуждением, проведенным в обзоре [23]) результатами численного моделирования было продемонстрировано возникновение инверсии в распределении тяжелых дырок Γ_6 в скрещенных полях в условиях, обсуждавшихся в работе [48]. Механизм возникновения этой инверсии "антибараффовский": инверсия возникает из-за прямого попадания носителей после излучения оптического фонона в область замкнутых траекторий ^{**}), где излучение оптических фононов невозможно, время жизни определяется квазиупругими про-

^{*}) Интересно, что в статье [118] указаны работы, посвященные обсуждению инвертированных распределений при фотовозбуждении [175].

^{**}) Исследуя поглощение сильной электромагнитной ВЧ-волны в полупроводниках, Гуревич и Паршин [56] обнаружили, что области в импульсном пространстве, где излучение оптических фононов невозможно, возникают и в переменных полях. Накопление носителей в таких областях также может приводить к инверсии [122].

цессами и может быть велико ^{*}). Эта инверсия легче возникает в сильном электрическом поле и в материалах с полярным взаимодействием с оптическими фононами [153,100, 8,12]. Еще более просто должна возникать инверсия между подзонами легких и тяжелых дырок вырожденной валентной зоны (типа зоны β_e) [6], поскольку из-за разницы в массах подзона область замкнутых траекторий в легкой зоне может охватывать область энергий $\epsilon \approx 0$, а в тяжелой — отсутствовать. В результате область накопления может составлять значительную часть области $\epsilon < \hbar\omega_0$, а телесный угол на поверхности постоянной энергии, отсекаемый областью накопления в легкой подзоне, может достигать 4π , тогда как при внутривозонной инверсии соответствующий телесный угол меньше 2π . Все это и облегчает возникновение инверсии между подзонами. Эта инверсия является, по видимому, наиболее просто создаваемой и наиболее интересной инверсией ^{**}) в физике горячих носителей ^{***}), поскольку она приводит к перенаселенности прямого оптического

^{*}) Интересно отметить что если считать все носители сосредоточенными на главной траектории [48], то проинтегрированная по телесному углу в пространстве импульсов функция распределения по энергии

$$f_\epsilon = \int f d\Omega \sim \frac{1}{p^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-p^2/(2p_c)^2}} \quad (p_c = mc E/H)$$

также имеет инверсию ($df_\epsilon/dp > 0$) при $p_c < p_0 \sqrt{3/8}$.

^{**}) Интересно отметить, что при моделировании инверсии в скрещенных полях Маеда и Куросава [153] использовали однозонную модель и, следовательно, не смогли обнаружить межподзонной инверсии. Однозонная модель была выбрана ими, как можно предполагать, потому, что ранее в работе по моделированию стриминга [147] они получили в соответствии с известными представлениями [140,106] уменьшение доли легких дырок по сравнению с равновесным значением.

^{***}) Идея этой инверсии возникла в результате объединения ("обращения") работы Шастина [96] по межподзонной оптической накачке инверсии в легкой подзоне с идеей перенаселенности легкой подзоны в скрещенных полях [1,47] и внутривозонной инверсии [153].

перехода между подзонами и возможности возникновения лазерного эффекта в дальнем ИК-диапазоне [6] *). (Сообщение о наблюдении лазерного эффекта в этих условиях было сделано недавно [45].) Эта инверсия приводит к увеличению полной доли легких дырок по сравнению с равновесным значением — обстоятельство, предсказанное Восилосом [47] (а также, до знакомства с работой [47], — в [1]). По-видимому, наиболее оптимальные условия для такой инверсии возникают при воздействии переменного электрического поля на частоте циклотронного резонанса тяжелых дырок [138]. В настоящее время ясно **), что первые экспериментальные свидетельства накопления дырок на замкнутых траекториях при $\epsilon < \hbar\omega_0$ в скрещенных полях были получены еще до работ [48,153] при холловских измерениях в р-Ge в сильном электрическом поле (см. рис.34 из книги Конуэлл [77]), а первое экспериментальное свидетельство накопления легких дырок в Ge — в работе Гварджаладзе и Иванова [53]. После работы [153] целенаправленный поиск свидетельств накопления в области замкнутых траекторий в холловских измерениях был проведен группой из Токийского университета в галогенах серебра [136], а затем Комиямой [137] в р-Ge и группой из ИПФ (Горький) в n-InSb [9], n-GeAs [32] (см. также [36]) и, наконец, в р-Ge [33]. Экспериментальные свидетельства накопления на замкнутых траекториях в пассивной области в скрещенных полях в n-GeAs были получены в работе [2]. Межподзонная инверсия в Ge была исследована по поглощению в ближней ИК-области [44], методом циклотронного резонанса [51], и по дальней ИК-люминесценции [64,132, '50]. Стало ясно [108,17], что исследование этой люминесценции, по-видимому, наиболее прямой и простой способ определения величины межподзонной инверсии в скрещенных полях.

*) В работе [40], посвященной исследованию ИК-излучения горячих дырок Ge, было написано условие инверсии перехода между подзонами и усиления на этом переходе; однако возможные пути создания такой инверсии не обсуждались.

***) На это обстоятельство обратил внимание Л.С.Мазов.

3. ИНВЕРСИЯ ПО УРОВНЯМ ЛАНДАУ

Хотя впервые инверсия по уровням Ландау фактически фигурировала в циклотронном варианте НЕМАГа Дусманиса [112] , и Кромера [141], слова "инверсия по уровням Ландау" тогда произнесены не были. Слова появились позже, фактически с работы Андронова и Козлова [4] , где в кратком абзаце, посвященном скрещенным полям, было отмечено, что в условиях, рассмотренных Восилосом и Левинсоном [48] , сосредоточение электронов в окрестности главной траектории может создать условия, необходимые для функционирования мазеров на циклотронном резонансе (МЦР). Главная траектория соответствует достаточно высоким уровням Ландау, а центр траекторий – низким, что и приводит к возможности инверсии по уровням Ландау; а "включение" сильного оптического рассеяния при $\epsilon > \hbar\omega_0$ могло бы быть механизмом, приводящим к отрицательной проводимости на циклотронном резонансе. Это замечание было стимулировано работами по анализу инверсии, отрицательной проводимости и МЦР в полупроводниках при оптическом возбуждении (см., например, [175,150,178,60]), а также желанием*) перенести в полупроводники идеи вакуумных МЦР, с таким успехом осуществленные в г.Горьком (ср., например, [99]).

Оказалось, что инверсия по уровням Ландау в этих условиях была обнаружена при численном моделировании фактически одновременно с работой [4] , – в работе Маеды и Куросавы [153] . Правда, инверсия по уровням Ландау слабая, и в [153] никакого упоминания о ней не было. После анализа и моделирования этой инверсии в работе [1] инверсия по уровням Ландау в этих условиях была подробно проанализирована Куросавой [144] .

Кроме этого "бараффовского типа" механизма возникновения инверсии по уровням Ландау в скрещенных полях, связанного с локализацией носителей вблизи замкнутой главной траектории, в случае легких дырок вырожденной валентной зоны (типа зоны Γ_6) имеется еще примесный механизм

*) Еще раньше такое желание было высказано в заметке Тагера [94] , где, правда, не имелся в виду какой-либо конкретный механизм возникновения инверсии, а была просто надежда на то, что необходимые условия будут найдены.

возникновения инверсии по уровням Ландау и по энергии [75,108]. Если в легкой подзоне центр траекторий $\rho_c = m \cdot E / H$ расположен достаточно низко ($\rho_c \ll \rho_0$), то квазиупругие процессы внутри легкой подзоны неважны и отличие поперечной энергии от энергии циклотронного вращения мало. Функция распределения легких дырок $f^2(\epsilon)$ формируется приходом легких дырок из тяжелой подзоны после излучения оптического фонона и квазиупругим уходом в тяжелую подзону на примесях и акустических фононах с частотами соответственно ν_I и ν_0 . В результате при $\epsilon < \hbar\omega_0$

$$f^2(\epsilon) = f^1(\epsilon) + 2 \frac{\nu_0}{\nu_0 + \nu_I} \sqrt{\frac{\epsilon}{\hbar\omega_0} + 1} f^1(\epsilon + \hbar\omega_0); \quad (2)$$

где ν_0 - характерная частота излучения оптических фононов [35], $f^1(\epsilon)$ - функция распределения тяжелых дырок. Так как интенсивность ухода на примесях растет при $\epsilon \rightarrow 0$ ($\nu_I \sim \epsilon^{-3/2}$), легкие дырки интенсивней уходят в тяжелую подзону из области малых энергий, что и приводит к инверсии легких дырок по энергии [108,163] и по уровням Ландау вблизи $\rho_c = 0$ ($\vec{H} \uparrow \uparrow \vec{x}_0$) [75] в этих условиях.

Таким образом, в скрещенных полях как в простой, так и в сложной (вырожденной) зонах при неупругом рассеянии на оптических фононах можно создать инверсию по уровням Ландау. Однако основной вопрос - можно ли осуществить МЦР - остается неясным. Прямое численное моделирование проводимости на циклотронном резонансе сделано пока лишь для простейшего случая изотропной параболической зоны в скрещенных полях [144] с пессимистичными выводами. Имеются и другие возможности для возникновения отрицательной проводимости на циклотронном резонансе при инверсии по уровням Ландау - в частности механизм, подобный используемому в вакуумных МЦР и связанный с неэквидистантностью уровней Ландау, вызванной различием циклотронных частот на траекториях. Последнее возникает не только в непараболической зоне, но и в параболической, анизотропной зоне, [146,51], а также из-за квантовых деформаций вырожденных зон [152]. Хотя детальный анализ этой возможности пока не произведен, удовлетворить условиям возникновения ОДП на циклотронном резонансе и в этих условиях, видимо, непросто. В конечном счете это связано с трудностью разделения вклада в проводимость инвертированных и неинвер-

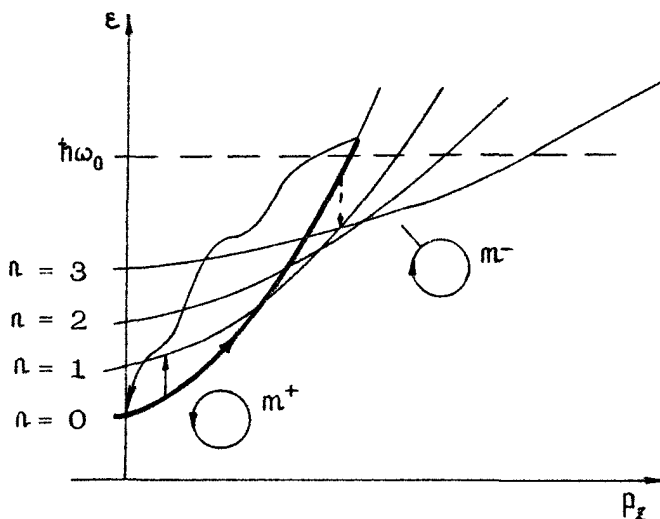
тированных частей функции распределения.

С этой точки зрения значительно оптимистичнее выглядит НЕМАГ на циклотронном резонане – фактически одно из первых предложений по использованию инверсии по уровням Ландау и циклотронного резонанса для усиления и генерации электромагнитного излучения [112,141]. Дусманис [112] и Кромер [141] отметили, что магнитное поле $\vec{H} \parallel \vec{E}$ развязывает вклады в проводимость дырок с положительными и отрицательными массами, что благоприятно для НЕМАГа. Однако никакого упоминания об инверсии по уровням Ландау в этих работах [112,141] не было.

Анализ НЕМАГа на циклотронном резонансе с этой точки зрения был проведен лишь недавно [16]. Если считать, что при стриминге единственный процесс рассеяния – спонтанное излучение оптических фоонов, то в аксиально-симметричной модели зоны функция распределения и проводимость могут быть сравнительно просто найдены [16]. Большая часть дырок с отрицательными массами оказывается инвертированной в поперечном к полю \vec{E} направлении. Магнитное поле ($\vec{H} \parallel \vec{E}$), пока оно классическое ($\hbar\omega_c \ll \epsilon_1$, ω_c – циклотронная частота, ϵ_1 – средняя поперечная энергия дырок), фактически не изменяет распределения дырок, и поперечная инверсия переходит в инверсию по уровням Ландау. С квантовой точки зрения механизм НЕМАГа на циклотронном резонансе связан со своеобразным поведением уровней Ландау гофрированной зоны в функции импульса вдоль магнитного поля p_z (см., например, [170,123]) и поступлением дырок на нижние уровни Ландау с $p_z \approx 0$. В утрированном (ультраквантовом) случае этот механизм представлен на рисунке. Хотя переходы возможны как вверх, так и вниз с заполненного уровня, благодаря правилам отбора по поляризации в области отрицательных масс для соответствующей поляризации возможен лишь переход “вниз” – так что волна с соответствующей круговой поляризацией “видит” лишь инвертированное распределение, что и приводит к существенной развязке вкладов в проводимость инвертированной и неинвертированной частей распределения.

Наконец, отметим еще одно очевидное обстоятельство. Если, например, в n -GaAs при инверсии в распределении электронов нижней долины, при междолинном переносе, приложить магнитное поле $\vec{H} \parallel \vec{E}$, то поперечная инверсия опять превратится в инверсию по уровням Ландау. Следст-

вия, которые могут проявиться в проводимости системы электронов благодаря наличию этой инверсии (в магнитном поле или без него), до сих пор сколько-нибудь детально не обсуждались. Однако уже в первой работе Фоссета и Риса [118] (см. также [1,14,20]) было отмечено по аналогии с стрижательной проводимостью, обсуждавшейся Стокером [175] для инвертированной системы фотоэлектронов, что эта поперечная инверсия могла бы привести к поперечной динамической ОДП.



Р и с. Схема уровней Ландау и формирования инверсии по уровням Ландау при стриминге в гофрированной зоне; жирная линия со стрелкой – заполненный уровень Ландау; показаны разрешенные круговые поляризации при переходах с положительными (m^+) и отрицательными (m^-) массами

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, концепция инверсии и анизотропии распределений горячих носителей имеет давнюю историю. Мы видим, что

параметры распределений здесь могут быть поняты из сравнительно простых соображений, а численное моделирование необходимо для получения точных числовых данных. Фактически во всех примерах инверсия в распределении носителей возникала из-за того, что по тем или иным причинам создавались условия, при которых время жизни носителей в единице фазового объема оказывалось большим лишь в области сравнительно больших энергий, тогда как поступление их в эти области не было мало. Во всех рассмотренных случаях возникновение инверсии было связано с "включением" сильного рассеяния (на оптических фонах, междолинного рассеяния) в области высоких энергий ($\varepsilon > \varepsilon^*$) и выполнением пролетных условий: $v E / p^* \gg v$ ($p^* = \sqrt{2m\varepsilon^*}$, v - частота рассеяния при $\varepsilon < \varepsilon^*$, малая по сравнению с частотой рассеяния при $\varepsilon > \varepsilon^*$). Несомненно, что рассмотренные примеры не исчерпывают всех возможностей и, по-видимому, скоро будут рассмотрены и другие случаи.

Наконец, хочется специально остановиться на эффектах инверсии и анизотропии, которые могут возникать в сильном переменном поле и оказываются связанными с группировкой электронов в областях импульсного пространства в разных фазах переменного поля из-за пролетов (динамики) и процессов рассеяния на оптических фонах. В результате такой группировки ток носителей может стать сильно несинусоидальным в синусоидальном электрическом поле. Явное указание на такую группировку было сделано Куросавой [145], продемонстрировавшим эти эффекты при численном моделировании в AgBr . Эти эффекты сохраняются и в GaAs для частоты переменного поля $\omega/2\pi \approx 35$ ГГц [96]. Бразис и Шикторов были близки [30] к представлениям о группировке еще до работы [145]. В случае низкой частоты переменного поля ω и высокой циклотронной частоты ω_c ($\omega_c \gg \omega$) эффекты группировки можно интерпретировать на языке адиабатического (по сравнению с циклотронным вращением) изменения области накопления в скрещенных полях, а при $\omega \gg \omega_c$ - как проявление пролетного резонанса (см., например, [4,87]) в сильном переменном поле. Безусловно, дальнейшее исследование этих эффектов чрезвычайно интересно.

ИНВЕРТИРОВАННЫЕ И АНИЗОТРОПНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ В n -InSb, n -GaAs И p -Ge В СКРЕЩЕННЫХ \vec{E} - И \vec{H} -ПОЛЯХ

В.А.Валов, В.А.Козлов, Л.С.Мазов, И.М.Нефедов

1. ПОЛУПРОВОДНИКИ С ОДНИМ ТИПОМ НОСИТЕЛЕЙ

1.1. Качественное описание механизма возникновения инверсии

Инвертированными называют такие распределения горячих носителей, когда заселенность состояний с высокими энергиями больше заселенности с низкими, т.е. в некотором интервале энергий ϵ функция распределения f такова, что $\partial f / \partial \epsilon > 0$. Создание инвертированных распределений в объеме полупроводника и изучение их свойств представляют значительный интерес, поскольку возникновение таких распределений превращает полупроводник в потенциально активную среду, в которой возможно получение отрицательной проводимости [4, 1, 98]. В настоящей работе рассматриваются условия возникновения инвертированных распределений горячих носителей в полупроводниках при температурах решетки T меньших дебаевской θ_D , когда основным механизмом рассеяния разогретых электрическим полем \vec{E} носителей является спонтанное испускание оптических фононов [153, 8].

Кинетическое уравнение для функции распределения горячих носителей $f(\vec{p})$ в электрическом \vec{E} и магнитном \vec{H} полях имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + q \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v} \times \vec{H}] \right\} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = -\nu f + I, \quad (1)$$

где $\vec{v} = \partial \epsilon / \partial \vec{p}$ - скорость, q - заряд носителя, c - скорость света. При этом в интеграле столкновений явно выписаны приходный и уходный члены; здесь частота столкновений $\nu(\vec{p}) = \int \mathcal{W}(\vec{p}, \vec{p}^*) d^3 p^*$ описывает уход носителей с импульсом \vec{p} из элементарного объема $d^3 p$, а источник $I(\vec{p}) = \int \mathcal{W}(\vec{p}^*, \vec{p}) f(\vec{p}^*) d^3 p^*$ описывает приход в этот объем в результате рассеяния ($\mathcal{W}(\vec{p}, \vec{p}^*)$ - вероятность перехода из состояния с импульсом \vec{p} в состояние с импульсом \vec{p}^*). Для анализа функций распределения, возникающих при доминирующем рассеянии горячих носителей на оптических фононах, импульсное пространство (или пространство скоростей) разбивают на две области [48] с резко различными частотами столкновений: пассивную область Π ($\epsilon < \hbar \omega_0$) и активную A ($\epsilon > \hbar \omega_0$), где $\hbar \omega_0$ - энергия оптического фонона (рис.1). Для полярного рассеяния частота столкновений в активной области при спонтанном испускании оптического фонона $\nu(\rho) = 2\nu_0(\rho_0/\rho) \times \ln(\rho/\rho_0 + \sqrt{(\rho/\rho_0)^2 - 1})$ (ср. [77]), причем фрелиховское поле $E_0 = m^* q \omega_0 (\epsilon_{\infty}^{-1} - \epsilon_0^{-1}) / \hbar$; для рассеяния на деформационном потенциале $\nu(\rho) = 2\nu_0 \sqrt{(\rho/\rho_0)^2 - 1}$, а $E_0 = (D_t k)^2 m^{*2} / 2 \pi \rho q \hbar^2$; $\nu_0 = q E_0 / \rho_0$ - характерная частота оптического рассеяния, ϵ_0 и ϵ_{∞} - диэлектрические проницаемости на низких и высоких частотах, $(D_t k)$ - параметр деформационного потенциала, ρ - плотность вещества, m^* - эффективная масса носителя, $\rho_0 = (2m^* \hbar \omega_0)^{1/2}$ - импульс, соответствующий границе пассивной области.

Дальше будем считать выполненным условие, при котором в системе горячих носителей при $H = 0$ возникает стриминг (см. [35]),

$$\nu_n < \nu_E < \nu_D, \quad (2)$$

где $\nu_n = q E_n / \rho_0$ - частота столкновений в пассивной области; $\nu_E = q E / \rho_0$ - пролетная частота, с которой носитель под действием поля \vec{E} пролетает пассивную область в отсутствие в ней столкновений [4,164]. Характерное поле E_n представляет собой поле, при котором носители начинают пролетать пассивную область почти без столкновений. Если при $E \ll E_n$ функция распределения почти изотропна (подробнее см. [8,32]), то в более сильных полях

($E_n < E < E_0$), удовлетворяющих условию стриминга ^{*)} (2), функция распределения σ является анизотропной и может оказаться инвертированной из-за накопления носителей в определенной области энергий под оптическим фоном (см., например, [1]). Этого можно достичь при динамическом разогреве носителей [74], когда важную роль в формировании функции распределения играет динамика свободного движения носителей.

В простейшей модели изотропной и параболической зоны уравнение свободного движения носителей

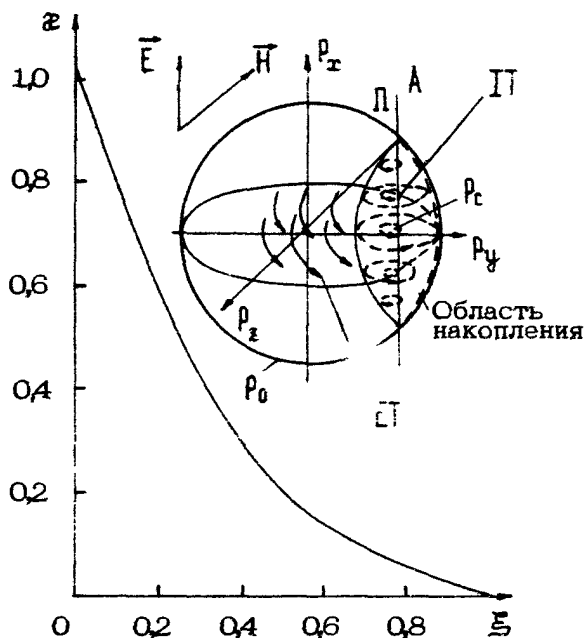
$$\vec{p} = q \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v} \times \vec{H}] \right\} \quad (3)$$

в скрещенных электрическом $\vec{E} = E \cdot \vec{T}_x$ и магнитном $\vec{H} = -H \vec{T}_z$ полях легко решается. Траектории свободного движения носителей в импульсном пространстве представляют собой окружности, лежащие в плоскостях, параллельных плоскости (ρ_x, ρ_y) с центрами, лежащими на линии ($\rho_x = 0, \rho_y = \rho_c$); здесь $\rho_c = m^* v_c$, $v_c = cE/H$ (рис.1). Свободно движущиеся носители вращаются по окружностям с циклотронной частотой $\omega_H = qH/m^*c$. Траектории свободного движения будем называть внутренними траекториями (Π), если эти траектории целиком расположены в Π -области. Траектории, заходящие в область A , назовем внешними (Γ). Внутренние траектории формируют область накопления K (рис.1), оставшуюся часть пассивной области назовем областью стриминга S . Как видно из рис.1, внутренние траектории существуют только при выполнении условия $\rho_c < \rho_0$, поэтому для дальнейшего удобно ввести параметр движения $\xi = \rho_c / \rho_0$, характеризующий область накопления; при этом область K существует только при $|\xi| < 1$. Важную роль в величине накопления горячих носителей в области K играет ее объем V_K (см. рис.1). Соответствующий объем области S равен $V_S = V_\Pi - V_K$, где $V_\Pi = 4\pi\rho_0^3/3$ - объем пассивной области.

Частицы на внутренних траекториях назовем внутренними носителями, а на внешних траекториях - внешними. В свою очередь, внешние носители разобьем на стриминговые,

^{*)} Основные параметры полупроводниковых материалов, необходимые для расчетов условий стриминга, приведены в табл. 1 в работе [35].

находящиеся на внешних траекториях внутри пассивной области, и активные, находящиеся в активной области (ср. [146]). Концентрации этих подгрупп носителей обозначим n_k , n_s и n_A ; времена жизни будут соответственно $\tau_k = \nu_{\Pi}^{-1}$, $\tau_s = \nu_E^{-1}$, $\tau_A \approx \nu_0^{-1} (\nu_0 / \nu_E)^{2/3}$.



Р и с. 1. Зависимость относительного объема z области накопления K от координаты центра вращения $\xi = \rho_t / \rho_0$ горячих носителей и структура распределения (на вставке) в импульсном пространстве

Опишем качественно распределения горячих носителей в условиях стриминга (2), считая, что реализуется широкий источник носителей $I(\vec{p})$, появляющихся в пассивной области после испускания оптических фононов. Ширина $\delta\rho$ источника в импульсном пространстве приблизительно определяется выражением $\delta\rho \approx \rho_0 (\nu_E / \nu_0)^{1/3}$ [8,35], поэтому из-за слабой зависимости $\delta\rho$ от поля (в степени 1/3) источник можно считать широким (т.е. $\delta\rho \sim \rho_0$) в достаточно большом интервале электрических полей. При широком

источнике легко записать уравнения баланса между подгруппами частиц (ср. [146,13]):

$$dn_k/dt = a \mathcal{E}_k - n_k/\tau_k ;$$

$$dn_s/dt = a \mathcal{E}_s - n_s/\tau_s ,$$

$$dn_A/dt = n_s v_E - n_A v_0 , \quad (4)$$

где постоянная a — это амплитуда источника, которая находится из условия $n_{tot} = n_k + n_s + n_A$. Факторы $\mathcal{E}_k = V_k/V_n$ и $\mathcal{E}_s = V_s/V_n$ отражают вероятность попадания носителя после испускания оптического фотона в области K и S соответственно; здесь пренебрегаем отклонением τ_s от v_E^{-1} за счет искривления внешних траекторий магнитным полем. Из уравнений (4) сразу следует, что в стационарном ($d/dt = 0$) состоянии $n_A = n_s (v_E \tau_A) = n_s (v_E \tau_0)^{1/3}$. Если ограничиться случаем умеренных электрических полей, то при качественном рассмотрении можно не учитывать носители, находящиеся в активной области ^{*}, т.е. далее положим $n_A = 0$. В этом случае отношение концентраций внутренних n_k и стриминговых n_s частиц выражается простой формулой (ср. [146,13]):

$$\frac{n_k}{n_s} = \frac{\mathcal{E}_k}{\mathcal{E}_s} \frac{\tau_k}{\tau_s} , \quad (5)$$

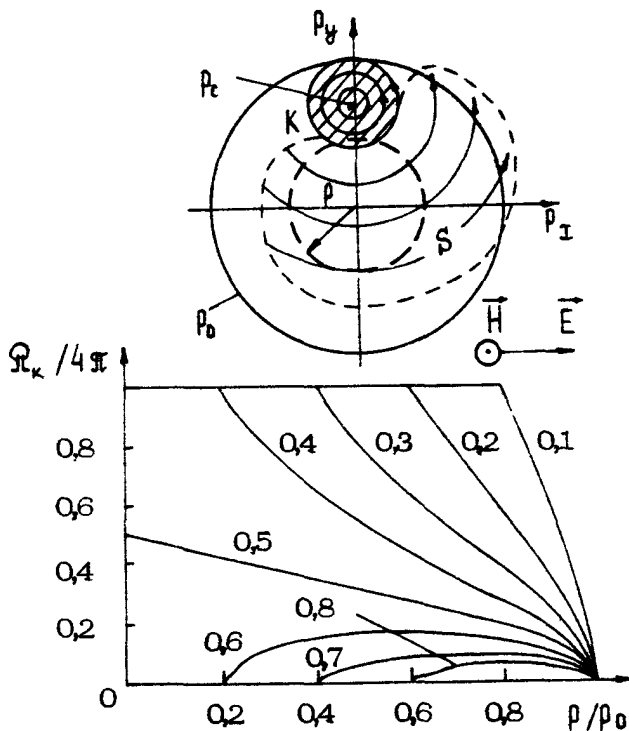
причем $n_{tot} = n_k + n_s$. По формуле (5) можно оценить отношение функций распределения в областях K и S . Действительно, при широком источнике носители примерно равномерно заполняют область K , поэтому $f_k = n_k/V_k$. В области S функция распределения растет вдоль направления движения частиц по траектории (из-за "интегрирования" источника); однако средняя величина функции распределения может быть оценена по формуле $f_s = n_s/V_s$. В результате получим

$$\frac{f_k}{f_s} = \frac{\tau_k}{\tau_s} = \frac{v_E}{v_n} . \quad (6)$$

Структура распределения схематически показана в верхней части рис.2. Если область K расположена таким образом, что она не охватывает точку $\vec{p} = 0$, т.е. $0,5 < |\xi| < 1$,

^{*} Учет активных носителей лишь незначительно усложняет модель и не проводится здесь только ради простоты, так как он не является принципиальным для понимания механизма возникновения инверсии.

то возрастание функции распределения в области K может привести к инверсии по энергии. Поскольку при стриминге время жизни $\tau_s \approx v_E^{-1} \approx v_0^{-1}$, а $\tau_k = v_n^{-1}$, то для создания инвертированных функций распределения в $\vec{E} \perp \vec{B}$ полях желательно использовать полупроводники с большим перепадом в частотах столкновений: $v_0/v_n \gg 1$. При этом электрическое поле E желательно брать порядка E_0 .



Р и с. 2. Структура распределения носителей в плоскости ρ_x, ρ_y (вверху) и зависимость телесного угла Ω , отсекаемого областью K в сфере радиусом ρ . Цифры около кривых указывают положение \vec{E}

Для сравнения рассмотрим противоположный предельный случай узкого источника $I_0(\vec{p})$, который имеет место в слабых электрических полях, когда $(v_E/v_0)^{1/3} \ll 1$ и одновременно $v_n \ll v_E$. В этом случае стриминговые носители

группируются в основном на отрезке главной траектории (траектории, проходящей через $\vec{p} = 0$) [48] от точки $\vec{p} = 0$ до границы Π -области. Если считать, что в результате рассеяния в пассивной области носители разбрасываются по ней почти равномерно, то тогда из баланса числа носителей следует, что отношение концентраций носителей на отрезке главной траектории n_m и внутри области K имеет вид $n_k/n_m = \mathcal{E}_k/\mathcal{E}_s$. Таким образом, по сравнению со случаем широкого источника здесь в отношении концентраций отсутствует большой параметр v_E/v_n . Последнее означает, что при узком источнике относительная заселенность области K гораздо слабее, чем при широком. Это обстоятельство затрудняет получение инвертированных функций распределения при узком источнике.

В ряде случаев представляет интерес функция распределения, усредненная по телесному углу: $f_\Omega(\rho) = \int f(\vec{p}) d\Omega / 4\pi$; так, для равновесной максвелловской функции распределения $f_\Omega(\mathcal{E}) \sim e^{\mathcal{E}} \text{tr}(-\mathcal{E}/kT)$. При широком источнике f_Ω легко может быть вычислена с помощью формул (5) и (6):

$$f_\Omega = \left(\int_{\Omega_k} f_k d\Omega + \int_{\Omega_s} f_s d\Omega \right) / 4\pi, \quad (7)$$

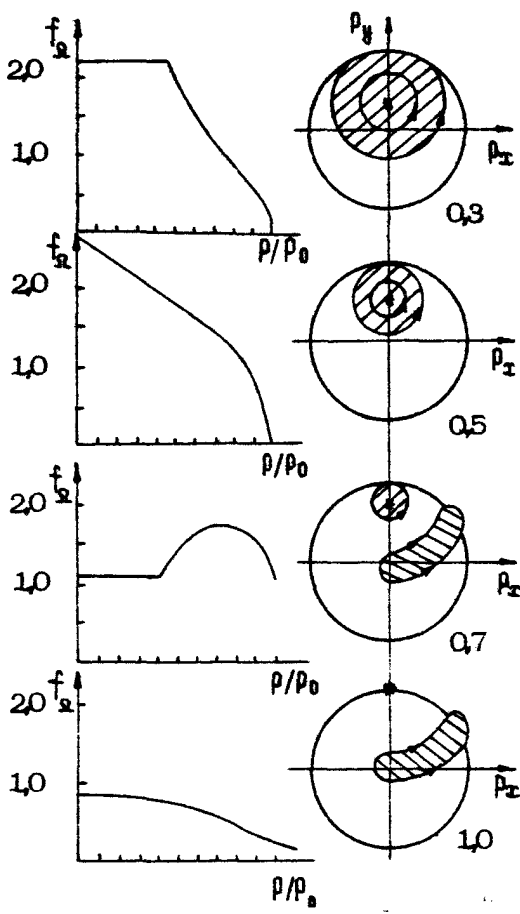
где $\Omega_k(\rho)$ - телесный угол, отсекаемый областью K на сфере радиусом ρ ; $\Omega_s = 4\pi - \Omega_k$; f_k и f_s считались постоянными (см. (6)). На рис.2 (внизу) показаны зависимости $\Omega_k/4\pi$ от модуля импульса ρ для разных значений параметра движения \mathcal{E} . Вычисляя n_k, n_s, f_k, f_s из (5) - (6) через $n_{tot}, V_n, \mathcal{E}_i, \Omega_i$, находим из формулы (7) явный вид f_Ω :

$$f_\Omega = \frac{n_{tot}}{V_n 4\pi} \frac{\Omega_k \tau_k + \Omega_s \tau_s}{\mathcal{E}_k \tau_k + \mathcal{E}_s \tau_s}. \quad (8)$$

Если к тому же \mathcal{E} и τ_i таковы, что $\mathcal{E}_k \tau_k \gg \mathcal{E}_s \tau_s$, то

$$f_\Omega = \frac{n_{tot}}{V_n \mathcal{E}(\mathcal{E}) 4\pi} \left(\Omega_k + \Omega_s \frac{\tau_s}{\tau_k} \right). \quad (9)$$

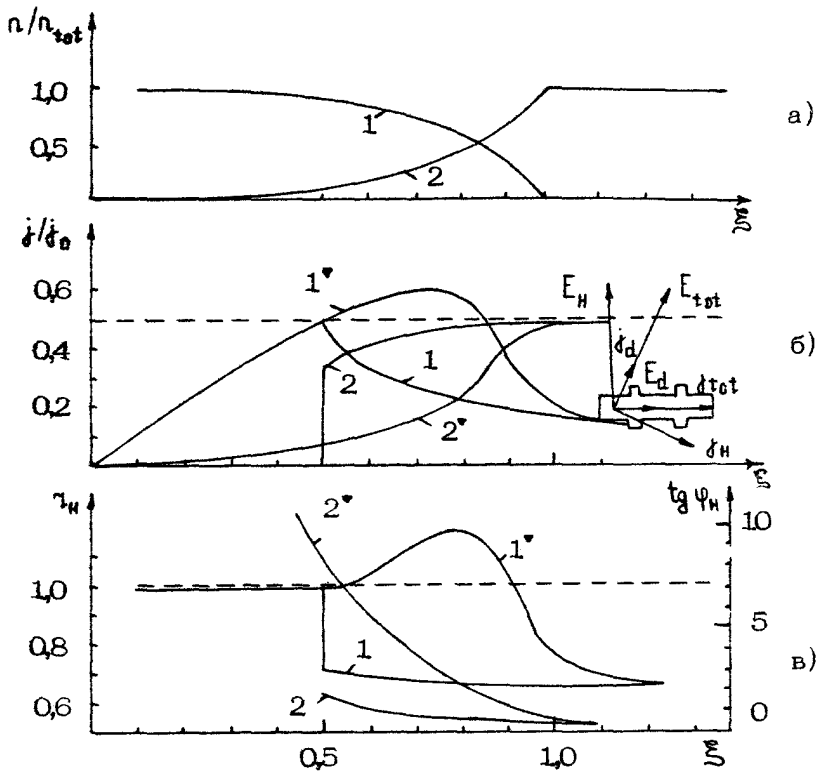
На рис.3 показан характерный вид f_Ω , рассчитанных по формуле (9) для нескольких значений параметра движения \mathcal{E} и отношения времен жизни $\tau_s/\tau_k = 0,1$. Из рис.3 видно, что при $0,5 < \mathcal{E} < 1$ f_Ω инвертирована, т.е. возникает область, где $\partial f_\Omega / \partial \mathcal{E} > 0$.



Р и с.3. Функции распределения по энергии, построенные по данным рис.2 (слева) и распределение носителей в импульсном пространстве (справа); цифры указывают положение ξ

В рамках изложенной модели довольно просто вычисляются такие интегральные характеристики, как холловский и диссипативный токи, средняя энергия и т.д. (ср. [48]). Так, на рис.4,а приведены зависимости концентраций стриминговых и внутренних носителей от параметра ξ . Относительное увеличение концентрации внутренних носителей определяет поведение интегральных характеристик в области полей, где существует область К. Рис.4,б,в иллюстри-

рируют качественное отличие поведения гальваномангнитных характеристик, вычисленных в этой модели, от результатов, которые дает идеализированная модель иглообразного распределения [48]. Так, если в области распределений диффузионного типа ($\xi < 0,5$) эти отличия имеют малую величину, то при возникновении анизотропии в распределении электронов в импульсном пространстве ($\xi > 0,5$) ситуация существенно меняется. Вместо спада холловского тока, предсказываемого иглообразной моделью при $\xi > 0,5$ (рис.4,б, кривая 1), наоборот, продолжается его рост (там же, кривая 1') за счет носителей, накопившихся в K-области. Но наиболее существенно другое отличие в моделях - это отсутствие в рассматриваемой нами модели "срыва" диссипативного тока при $\xi < 0,5$ (или "скачка" при $\xi > 0,5$), предсказываемого моделью [48]; вместо "скачка" при $\xi = 0,5$ (кривая 2, рис.4,б) происходит существенно плавный рост диссипативного тока (рис.4,б, кривая 2'). Отсутствие такого "скачка" или "срыва" обусловлено не просто "конечной шириной пятна", куда попадают носители после испускания оптического фотона, а накоплением носителей в области K (рис.3); при исчезновении K ($\xi \geq 1$) кривые 1, 1' и 2, 2' в обеих моделях практически совпадают. Заселение горячими носителями области K сказывается также на поведении таких характеристик, как Холл-фактор (фактор рассеяния) $r_H = \xi (j_{\perp} / j_{\parallel}) \sin \psi_H$ и холловский угол ψ_H ($\tan \psi_H = j_{\perp} / j_{\parallel}$) (рис.4,в). В иглообразной модели характерная частота столкновений носителей является пролетная частота ν_E , поэтому холловский угол ψ_H (кривая 2) и фактор рассеяния r_H (кривая 1) монотонно уменьшаются в этой модели при $\xi \geq 0,5$, приближаясь к величинам, соответствующим стримингу в отсутствие магнитного поля (рис.4,в). В отличие от иглообразной модели накопление носителей в области K вызывает смещение центра распределения носителей $\langle \vec{r} \rangle$ вверх по оси ρ_y (см. рис.3), что, в свою очередь, приводит к немонотонной зависимости r_H от ξ , а также к существенно большей величине холловского угла ψ_H (кривые 1', 2' на рис.4,в). Таким образом, измерение зависимостей холловской и диссипативной компонент тока (так же, как и r_H и ψ_H) является чувствительным методом диагностики заселенности области K и позволяет экспериментально регистрировать появление инвертированных функций распределения (ср. [9]).



Р и с. 4. Зависимость от координаты ξ : а - концентрации носителей в областях К (кривая 1) и S (кривая 2); б - токов j_x (кривые 1, 1*) и j_y (кривые 2, 2*); в - фактора рассеяния γ_H (кривые 1, 1*) и угла Холла $tg \varphi_H$ (кривые 2, 2*)

1.2. Моделирование инвертированных распределений в n-InSb и n-GaAs

Качественное описание поведения горячих носителей в полупроводниках с одним типом носителей, изложенное в предыдущем разделе, позволяет понять физику процессов, происходящих при стриминге горячих носителей в скрещенных \vec{E} - и \vec{H} -полях. Однако для точного количественного описания необходима более полная модель, учитывающая осо-

бенности механизмов рассеяния в пассивной области, и знание точной функции распределения. В такой модели получить решение кинетического уравнения не удастся, и приходится обращаться к численным методам решения. Если расчетам на ЭВМ предпослать качественные соображения, изложенные в п. 1.1, то таким образом можно составить полную и ясную картину явлений, происходящих при стриминге горячих носителей в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях.

В настоящее время для численного моделирования распределений горячих носителей широко используется метод Монте-Карло, впервые примененный для этой цели в [143] и развитый в работах [147,165,139]. В этом разделе описываются результаты моделирования методом Монте-Карло функций распределения и интегральных характеристик n - InSb и n - GaAs в сильных скрещенных \vec{E} - и \vec{H} -полях. При моделировании зона проводимости считалась параболической, а междолинный перенос в n - GaAs и межзонный пробой в n - InSb не учитывались, поскольку расчеты проводились для электрических полей, где эти процессы малосущественны. Рассеяние горячих носителей происходило на оптических фононах (испускание и поглощение) и на ионизованных примесях (приближение Конвелл - Вайскопфа [77]). Обрезание кулоновского потенциала примесей осуществлялось на межпримесном расстоянии, что связано с наличием компенсации в чистых образцах. Как показывают оценки, примесное рассеяние в n - InSb при $T = 4$ К и в n - GaAs при $T = 77$ К играет в пассивной области наибольшую роль. Использовались следующие значения параметров *) (обозначения общепринятые [77]):

- для n - InSb : $m^*/m_0 = 0,0139$, $\epsilon_0 = 17,78$, $\epsilon_\infty = 15,68$, $\theta_D = 283$ К; при этом $v_0 = 8,1 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$, $E_0 = 503$ В/см;

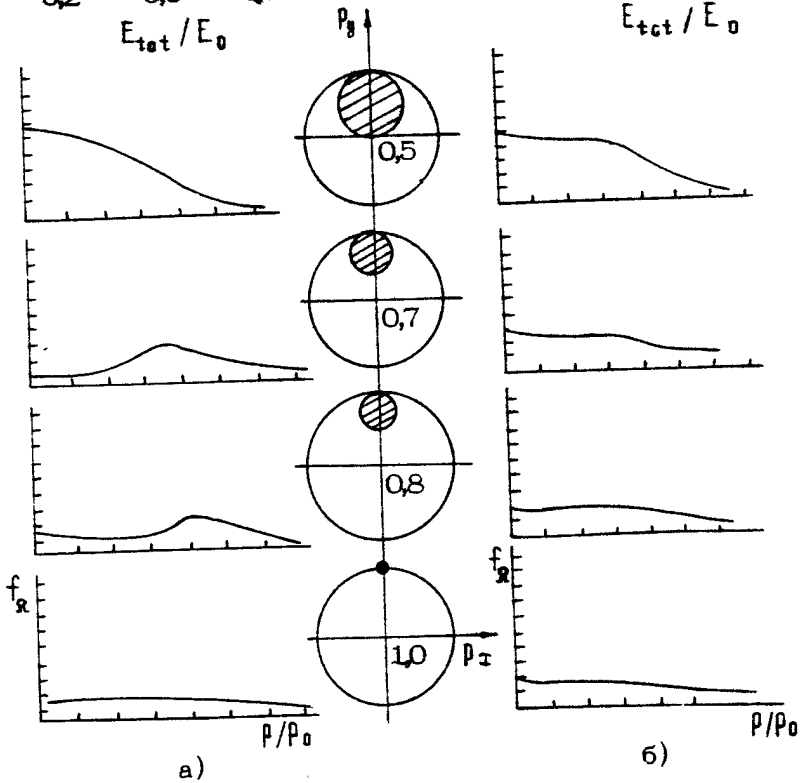
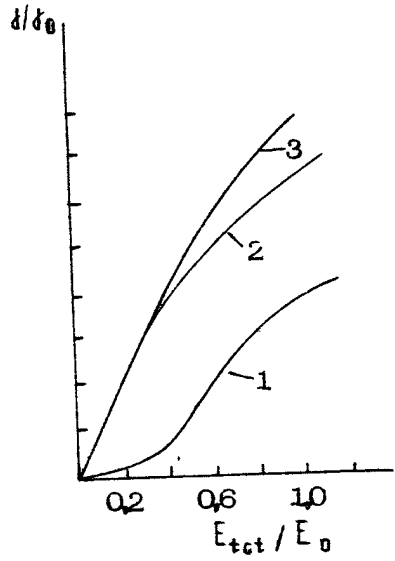
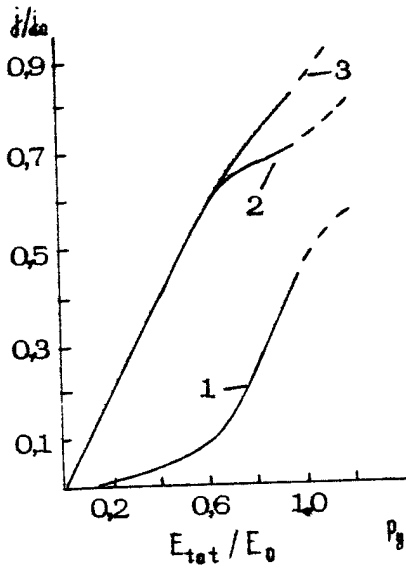
- для n - GaAs : $m^*/m_0 = 0,067$, $\epsilon_0 = 13,13$, $\epsilon_\infty = 11,1$, $\theta_D = 428$ К; при этом $v_0 = 3,88 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$, $E_0 = 6510$ В/см.

В процессе моделирования вычислялись холловский ток j_H (перпендикулярный полному полю \vec{E} в образце), диссипативный ток j_d (параллельный \vec{E}) (см. рис. 4,б), что позволяло находить полный ток $j_{tot} = (j_d^2 + j_H^2)^{1/2}$. Вычислялись также такие средние величины, как энергия, ши-

*) См. также табл. 1 в статье [35].

n-GaAs

n-InSb



рина источника и т.п. Рассчитывались функции распределения электронов $f(\epsilon)$, представляющие собой вероятность заполнения состояния с данной энергией, а также некоторые разрезы $f(\bar{p})$.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) — зависимости токов j_H , j_d и j_{tot} от полного поля в образце E_{tot} при магнитных полях, где $\omega_H \approx \nu_0$, а также функции распределения f_{Ω} для некоторых наиболее характерных значений полей E для $n\text{-GaAs}$ и $n\text{-InSb}$ приведены на рис.5 (подробнее см. [12]). Здесь же схематически изображены соответствующие полям E и H положения центра вращения $\xi = p_c/p_0$ и размеры веретенообразных областей. Из рис.5,а видно, что в $n\text{-GaAs}$ инверсия по энергии сокращается при $N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и даже (как показали расчеты, результаты которых здесь не приведены) при $N_I = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, в сильных E - и H -полях в существующих образцах $n\text{-GaAs}$ инверсия возможна [11,12]. В $n\text{-InSb}$ при $T = 4,2 \text{ К}$ и $\omega_H/\nu_0 = 1$ ($H = 640 \text{ кЭ}$) инверсия по энергии при $\xi \approx 0,7$ может существовать только в сверхчистом образце с концентрацией ионизованных примесей $N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (см. [32]), что соответствует подвижности $\mu_{\text{eff}} > 1,2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. В доступных в настоящее время образцах $n\text{-InSb}$ с $N_I = (2+3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ инверсия по энергии вряд ли возможна (рис.5,б). Тем не менее заселение области K дает заметные эффекты в ВАХ.

Одним из таких эффектов является отрицательное магнитосопротивление (ОМС) — ток j_{tot} в магнитном поле H при фиксированном диссипативном (приложенном) электрическом поле E_d превышает значение j_{tot} при $H = 0$ (рис.6). ОМС здесь связано с накоплением достаточно боль-

Р и с. 5. Зависимость диссипативного j_d (кривые 1), холловского j_H (кривые 2) и полного j_{tot} (кривые 3) токов от полного поля E_{tot} ; функции распределения по энергии: а — $T = 77 \text{ К}$; $H = 14,8 \text{ кЭ}$; $N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $E_0 = 6510 \text{ В/см}$; б — $T = 4,2 \text{ К}$; $H = 640 \text{ Э}$; $N_I = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $E_0 = 503 \text{ В/см}$. Пунктиром на ВАХ обозначена область полей, где важен межлощинный перенос. На вставке показаны положения ξ , соответствующие приведенным функциям распределения

шого числа носителей в области K (см., например, [100]). Возникновение значительной величины ОМС в соответствующем диапазоне полей следует, по-видимому, считать проявлением инверсии населенностей в ВАХ. Заметим, что при $N_T = 0$ в слабых магнитных полях ($\omega_H/\nu_0 \sim 0,25$) в $n\text{-GaAs}$ ОМС приводит к падению полного тока j_{tot} , что создает условия для возникновения отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) [34]. Однако в магнитных полях, соответствующих отношению $\omega_H/\nu_0 = 1$, ни в $n\text{-GaAs}$, ни в $n\text{-InSb}$ наличие инверсии в распределении горячих носителей не приводит к ОДП даже при $N_T = 0$. Это связано с полярным характером рассеяния, так как при таком рассеянии центр источника горячих носителей, появляющихся после испускания оптического фонона, смещен относительно $\vec{p} = 0$ из-за преобладания рассеяния на малые углы [115]. При полярном рассеянии смещение источника пропорционально $\rho_0 (E/E_0)^{2/3}$ и, следовательно, растет с полем. Смещение источника в электрических и магнитных полях, при которых $\omega_H/\nu_0 \approx 1$ и $\xi \geq 1$, приводит к тому, что холловский ток не имеет максимума (см. рис.5), а исчезновение области накопления K не приводит к падению j_H *).

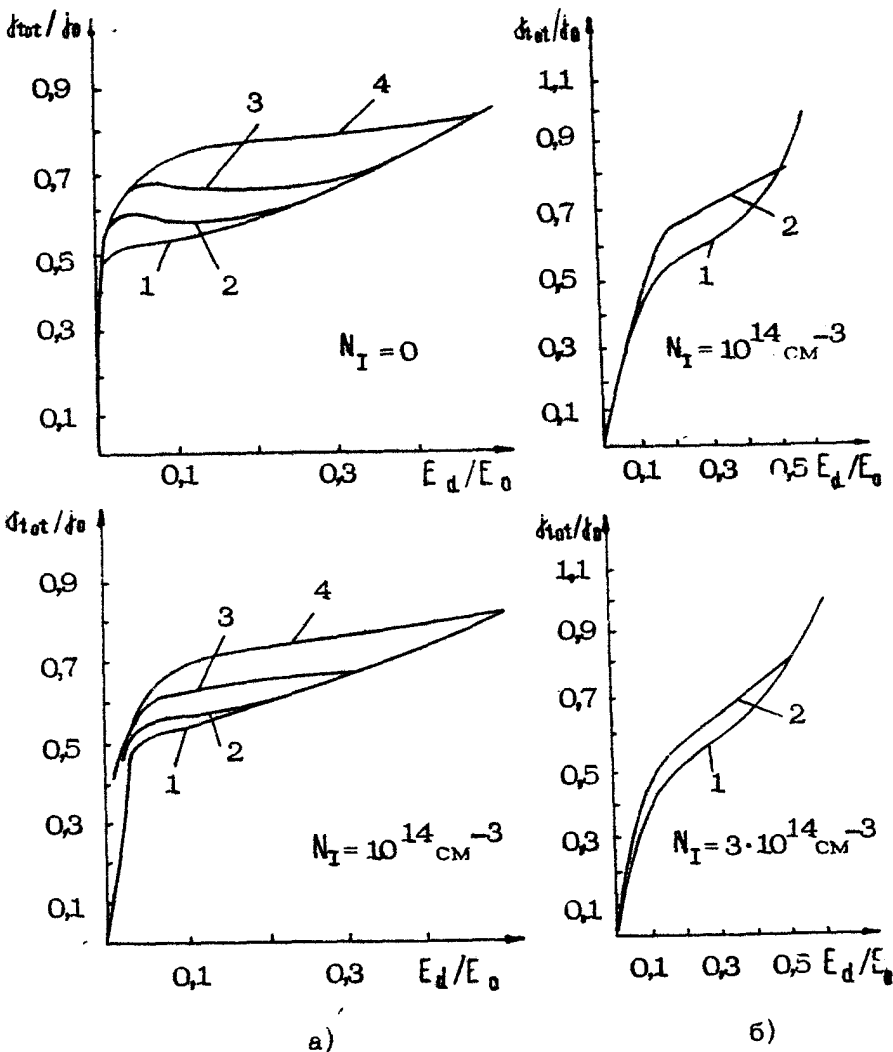
Таким образом, приведенные результаты показывают, что основными факторами, определяющими распределение горячих носителей и ВАХ в полярных полупроводниках при стриминге в магнитном поле, являются заселение носителями области накопления K , изменение геометрии траекторий с изменением ξ , преобладание рассеяния на оптических фононах на малые углы и смещение источника.

1.3. Экспериментальное исследование гальваномагнитных эффектов и ВАХ при стриминге в магнитном поле в $n\text{-InSb}$ и $n\text{-GaAs}$

Методика эксперимента. Описанные в п. 1.1 и 1.2 эффекты горячих носителей в ВАХ можно довольно просто наблюдать экспериментально из исследования статических хол-

*) В более слабых магнитных полях ($\omega_H/\nu_0 \sim 0,25$) смещение источника мало по сравнению со случаем $\omega_H/\nu_0 \sim 1$, так что холловский ток проходит через максимум и спадает (см. [12]).

ловских характеристик образцов в сильных $E \perp H$ полях. Для этого нужно вычисленные методом Монте-Карло холловский и диссипативный токи сопоставить с аналогичными



Р и с. 6. Зависимость полного тока j_{tot} от диссипативного (приложенного) поля E_d : а - $n\text{-BiAs}$; $T = 77\text{ K}$; H (кЭ): 1 - 0; 2 - 3,7; 3 - 7,4; 4 - 14,8; б - $n\text{-InSb}$; $T = 4,2\text{ K}$; H (Э): 1 - 0; 2 - 640

величинами, измеренными, например, в холловской геометрии (см. рис.4,б). В экспериментах, проводимых в холловской геометрии при заданном магнитном поле $\vec{H} = \vec{H}(0, H, 0)$, измеряется полный ток, текущий через образец $\vec{j}_{tot} = \vec{j}_{tot}(0, 0, j_{tot})$, диссипативное (приложенное) электрическое поле $\vec{E}_d = \vec{E}_d(0, 0, E_d)$ и холловское поле $\vec{E}_H = \vec{E}_H(0, 0, E_H)$. Для сравнения с теорией нужно выразить E_{tot} , j_d и j_H через экспериментально измеряемые величины. Это легко сделать из простых геометрических соображений (см. вставку на рис.4,б), в результате чего получим

$$E_{tot} = (E_H^2 + E_d^2)^{1/2}, \quad j_d = j_{tot} / (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha)^{1/2};$$

$$j_H = j_{tot} \operatorname{tg} \alpha / (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha)^{1/2}, \quad \operatorname{tg} \alpha = E_H / E_d. \quad (10)$$

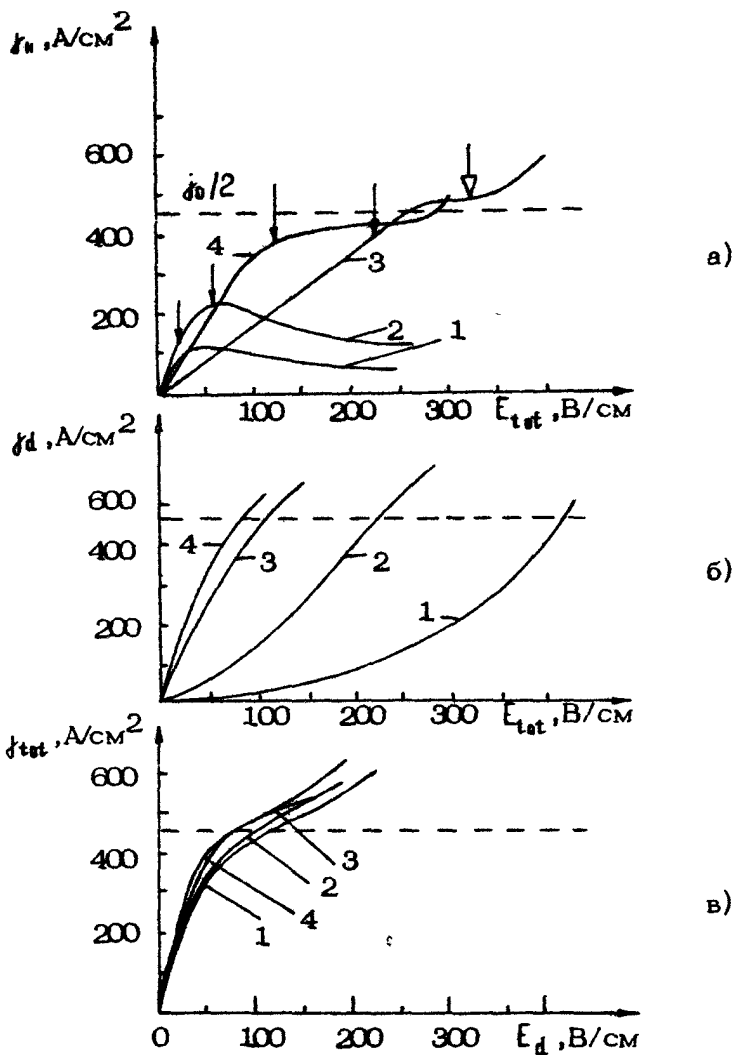
Измеренные таким образом зависимости $j_d(E_{tot})$ и $j_H(E_{tot})$ позволяют определить компоненты тензора статической дифференциальной проводимости $\hat{\sigma}_{\alpha, \beta}$ [100], получить полную информацию о системе горячих носителей, в частности проверить выполнение критерия неустойчивости и ОДП [148, 34] *).

Для исключения разогрева образца измерения проводились в импульсном режиме ($\tau_{имп} = 1 - 10$ мкс) с большой скважностью ($f_{плет} \sim 40$ Гц). Измерялись потенциалы на боковых отводах и на безындукционном эталонном сопротивлении, включенном последовательно с образцом; точность измерений потенциалов порядка 1%. Для исключения инжекции с токовых контактов и обеспечения однородности электрического поля выбиралась определенная форма и размеры образца. Образцы наклеивались специальной смолой на сапфировый диск, что обеспечивало многократное охлаждение образца до гелиевых температур и улучшало теплоотвод. Результаты измерений обрабатывались и контролировались на ЭВМ в режиме реального времени. Более подробное описание методики и техники эксперимента можно найти в работах [32, 101].

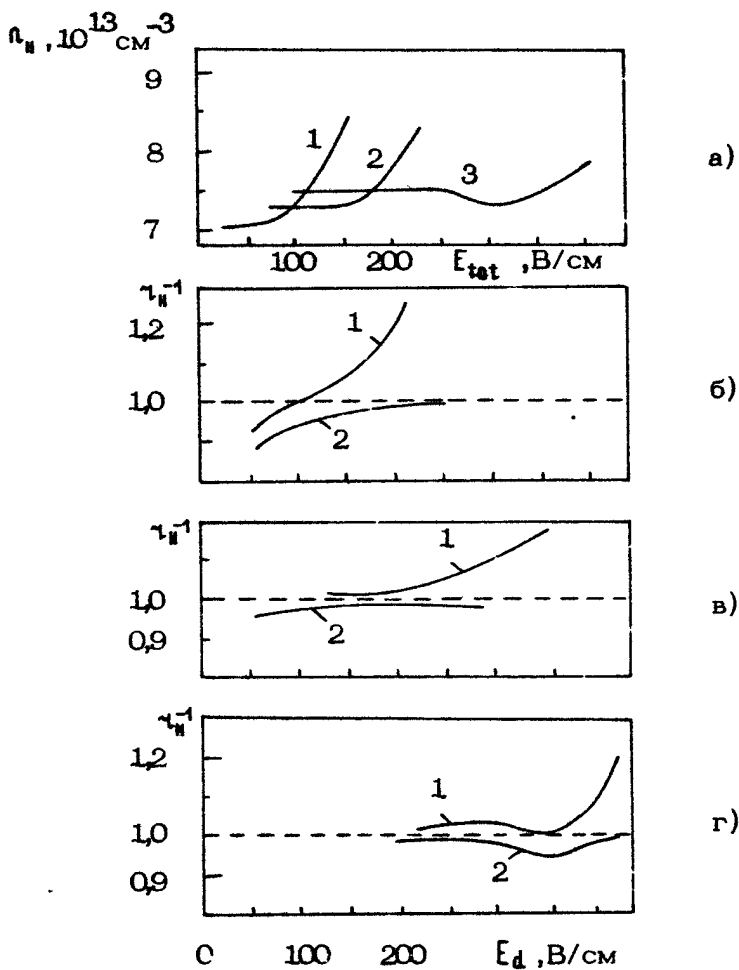
*) Отметим, что исследования ВАХ при закороченном холловском поле также позволяют получить определенную информацию о возникновении стриминга горячих носителей (см., например, [69, 66, 63]), однако здесь можно измерить лишь зависимость $j_d(E_{tot})$ (см., однако, [137]).

Антимонид индия. Измерение гальваномагнитных характеристик в скрещенных \vec{E} - и \vec{H} -полях было выполнено на чистом образце $n\text{-InSb}$ с параметрами $n_{77} = 7,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\mu_{77} = 8,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $N_I = N_d + N_a = (2 + 3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Эксперименты проводились при двух температурах решетки $T = 77 \text{ К}$ и $T = 4,2 \text{ К}$. Полученные в результате измерений зависимости $j_H = f(E_{tot})$, $j_d = f(E_{tot})$ и холловской концентрации $n_H^{эксп} = f(E_{tot})$ при различных магнитных полях H и $T = 4,2 \text{ К}$ приведены на рис.7,8. За недостатком места не приводим аналогичные графики при $T = 77 \text{ К}$, которые качественно напоминают предыдущие, однако из-за более сильного рассеяния в пассивной области они менее выразительны. На рис.7,а черными стрелками показаны значения электрических полей $E_{tot} = E_B$, выше которых реализуется стриминговое движение электронов. Величина поля E_B оценивалась из условия $\langle \tau_{imp} \rangle = \tau_E$, где $\langle \tau_{imp} \rangle$ - среднее время между столкновениями с ионизованными примесями в пассивной области, взятое на квазиомическом участке $[35,32,54]$, а τ_E - время пролета электроном пассивной области от $\epsilon = 0$ до $\epsilon = \hbar\omega_0$. В магнитном поле $[136]$ $\tau_E = (1/\omega_H) \cdot \cos^{-1}[1 - 0,5(\rho_c/\rho_0)^2]$ из-за искривления траекторий. Как видно из рис.7, наиболее характерным при стриминге в магнитном поле является поведение холловского тока в слабых магнитных полях $H = 50 \text{ Э}$ ($\beta = \omega_H/\nu_0 = 0,078$) и $H = 100 \text{ Э}$ ($\beta = 0,156$), когда j_H проходит через максимум и наблюдается его заметное падение. В сильных же магнитных полях $H = 320 \text{ Э}$ ($\beta = 0,5$) и $H = 640 \text{ Э}$ ($\beta = 1$) в области электрических полей $E_{tot} > E_B$ ток j_H испытывает насыщение и даже некоторый рост с полем E_{tot} . Это обстоятельство, как уже указывалось выше, связано с полярным характером рассеяния электронов в $n\text{-InSb}$. По этой же причине j_H растет с полем, и исчезновение области K не приводит к его падению. Как видно из экспериментальных кривых рис.7, лишь для случая $\beta = 1$ ток j_H заходит за $j_0/2$ при $\rho_c/\rho_0 \approx 0,6$ (белая стрелка на рис.7,а)*). Такое поведение j_H , как указывалось в п. 1.1, подозрительно с точки зрения возможности появления инвертированных распределений. Однако в $n\text{-InSb}$ из-за

*) Заметим, что при $T = 77 \text{ К}$ даже при $\beta = 1$ холловский ток не заходит за $j_0/2$.



Р и с. 7. Экспериментальные зависимости холловского j_h (а), диссипативного j_d (б) токов от полного поля E_{tot} ; полного тока j_{tot} (в) от диссипативного (приложенного) поля E_d в $n\text{-InSb}$: а, б - H (э): 1 - 50, 2 - 100, 3 - 320, 4 - 640; в - H (э): 1 - 0, 2 - 100, 3 - 320, 4 - 640



Р и с. 8. Зависимость холловской концентрации n_H в образце $n\text{-InSb}$ от полного поля E_{tot} : а - H (Э): 1 - 100, 2 - 320, 3 - 640. Сопоставление экспериментально измеренного фактора рассеяния τ_H (кривые 1) и вычисленного методом Монте-Карло (кривые 2): H (Э): б - 100, в - 320, г - 640

полярности рассеяния на оптических фонах и близости межзонного пробоя ($E_{пв} \approx 200$ В/см при $H = 0$) падения j_M после превышения им значения $j_0/2$ не происходит, и поэтому трудно судить, является ли превышение j_M значения $j_0/2$ следствием полярности или заселенности электронами веретенообразной области. И по-видимому, единственный путь здесь для диагностики инверсии — это непосредственное количественное сравнение экспериментальных кривых с расчетами методом Монте-Карло, где вычисляются как функции распределения, так и ВАХ.

Однако такое сравнение в $n\text{-InSb}$ связано с определенными трудностями. Действительно, как следует из рис.8,а, в $n\text{-InSb}$ наблюдалось увеличение холловской концентрации $n_n^{\text{эксп}}$ электронов относительно равновесной n_0 в предпробойных электрических полях примерно в пределах 5–15%, в то время как в расчетах методом Монте-Карло концентрация электронов, естественно, постоянна. Такое увеличение концентрации $n_n^{\text{эксп}}$ наблюдалось и в экспериментах по исследованию ударной ионизации в $n\text{-InSb}$, проведенных в работах [27,59,29], при условиях, близких к нашим. Как следует из уравнения баланса, для неравновесных электронов $n_n^{\text{эксп}}$ [32]

$$n_n^{\text{эксп}} = \tau_p (\delta/\tau_g) n_0, \quad (11)$$

где τ_p — время жизни неравновесных носителей, δ — доля убегающих электронов до энергии E_{gap} (E_{gap} — ширина запрещенной зоны), τ_g — время убегания электронов до E_{gap} . В работах [27,29] экспериментально измерялась величина $g = \delta/\tau_g$ — скорость генерации пар носителей (generation rate), которая в полях $E \lesssim 100$ В/см составляла $g \sim (1,05+1,2) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. При этом, как следует из выражения (11), при $\tau_p = 10^{-6} \text{ с}$ [149,104] $n_n^{\text{эксп}}/n_0$ составляет около 5–20%. Исключить эффекты предпробойного увеличения концентрации электронов в $n\text{-InSb}$ можно, сравнивая Холл-фактор ($r_H = n_{\text{цст}}/n_n$), рассчитанный методом Монте-Карло ($r_H^{\text{М-К}}$), с измеренным экспериментально ($n_{\text{цст}}$ — концентрация электронов при $E_{\text{тст}} \rightarrow 0$ и при $\mu_{77} \text{ Н/с} \gg 1$).

Плотность тока, которая измерялась в эксперименте, можно записать так:

$$\vec{j}_{\text{эксп}} = eQ \vec{u}_d (n + n_1(E)), \quad (12)$$

где $n_1(E)$ - неравновесная (дополнительная) концентрация электронов, возникшая за счет генерации пар электрон-дырка в электрическом поле. Тогда $n + n_1(E) = \tau_n^{M-K} / \tau_n^{эксп}$, и формула для пересчета будет иметь вид

$$\vec{j}_{\text{пересч}} / j_0 = (\vec{v}_d / \vec{v}_n) (\tau_n^{M-K} / \tau_n^{эксп}) \quad (13)$$

Значения рассчитанных величин $\tau_n^{M-K} = (v_c / v_n) / [1 + (v_d / v_n)^2]$ (где $v_c = eE / \hbar$ - дрейфовая скорость, v_n и v_d - рассчитанная холловская и диссипативная скорости соответственно) и экспериментально измеренных $\tau_n^{эксп}(E)$ приведены на рис. 8, б-г для различных значений магнитных полей \vec{H} .

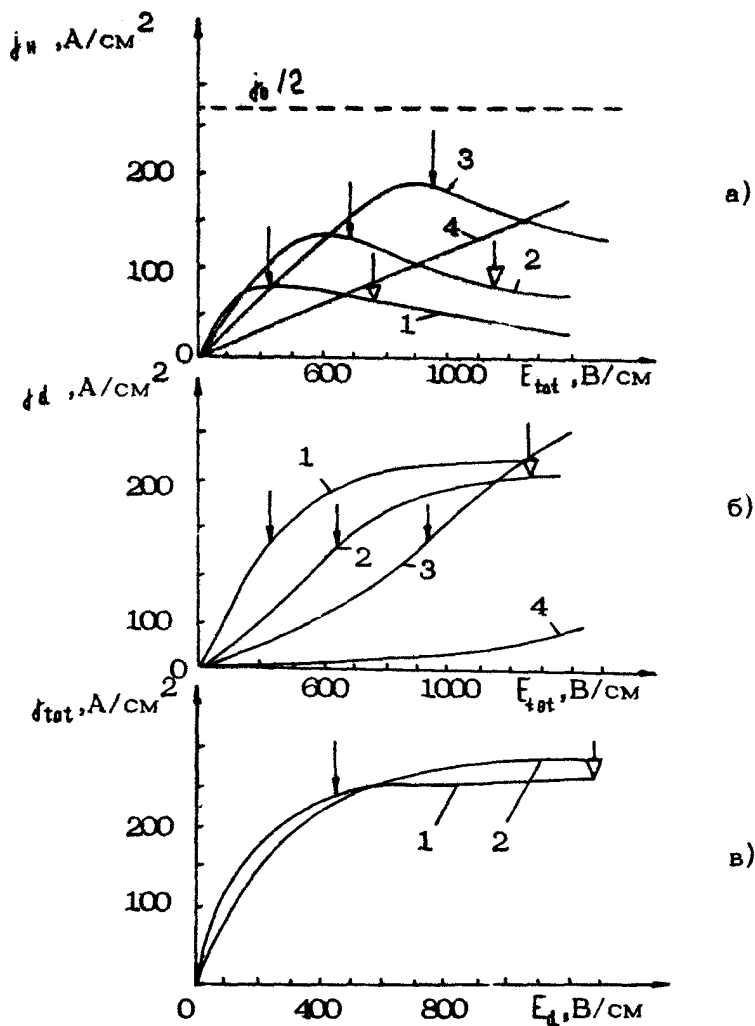
Проведенное таким образом сравнение ВАХ при $\beta = 1$ и $T = 4,2$ К показало хорошее количественное совпадение измеренных экспериментально и рассчитанных методом Монте-Карло характеристик. В результате можно сделать вывод о том, что даже в очень чистых кристаллах $n\text{-InSb}$ ($N_I \sim (2+3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), существующих в настоящее время, инверсия по энергии отсутствует. На это же указывает и зависимость $j_{\text{от}} = f(E_d)$ (рис. 7, в), построенная по экспериментальным данным с учетом (13). Несмотря на то что в $n\text{-InSb}$ (см. рис. 7, в) имеется отрицательное магнитосопротивление (особенно оно выражено при $\beta = 1$), что свидетельствует о заполнении частицами области накопления K , его величина недостаточна для возникновения инверсии (ср. с рис. 6, б).

Арсенид галлия. Экспериментальное исследование гальваномагнитных характеристик и ВАХ в арсениде галлия проводилось на эпитаксиальных пленках $n\text{-GaAs}$, выращенных методами как газовой, так и жидкостной эпитаксии. Приведем зависимости гальваномагнитных характеристик (холловского, диссипативного токов) от полного поля для одного из образцов $n\text{-GaAs}$ (П-208-3) с параметрами $n_{77} = 7,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\mu_d^{77} = 1,4 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. При проведении исследований на эпитаксиальных пленках $n\text{-GaAs}$ по изложенной выше методике, в отличие от $n\text{-InSb}$, в эксперименте пришлось столкнуться с двумя существенными трудностями. Во-первых, в ряде исследованных образцов из эпитаксиальных пленок $n\text{-GaAs}$ наблюдались низкочастотные токовые неустойчивости уже при сравнительно слабых электрических полях $E \gtrsim 200 \text{ В/см}$, что, по-видимому,

связано с возникновением доменов. Эти неустойчивости искажали плоскую вершину импульса, поэтому проводить количественные измерения в стационарном режиме в этих условиях не представлялось возможным. Во-вторых, даже если брать образцы, в которых неустойчивости не развивались, то невозможно было продвинуться при измерениях в область полей $E > 1,5$ кВ/см. Дело в том, что при $E > 1,5$ кВ/см наблюдался своеобразный "пробой" по поверхности длинных образцов и на поверхности пленок прожигались проводящие каналы глубиной до 5–10 мк. Такой пробой, по-видимому, является существенным препятствием при исследованиях ВАХ по изложенной выше методике в больших планарных образцах из эпитаксиальных пленок $n\text{-GaAs}$ при микросекундных импульсах напряжения.

Измерения j_n и j_d на образце $n\text{-GaAs}$ (П-208-3) удалось провести вплоть до полей $E_{tot} = 1,5$ кВ/см и $\omega_n/\nu_0 = 0,25$, что показано на рис.9,а,б. Холловский ток имеет характерный максимум в области электрических полей, когда при заданном H главная траектория начинает касаться энергии оптического фонона (значения этих полей при $\xi = 0,5$ показаны на рис.9,а,б черными стрелками), а диссипативный ток стремится к $j_0/2$, что свидетельствует о заселении области K электронами. Однако при $\omega_n/\nu_0 \approx 0,25$ общее число носителей в области K меньше, чем в области S , и инверсии в функции распределения не наблюдается. Это видно из того, что j_n не превышает значения $j_0/2$. На линейном участке по полю E_{tot} отношение $j_n/j_d = \omega_n/\nu$. Для исследованного образца $j_n/j_d \approx 2,2$, что меньше, чем требуется для возникновения инверсии ($j_n/j_d \approx 10,8$) (см. рис.5,а). Тем не менее в образце П-208-3 при $\omega_n/\nu_0 = 0,25$ наблюдается довольно значительное ОМС, порядка 4,8% (рис.9,в), которое также связано с заселением электронами области K . Действительно, область электрических полей E_d , где начинается рост тока j_{tot} при $\omega_n/\nu_0 = 0,25$ по сравнению с j_{tot} при $H = 0$ (черная стрелка на рис.9,в) и где ОМС пропадает (белая стрелка на рис.9,в), соответствует значениям $\xi \approx 0,5$, при которых появляется область K , и $\xi \approx 1,0$, при которых она исчезает.

Конечно, для ответа на вопрос о возможности диагностики инвертированных распределений в $n\text{-GaAs}$ из статических измерений необходимо продвинуться в диапазон более



Р и с. 9. Экспериментальные зависимости холловского (а), диссипативного (б) токов от полного поля и полного тока (в) от диссипативного (приложенного) поля в n -GaAs : а, б - H (кЭ): 1 - 1,1; 2 - 2,3; 3 - 3,5; 4 - 10; в - H (кЭ): 1 - 0; 2 - 3,5

сильных электрических полей, когда $\omega_H / \nu_0 \geq 1$, а параметр движения $\xi \approx 0,6 \pm 0,7$. Это, по-видимому, можно сделать уменьшением размеров образцов (для исключения поверхностного "пробоя") и одновременным переходом к наносекундным импульсам, что не позволит развиваться низкочастотным токовым неустойчивостям. Представляют интерес измерения с использованием СВЧ-методики [61]. Так, в экспериментах [61, 70], выполненных на образцах $n\text{-GaAs}$ и $n\text{-InP}$ при $T = 77$ К, с использованием СВЧ-методики удалось достигнуть электрических полей $E \approx 6$ кВ/см и $\omega_H / \nu_0 \sim 1$ и обнаружить ОМС в $n\text{-GaAs}$ и $n\text{-InP}$ при $T = 77$ К [70]. Как показал анализ работы [70], наблюдавшееся там ОМС также связано с заполнением электронами области K , однако оно имело незначительную величину, так как использовались образцы с весьма большой концентрацией ионизованных примесей.

2. ПОЛУПРОВОДНИКИ С ВЫРОЖДЕННЫМИ ПОДЗОНАМИ ЛЕГКИХ И ТЯЖЕЛЫХ ДЫРОК

2.1. Качественное описание перераспределения носителей

Возникновение инвертированных распределений горячих носителей в полупроводниках с вырожденными подзонами тяжелых и легких дырок привлекательно тем, что в таких полупроводниках возможны прямые излучательные переходы между подзонами, инверсная заселенность которых может привести к усилению и генерации дальнего ИК-излучения [6, 100], так как именно в этом диапазоне лежат частоты перехода между подзонами при $\xi < \hbar\omega_0$.

Зонная структура полупроводника с вырожденными подзонами тяжелых и легких дырок схематически изображена на вставке (вверху) рис. 10. Для простоты описания будем считать зоны тяжелых и легких дырок сферическими и параболическими, но с разными эффективными массами m_i^* ($m_2^* < m_1^*$); здесь и дальше индекс i принимает значение 1 для тяжелых и 2 для легких дырок. Траектории свободного движения дырок в $E \perp H$ полях описываются уравнением (3), причем $\vec{p}_i = m_i^* \vec{v}_i$. Основные различия в поведении тяжелых и легких дырок легко понять, рассматривая пространство

скоростей, так как скорость $v_c = cE/H$ не зависит от массы и заряда носителя и положение центра траекторий u_c одинаково для тяжелых и легких дырок [72]. При рассеянии носители совершают как внутризонные, так и межзонные переходы. Хотя частоты столкновений ν_i в подзонах различны, при качественном описании примем, что зависимость $\nu_i(E)$ одинакова для обеих подзон, поскольку определяется в основном переходами в подзону тяжелых дырок из-за большой плотности состояний в ней (см., например, [25]). Отношение плотности состояний в подзонах равно $(m_2^*/m_1^*)^{3/2}$, этой же величине равно и отношение концентраций легких (n_2) и тяжелых (n_1) дырок в равновесии: $n_2/n_1 = (m_2^*/m_1^*)^{3/2}$.

Характерные импульсы $p_{0i} = (2m_i^*\hbar\omega_0)^{1/2}$ (или скорости $u_{0i} = (2\hbar\omega_0/m_i^*)^{1/2}$), разграничивающие пассивную и активную области, а также пролетные частоты $\nu_{Ei} = qE/p_{0i}$ в подзонах тяжелых и легких дырок различаются в $(m_1^*/m_2^*)^{1/2}$ раз ($p_{02} < p_{01}$, $u_{02} > u_{01}$, $\nu_{E1} < \nu_{E2}$). Соответственно различаются и параметры движения $\xi_i = v_c/u_{0i}$. На рис.10 показано изменение областей K_2 и K_1 (вставки А и Б), происходящее с ростом v_c , и изменение относительных объемов \mathcal{Z}_2 и \mathcal{Z}_1 этих областей.

При выполнении условий стриминга (2) для каждой из подзон времена жизни соответственно равны: $\tau_{K_i} = \nu_p^{-1}$; $\tau_{\mathcal{Z}_i} = \nu_{Ei}^{-1}$; $\tau_{A_i} = \nu_0^{-1}$. Большие времена жизни внутренних частиц в подзонах и связанное с этим накопление носителей в областях K_i могут приводить к инверсным функциям распределения и перенаселенности подзоны легких дырок. Например, если \vec{E} - и \vec{H} -поля удовлетворяют условию (см. рис.10)

$$v_{01} < v_c < v_{02}, \quad (14)$$

т.е. $\xi_1 > 1$ и $\xi_2 < 1$, то тогда область K_1 отсутствует, а область K_2 существует. Это означает, что при выполнении условия (14) накопление дырок будет происходить только в легкой подзоне, что и приведет к межподзонной инверсии заселенности и к возрастанию относительной доли легких дырок по сравнению с равновесным значением. Поведение источников носителей $I_{ji}^{sp,t}$ в подзонах тяжелых ($i, j = 1$) и легких ($i, j = 2$) дырок в результате перехода носителя из j -подзоны со спонтанным испусканием оптических фононов (см. [35]) показывает, что в достаточно широком интервале электрических полей область Π

полностью покрыта источником носителей, появляющихся из А-области после испускания оптических фононов. Поэтому, пренебрегая, так же как и в п. 1.1, носителями в активной области, можно сразу написать уравнения баланса (см. сноску на с. 21):

$$\frac{dn_{\tau i}}{dt} = A_i x_{\tau i} - n_{\tau i} / \tau_{\tau i}, \quad (15)$$

причем из-за разности в плотности состояний амплитуда источника $A_i = \Omega m_i^{*3/2}$; постоянная Ω находится из условия нормировки на полную концентрацию носителей

$$n_{tot} = \sum_{\tau, i} n_{\tau i}, \quad (16)$$

где суммирование по τ идет по внутренним ($\tau = K$) и стриминговым ($\tau = S$) носителям (активными носителями пренебрегаем); суммирование по i идет по подзонам тяжелых ($i = 1$) и легких ($i = 2$) дырок. В стационарном случае ($d/dt = 0$) из уравнений (15) и (16) получаем

$$n_{\tau i} = n_{\tau} u m_i^{*3/2} x_{\tau i} \tau_{\tau i}, \quad (17)$$

где

$$u = \left(\sum_{\tau, i} m_i^{*3/2} x_{\tau i} \tau_{\tau i} \right)^{-1}.$$

Считая опять, что в областях K_i функции распределения почти постоянны, и оценивая f_{S_i} как n_{S_i} / V_{S_i} , можно написать выражения для f . Так,

$$f_{\Omega i} = \frac{n_{tot} u (\Omega_{K_i} \tau_{K_i} + \Omega_{S_i} \tau_{S_i})}{(2 \hbar \omega_0)^{3/2} 4 \pi}, \quad (18)$$

где Ω_{K_i} - телесный угол, отсекаемый областями накопления (см. рис.2). Для инверсной заселенности излучательно-го перехода $2 \rightarrow 1$ между подзонами легких и тяжелых дырок и возникновения отрицательного коэффициента поглощения за счет этих переходов нужно, чтобы при одной и той же величине импульса p $f_{\Omega 2} > f_{\Omega 1}$. Наиболее благоприятный случай для возникновения такой инверсии реализуется при значениях $p < p_{02}$ ($\omega < \omega_0 (1 - m_2^* / m_1^*)$), так как область K_1 или лежит вне рассматриваемого интервала,

или отсутствует; таким образом, здесь $f_{\Omega 2} / f_{\Omega 1} \approx \approx \Omega_{K_2} v_2^{-1} / 4 \pi v_{E_1}^{-1}$, причем в случае, когда существует K_1 , отношение $f_{\Omega 2} / f_{\Omega 1}$ при $p \sim p_{02}$ несколько больше из-за увеличения телесного угла. Ω_{K_2} .

2.2. Моделирование инвертированных распределений в p-Ge

При расчетах использовалась модель сферических и параболических подзон (см. рис.10). Для вероятностей рассеяния со спонтанным испусканием оптических фононов ω использовались выражения из работ [109,167]. Вероятности ухода дырки в единицу времени при спонтанном испускании оптического фонона имеют вид

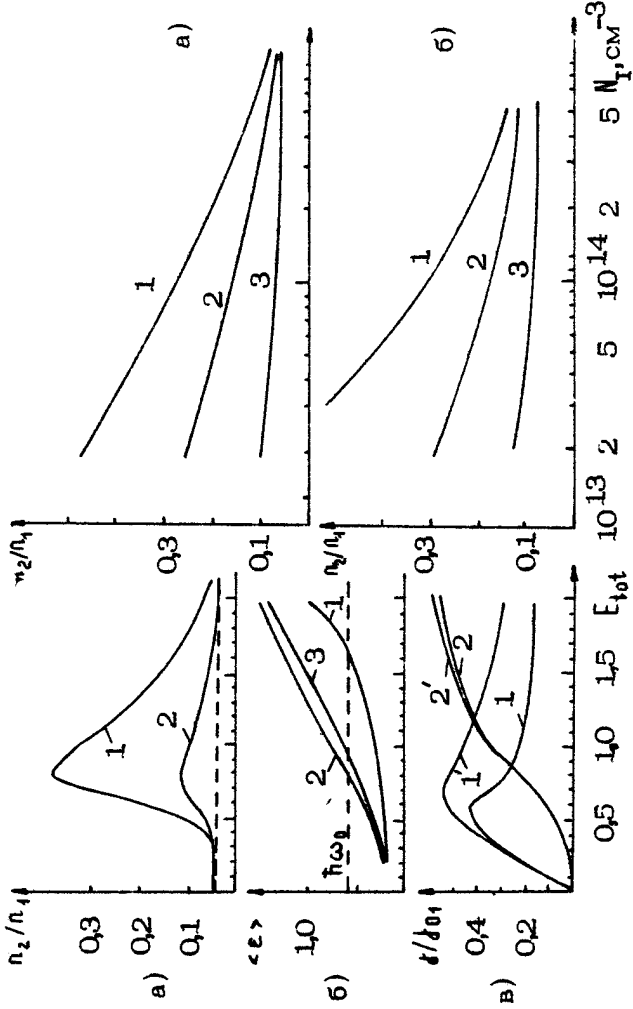
$$v_{ii'}(\epsilon) = \int w_{ii'} d^3 p' = v_{0i'} 2 \sqrt{\epsilon / \hbar \omega_0 - 1},$$

константы $v_{0i'}$ для использованных параметров p -Ge равны $v_{01} = 9,24 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$; $v_{02} = 3,98 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Из-за того что для вероятностей переходов при акустическом рассеянии [77,109] невозможно аналитически получить величины ν , при получении выражений для ν обычно используют аппроксимации равномерного распределения или нулевых колебаний [77]. В настоящей работе наряду с этими приближениями выполнены строгие расчеты непосредственно с использованием полных формул для w [139], что позволило выяснить границы применимости указанных приближений. Примесное рассеяние описывалось вероятностями переходов, которые имели следующий вид:

$$w_{ii'}(\vec{p}, \vec{p}') d^3 p' = \frac{4q^4 N_I}{\epsilon_0^2 (\vec{p} - \vec{p}'^2 + p_I^2)} G(\theta) \delta\left(\frac{\vec{p}'^2}{2m_i^*} - \frac{\vec{p}^2}{2m_{i'}^*}\right) d^3 p', \quad (19)$$

где $G(\theta) = \frac{1}{4}(1 + 3\cos^2 \theta)$ при $i=i'$ и $G(\theta) = \frac{3}{4}(1 - \cos^2 \theta)$ при $i \neq i'$; θ - угол между \vec{p} и \vec{p}' ; $p_I = 2\hbar N_I^{1/3}$. При моделировании использовались следующие значения параметров p -Ge: $m_2^* = 0,043 m_0$; $m_1^* = 0,35 m_0$; $\hbar \omega_0 / k = 430 \text{ K}$. Наряду с функциями распределения в процессе моделирования вычислялся ряд средних величин для каждой подзоны, а также сечение поглощения, обусловленного переходами $2 \rightarrow 1$, и спектральная плотность мощности спонтанного излучения при межзонных переходах $2 \rightarrow 1$.

Рассмотрим сначала несколько характерных зависимостей отношения n_2/n_1 (рис.11,12), так как оно является одним из основных и наиболее информативных параметров, характеризующих инверсию между легкой и тяжелой подзо-



Р и с. 11. Зависимость от полного электрического поля E_{tot} : а - относительной концентрации n_2/n_1 в p - be ; $T = 4 K$, $H = 18,4$ кЭ, $N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 1 - 10, 2 - 10^{15} (пунктир соответствует равновесной концентрации $n_2/n_1 = (m_2^*/m_1^*)^{3/2}$); б - средней энергии горячих носителей, $T = 4 K$, $N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $H = 14,8$ кЭ (1 - $\langle \epsilon_2 \rangle$, 2 - $\langle \epsilon_1 \rangle$); в - холлового d_n (кривые 1, 1') и диссипативного d_d (кривые 2, 2') токов; 1, 2 - d_n и d_d в зоне

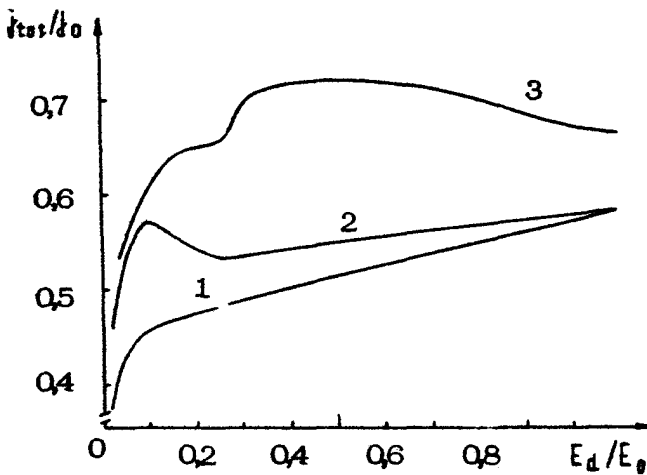
тяжелых дырок; 1', 2' - d_n и d_d с учетом как тяжелых, так и легких дырок ($T = 4 K$, $N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $H = 18,4$ кЭ)

нами. В диапазоне полей $0,4 \leq E/E_{01} \leq 0,8$ наблюдается резкое возрастание n_2/n_1 с ростом поля E , которое обусловлено уменьшением объема области K_1 с ростом ξ_1 (см. рис.11,а). При дальнейшем увеличении поля E отношение n_2/n_1 начинает уменьшаться из-за падения объема V_{K_2} . Рост рассеяния в области Π уменьшает максимальное значение n_2/n_1 . Рассчитанные для нескольких температур решетки зависимости n_2/n_1 от концентрации примесей N_I приведены на рис.12. Основной интерес для экспериментальных исследований инверсии представляет расчет n_2/n_1 при температурах решетки $T \sim 20$ К, так как из-за низкой теплоемкости решетки при $T = 4$ К даже в импульсном режиме происходит нагрев образца в течение импульса. Проведение точных расчетов при таких температурах оказалось возможным благодаря применению метода, описанного в работе [139] для моделирования акустического рассеяния.

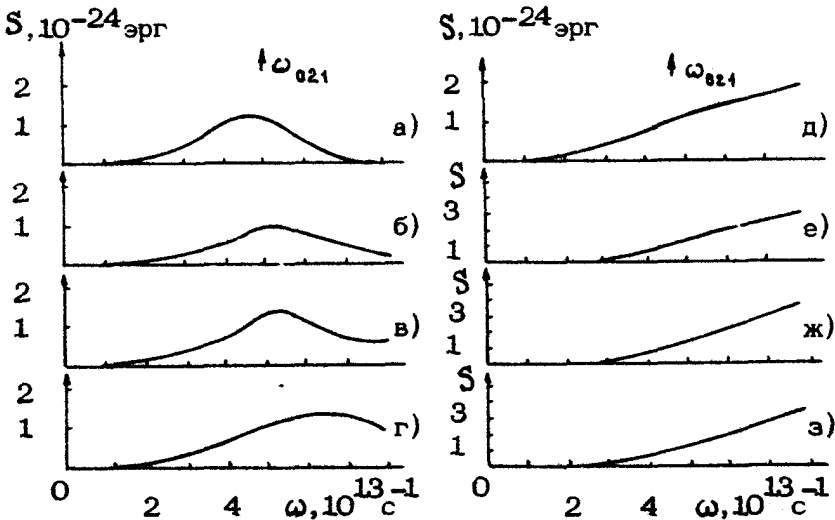
На рис.11,б представлена зависимость средней энергии носителей от электрического поля. Здесь ϵ_1, ϵ_2 - средние энергии тяжелых и легких дырок, $\epsilon = (n_1\epsilon_1 + n_2\epsilon_2)/(n_1 + n_2)$. Влияние накопления легких и тяжелых дырок и возникновения инверсии на гальваномангнитные характеристики показано на рис.11,в, где изображены холловский и диссипативный токи. Обратим внимание на характерное отношение холловских токов, созданных только тяжелыми дырками и холловским током $j_H = j_{H1} + j_{H2}$. Последнее обстоятельство свидетельствует о том, что большой вклад в холловский ток в диапазоне полей E , где $\xi_{01} < \xi < \xi_{02}$, обусловлен легкими дырками, накопившимися в области K . Это приводит к более плавному поведению j_H с ростом поля и такое поведение тока j_H можно использовать для обнаружения заселения области K_2 дырками [100,33] (см. ниже п.2.3)

Возникновение эффекта ОМС в условиях инверсной заселенности области K_2 показано на рис.13. При температурах, когда справедливо $\chi\rho$ -приближение, эффект имеет значительную величину. Вклад легких дырок в полный ток обуславливает дополнительное увеличение тока в магнитном поле при заданном приложенном электрическом поле E_d .

Перейдем к описанию результатов моделирования функций распределения, проводимости и спектральной плотности мощности спонтанного излучения. Поскольку излучательные переходы между 2 и 1 подзонами происходят с сохране-



Р и с. 13. Зависимость полного тока j_{tot} от диссипативного (приложенного) поля E_d в p - n е ($T = 4\text{ К}$, $N_I = 0$); H (кЭ): 1 - 0; 2 - 18,4 (учтены только тяжелые дырки); 3 - 18,4 (учтены как тяжелые, так и легкие дырки)



Р и с. 14. Спектральная плотность мощности спонтанного излучения из p - n е ($H = 0$, $T = 20\text{ К}$, $N_I = 10^{14}\text{ см}^{-3}$); E (В/см): а - 89, б - 178, в - 267, г - 356, д - 890, е - 1780, ж - 2670, з - 3560

нием импульса, то наибольший интерес для инверсной заселенности переходов $2 \leftrightarrow 1$ представляют функции распределения f_{Ω} тяжелых и легких дырок, усредненные по телесному углу Ω ; при этом инверсия перехода возникает, когда $f_{\Omega 2}(\rho) > f_{\Omega 1}(\rho)$. Частоту ω , на которой совершаются переходы, можно найти из закона сохранения энергии при излучении кванта $\hbar\omega$: $\omega = (\rho^2/2\hbar)(m_2^{*-1} - m_1^{*-1})$. Вычисление сечения поглощения $\sigma(\omega)$ (в расчете на одну дырку) производилось по следующей формуле:

$$\sigma(\omega) = s_{1,2} \rho [f_1(\rho) - f_2(\rho)], \quad (20)$$

где

$$s_{1,2} = 4\pi^3 q^2 \hbar U / c \sqrt{\epsilon_0} \left(\frac{m_0^*}{m_1^*} - \frac{m_0^*}{m_2^*} \right)^2.$$

Величина параметра U ($U = 8A_{12}^2$, где $A_{12} = (1/\sqrt{8})(\frac{m_0}{m_2} - \frac{m_0}{m_1})$) равна (см., например, [93]): $U_{\text{ГЕР}} = 440$, $U_{\text{ЗКСМ}} = 215$. В расчетах использован матричный элемент перехода, вычисленный по формулам Кейна [129] для направления [011], что соответствует величине $U = 150$, близкой к минимальному значению.

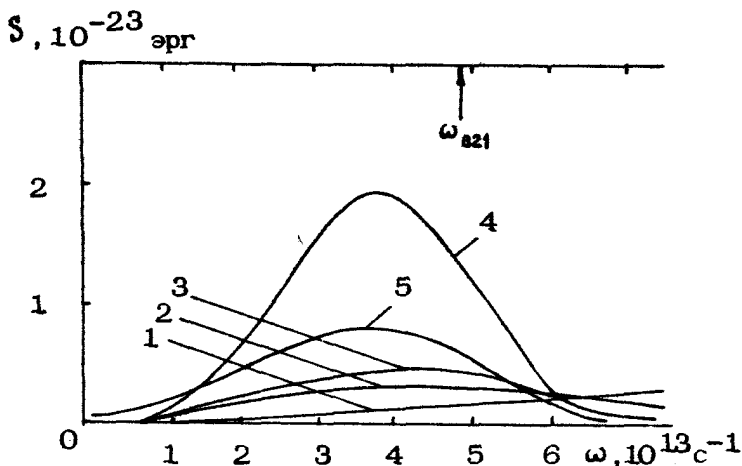
При расчете спектральной плотности мощности спонтанного излучения, обусловленного $2 \leftrightarrow 1$ переходами, были использованы соотношения Эйнштейна для спонтанных и индуцированных переходов [80]. Соответствующая формула для коэффициента излучения $S(\omega)$ в расчете на одну дырку имеет вид

$$S(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^2} s_{1,2} \rho f_2 \quad (21)$$

На рис.14 приведена зависимость $S(\omega)$ в нулевом магнитном поле для нескольких значений поля E ; видно, что из-за увеличения глубины проникновения легких дырок в активную область с ростом E сильно увеличивается $S(\omega)$ на частотах ω , больших ω_{021} .

В магнитном поле H возгорание значительно увеличивается за счет накопления носителей в области K_2 (рис.15). Экспериментальное исследование этого возгорания в ρ - μ е проведено в работах [64, 132, 50]. Сравнивая величину возгорания с результатами расчетов методом Монте-Карло, можно оценить отношение n_2/n_1 в магнитном поле, а также

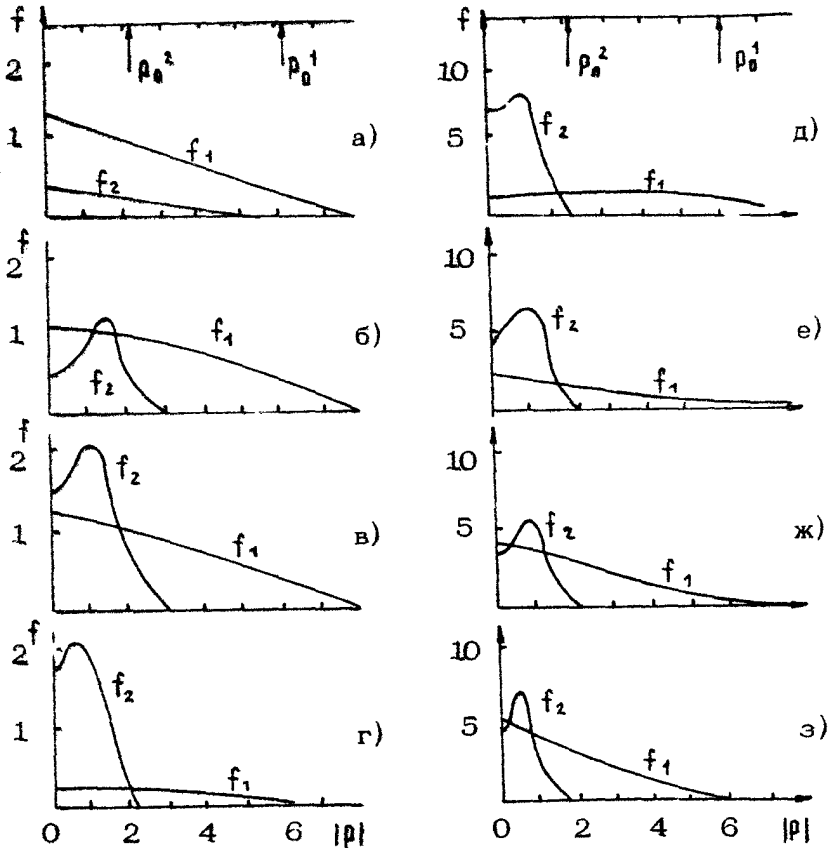
величину инверсии f_2/f_1 . Отметим, что величина возгорания $\gamma(\omega) = \frac{S_{H=N_2}(\omega)}{S_{H=0}(\omega)}$ является функцией частоты и зависит от спектрального диапазона приемника. Например, в рассматриваемом случае $\gamma = 18$ для $\lambda = 100$ мкм и $\gamma = 10$ для $\lambda = 50$ мкм. При этом в магнитном поле $H = 9,2$ кЭ, $n_2/n_1 = 0,15$ и отношение $f_2/f_1 = 10$ в районе максимума.



Р и с. 15. Спектральная плотность мощности спонтанного излучения из p -уровня ($E = 1780$ В/см, $T = 20$ К, $N_I = 10^{14}$ см $^{-3}$);
 H (кЭ): 1 - 0; 2 - 4,6; 3 - 5,52; 4 - 28,5; 5 - 36,8

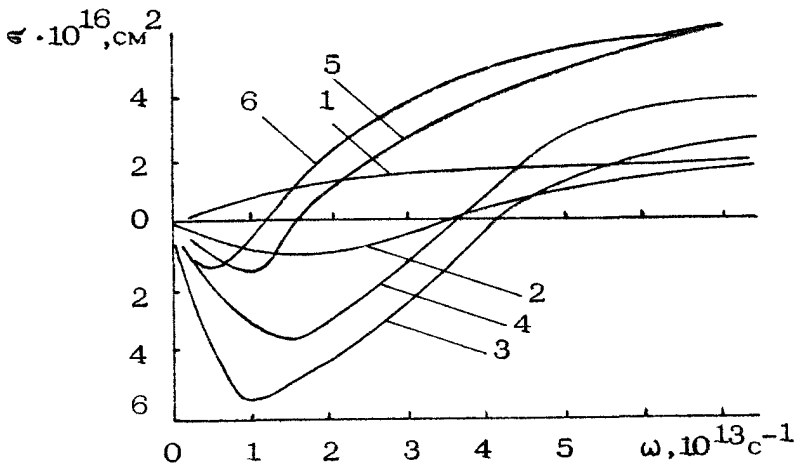
Соответствующая эволюция функции распределения легких и тяжелых дырок с ростом магнитного поля представлена на рис.16. Функция распределения f_2 начинает превышать f_1 , когда появляется область K_2 . Однако, когда $\xi_1 = 2$, $\xi_2 = 0,693$, это превышение незначительно и имеет место там, где телесный угол $\Omega_{K_2}(\rho)$ не слишком мал. При $\xi_1 = 1$ ($\xi_2 = 0,346$) область K_1 еще не возникла, а телесный угол $\Omega_{K_2} = 4\pi$ вплоть до импульсов $\rho \approx 0,3\rho_{02}$, поэтому здесь $f_2 > f_1$, начиная с нулевых значений ρ . С появлением K_1 функция распределения f_2 не сразу становится меньше f_1 (рис.16, ж, з); она все еще превышает f_1 , так как при не слишком больших H $\Omega_{K_1} < 4\pi$. Заметим, что на рис.16 f_2 инвер-

тирована по энергии при $\xi_2 > 0,5$, из-за того, что при малых ρ $\Omega_{k2} = 0$, а при $\xi_2 \ll 1$ - из-за сильного межподзонного примесного рассеяния при малых энергиях. Незначительной величины инверсия по энергии наблюдается и у функции f_1 при $\xi_1 = 0,625$, так как $\Omega_{k1} = 0$ при малых ρ .



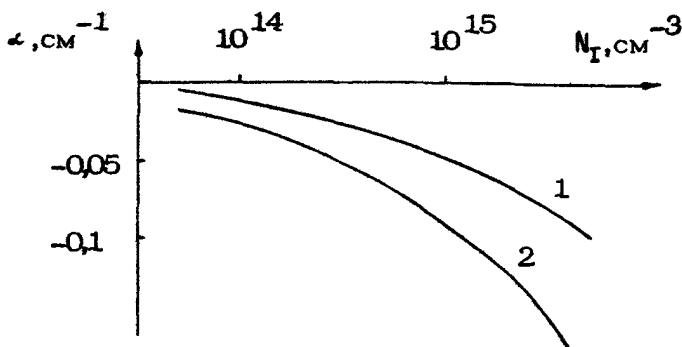
Р и с. 16. Эволюция функций распределения легких f_2 и тяжелых f_1 дырок по энергии ($E = 1780$ В/см, $T = 20$ К; $N_I = 10^{14}$ см $^{-3}$);
 N (кЭ): а - 0; б - 4,6; в - 5,5; г - 9,2;
 д - 14,7; е - 18,4; ж - 28,5; з - 36,8

Сечение поглощения на межзонных переходах становится отрицательным за счет накопления легких дырок в K_2 , причем по величине оно даже больше, чем положительное поглощение в нулевом магнитном поле (кривая 1 на рис.17). Это происходит потому, что если в нулевом магнитном поле носители размазаны по всей пассивной области, то в скрещенных полях легкие дырки достаточно компактно сосредоточены в импульсном пространстве.



Р и с.17. Сечение поглощения (в расчете на одну дырку) на межзонных $2 \rightarrow 1$ переходах в p - Ge ($E = 1780 \text{ В/см}$, $T = 20 \text{ К}$, $N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$); H (кЭ): 1 - 0, 2 - 5,5; 3 - 14,7; 4 - 18,4; 5 - 28,5, 6 - 36,8

Увеличение отрицательного коэффициента поглощения $\alpha = \sigma n$ оказывается важным для преодоления поглощения недырочного происхождения (например, затухания на оптических фонах в области остаточных лучей и примесного поглощения). Для вычисления α , исходя из сечения поглощения σ , нужно знать полную концентрацию дырок n и концентрацию ионизованных примесей N_I , так как сечение σ зависит от концентрации рассеивающих центров. Например, для некомпенсированных образцов можно брать в качестве концентрации рассеивающих центров величину $2n$. На рис. 18 приведены зависимости α от концентрации ионизованных примесей для длины волны $\lambda = 100 \text{ мкм}$; при этом считалось, что $n = N_I / 2$.



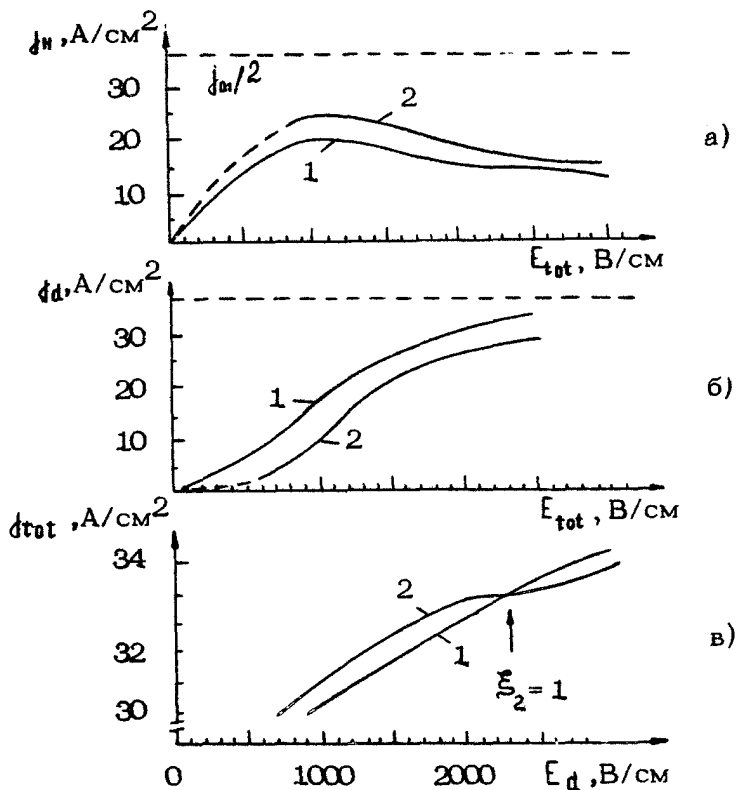
Р и с. 18. Зависимость коэффициента поглощения α от концентрации ионизованных примесей N_I ($H = 18,4$ кЭ; $E = 3560$ В/см): 1 - $T = 77$ К, 2 - $T = 20$ К

2.3. Экспериментальное исследование гальваномагнитных эффектов и ВАХ при стриминге в магнитном поле в p-Ge

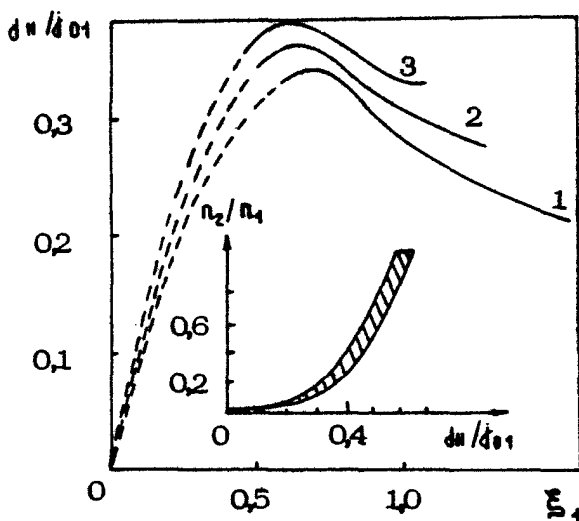
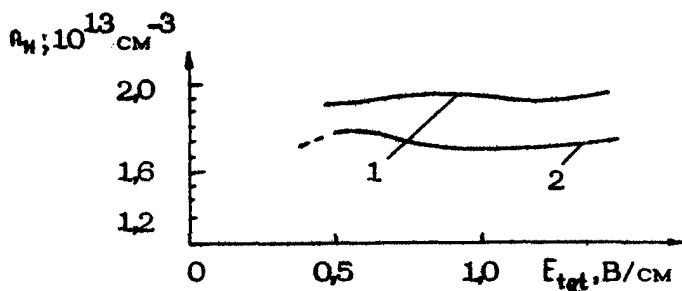
Исследования гальваномагнитных эффектов при наличии двух типов носителей (легкие и тяжелые дырки) по методике, изложенной в п. 1.3, были проведены на монокристаллах p-Ge с параметрами $p_{77} \approx 5 \cdot 10^{12} + 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $\mu_{77} \approx 2,5 \cdot 10^4 + 4,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Эксперименты проводились как при $T = 77$ К, так и при $T = 4,2$ К. При экспериментальном исследовании образцов p-Ge необходимо создать омические контакты к образцам с низкой концентрацией носителей, чтобы исключить инжекцию в сильном электрическом поле и достичь необходимой точности в измерениях.

На рис.19,а,б приведены зависимости холловского и диссипативного токов, полученные при измерениях на образце $p_{77} \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\mu_{77} \approx 4,2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ в сильном электрическом поле при $T = 4,2$ К и $T = 77$ К. Методика холловских измерений аналогична использованной в п. 1.3. Результаты измерений приведены для полей, в которых концентрация носителей не менялась с ростом поля. Зависимость $\mu_n(E)$ на рис.20 связана с изменением фактора рассеяния τ_n . Холловский ток j_H проходит через мак-

симальное значение, достигаемое при полях, соответствующих значениям ξ в окрестности 0,5. Однако величина j_H в максимуме недостаточна велика. Тем не менее результаты измерения холловского тока можно использовать для оценки величины n_2/n_1 в образце. Кривая на вставке рис. 21 отражает связь между n_2/n_1 и величиной холловского тока j_H , полученную из результатов расчетов методом Монте-Карло. С увеличением ω_H при фиксированном ξ_1 величина n_2/n_1 должна возрастать из-за уменьшения времени пролета тяжелой дыркой пассивной области.



Р и с. 19. Экспериментальные зависимости холловского (а), диссипативного (б) токов от полного поля и полного тока (в) от диссипативного (приложенного) поля в p - Ge : а, б - $H = 9,2$ кЭ, 1 - $T = 77$ К, 2 - $T = 4,2$ К; в - $T = 4,2$ К, 1 - $H = 0$, 2 - $H = 4,6$ кЭ



Р и с. 20. Зависимость холловской концентрации n_H от полного поля в образце p -Ge ($H = 9,2 \text{ кЭ}$): 1 - $T = 77 \text{ К}$; 2 - $T = 4,2 \text{ К}$.

Р и с. 21. Экспериментальные зависимости холловского тока j_H / j_{01} от ξ_1 в пространстве скоростей для образца p -Ge ($T = 4,2 \text{ К}$): 1 - $H = 4,6 \text{ кЭ}$; 2 - $H = 9,2 \text{ кЭ}$; 3 - $H = 18,4 \text{ кЭ}$. На вставке - зависимость $n_2 / n_1 = f(j_H / j_{01})$, полученная из результатов моделирования методом Монте-Карло для $\xi_1 = 1$.

На рис.21 показаны зависимости j_H / j_{01} от ξ_1 для нескольких значений магнитного поля. Из этих графиков видно, что при $\xi_1 = 1$ достигаются следующие величины n_2 / n_1 : $H = 9,2 \text{ кЭ}$, $n_2 / n_1 = 0,12 = 2,8 (m_2^* / m_1^*)^{1/2}$;

$H = 13,8 \text{ кЭ}$, $n_2/n_1 = 0,13 = 3,1 (m_2^*/m_1^*)^{3/2}$. $H =$
 $= 18,4 \text{ кЭ}$, $n_2/n_1 = 0,17 = 4 (m_2^*/m_1^*)^{3/2}$ [33]. Зави-
 симость полного тока от приложенного поля E_d в магнит-
 ном поле $H = 4,6 \text{ кЭ}$ при $T = 4,2 \text{ К}$, приведенная на
 рис.19,в, идет выше, чем кривая $j(E)$ при $H = 0$, т.е.
 при гелиевых температурах в p -Ge наблюдается замет-
 ное ОМС. Граничные поля его появления и исчезновения
 (на рис.19,в оно показано белой стрелкой) находятся в пол-
 ном соответствии с общей картиной процессов и эволюцией
 распределения носителей в сильных $E \perp H$ полях. Появле-
 ние эффекта ОМС означает, что произошло значительное на-
 копление носителей в легкой подзоне. При $T = 77 \text{ К}$ накоп-
 ления носителей недостаточно для возникновения ОМС, хотя
 положительное магнитосопротивление компенсируется.

Проведенные исследования показали, что в образцах p -Ge
 при низких температурах наблюдается распределение типа
 стриминга. В сильных $E \perp H$ полях это приводит к возник-
 новению инверсии излучательного перехода между подзона-
 ми тяжелых и легких дырок, что обусловлено превышением
 f_2 над f_1 . Возможность усиления излучения в дальнем
 ИК-диапазоне при инверсии излучательного перехода была
 затем подтверждена экспериментально в ряде работ по об-
 наружению и исследованию спонтанного излучения из p -Ge
 [64,132,50] и других материалов [108] в сильных $E \perp H$
 полях при низких температурах.

ИНВЕРТИРОВАННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И ГРУППИРОВКА НОСИТЕЛЕЙ В ИМПУЛЬСНОМ ПРОСТРАНСТВЕ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НА ОПТИЧЕСКИХ ФОНАХ

В.Л.Гуревич, Д.А.Паршин

В последнее время, после почти десятилетнего перерыва, прошедшего со времени появления интересных и важных работ Восилюса, Левинсона, Басса и Матулиса [48, 24, 47, 85], наблюдается значительный интерес (как экспериментальный, так и теоретический) к исследованию кинетических явлений в полупроводниках, где существенно неупругое рассеяние носителей тока на оптических фонах. Этот интерес возродился после блестящих экспериментов Комиямы, Масуми и Каджиты [135]. Они наблюдали в скрещенных полях накопление свободных электронов на траекториях в импульсном пространстве, замкнутых внутри так называемой пассивной области (Π -области) — там, где электрон не может испустить оптический фон. Идею о возможности накопления электронов на таких траекториях в скрещенных статических электрическом и магнитном полях высказали Маеда и Куро-сава [153] и подтвердили численными расчетами методом Монте-Карло на примере p - β е.

Область, которую в скрещенных статических полях занимают замкнутые в Π -области траектории в случае изотропного и квадратичного закона дисперсии носителей тока, имеет, как показали еще Восилюс и Левинсон [48], форму веретена. Накопление электронов на таких траекториях происходит, когда:

1) существует само понятие "траектория" в Π -области, т.е. динамика носителей в Π -области ярко выражена;

2) вероятность рассеяния носителя в активной области (А-области) $- 1/\tau^+$ (частота спонтанного испускания оптического фонона) $-$ значительно больше вероятности рассеяния $1/\tau^-$ в П-области, например на примеси или акустическом фоне. Температура T для этого должна быть достаточно низкой: $kT \ll \hbar\omega_0$, где ω_0 $-$ предельная частота оптических фононов;

3) τ^+ не должно быть слишком мало по сравнению со временем движения носителя по своей орбите, так как в предельном случае $\tau^+ = 0$ накопления не происходит (по крайней мере, в случае одной зоны).

В настоящей статье развиты идеи и представления распространены на случай, когда к полупроводнику приложено сильное переменное высокочастотное электрическое поле. Оказывается, что и в этом случае при определенных ограничениях на амплитуду поля существуют траектории, целиком расположенные в П-области импульсного пространства, на которых при выполнении вышеупомянутых условий могут накапливаться носители. При этом форма и размеры "ловушки", в которой могут накапливаться носители, зависят от амплитуды переменного электрического поля, от характера его поляризации, а также от величины магнитного поля, если оно имеется. Например, в случае циркулярной поляризации такая ловушка имеет форму веретена, как и в статических скрещенных полях, а в случае линейной $-$ форму двояковыпуклой линзы. Однако в отличие от статического случая ловушка как целое совершает в П-области периодическое движение с частотой изменения электрического поля Ω . Дело в том, что одна и та же точка импульсного пространства в разные моменты времени может принадлежать совершенно различным траекториям, как целиком расположенным в пассивной области, так и пересекающим ее границу, поэтому происходит не просто хаотическое накопление носителей на траекториях в П-области, а группировка и образование сгустков носителей, которые заполняют ловушку и совершают периодическое движение вместе с ней.

Необходимо подчеркнуть, что наряду с указанными различиями имеется сильное сходство между кинетикой зарядов в переменном электрическом поле и в скрещенных постоянных электрическом и магнитном полях. Это сходство становится очевидным, если принять во внимание, что математическое описание движения носителей в скрещенных

постоянных полях и в циркулярно-поляризованном электрическом поле эквивалентно [24] .

1. ЦИРКУЛЯРНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ. $\vec{H} = 0$

Решение уравнения движения $\dot{\vec{p}} = e\vec{E}(t)$ в переменном циркулярно-поляризованном электрическом поле частоты Ω ($\vec{E}(t) = (E_0 \cos \Omega t, E_0 \sin \Omega t, 0)$; e - заряд носителя) имеет вид $\rho_z = \rho_{cz} = \rho_{0z}$

$$\begin{aligned} \rho_x &= \rho_{cx} + \frac{eE_0}{\Omega} \sin \Omega t; & \rho_y &= \rho_{cy} - \frac{eE_0}{\Omega} \cos \Omega t; \\ \rho_{cx} &= \rho_{0x} - \frac{eE_0}{\Omega} \sin \Omega t_0, & \rho_{cy} &= \rho_{0y} + \frac{eE_0}{\Omega} \cos \Omega t_0. \end{aligned} \quad (1)$$

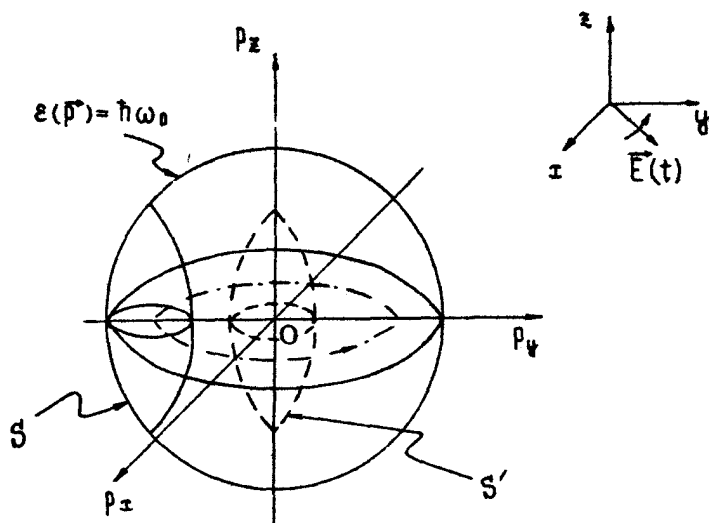
Траектория носителя в импульсном пространстве - окружность радиусом eE_0/Ω с центром в точке $\vec{\rho}_c = (\rho_{cx}, \rho_{cy}, \rho_{cz})$. Вектор $\vec{\rho}_0 = (\rho_{0x}, \rho_{0y}, \rho_{0z})$ есть начальное значение импульса носителя в момент времени $t = t_0$.

В настоящей работе ограничимся случаем стандартной зоны с законом дисперсии $\varepsilon(\vec{p}) = p^2/2m$. Тогда Π -область является сферой радиусом $\rho_0^* = \sqrt{2m\hbar\omega_0}$ с центром в начале координат. Нас будут интересовать траектории, целиком расположенные в Π -области. Они существуют, если радиус eE_0/Ω меньше ρ_0^* , т.е. если амплитуда электрического поля E_0 меньше порогового значения $E_{th} = \Omega\rho_0^*/e$. Геометрическим местом центров этих траекторий является веретенообразная область S' в центре Π -области и осью z в качестве оси аксиальной симметрии (рис.1). Радиус "веретена" в сечении $\rho_z = 0$ равен $\rho_0^* - eE_0/\Omega$.

Выясним, в какую область импульсного пространства должен попасть носитель в момент $t = t_0$, чтобы его последующая траектория была расположена целиком в Π -области. Очевидно, центр такой траектории должен лежать внутри S' . Из соотношений (1), связывающих векторы $\vec{\rho}_0$ и $\vec{\rho}_c$, можно заключить, что ρ_0 для этого должен лежать внутри веретенообразной области S , показанной на рис.1. Она получается трансляцией S' на вектор $-\varepsilon\Omega^{-1}[\vec{v} \times \vec{E}(t_0)]$, где \vec{v} - единичный вектор вдоль оси z . Это означает, что область S как функция момента рассеяния t_0 вращается с угловой частотой Ω вокруг оси z .

Область S является своеобразной подвижной ловушкой

для носителей. Однажды попав в нее, носитель будет двигаться вместе с ней в среднем в течение времени τ внутри Π -области. Поэтому, если время τ достаточно велико, носители будут накапливаться в такой ловушке.



Р и с. 1. Вращающаяся ловушка S в циркулярно-поляризованном электрическом поле ($E_0 < E_{th}$). Штрихпунктир — траектория центра этой ловушки (окружность радиусом $v E_0 / \Omega$). Область S' показана на рисунке пунктиром

Попасть в ловушку носители могут как из Π -области после квазиупругого рассеяния на акустическом фононе или упругого на примеси, так и из A -области в результате спонтанного испускания оптического фонона. К накоплению носителей в ловушке может привести только последний процесс^{*)}, однако для этого носителю нужно достаточно далеко зайти в A -область, тем дальше, чем меньше размеры ловушки, т.е.

^{*)} Объясняется это тем, что за счет квазиупругих и упругих процессов рассеяния носители покидают ловушку, поэтому доля носителей, попавших в ловушку за счет таких же процессов, по порядку величины равна отношению объема ловушки ко всему объему Π -области и, таким образом, в принципе не может быть больше единицы.

чем ближе амплитуда E_0 к пороговому значению E_{th} . В предельном случае $|E_0 - E_{th}| \ll E_{th}$ ловушка сосредоточена вблизи границы Π -области и, чтобы попасть туда после испускания оптического фотона, носитель должен углубиться в A -область до энергии $\epsilon \approx 2\hbar\omega_0$. Это достаточно легко осуществимо, если частота Ω удовлетворяет условию $\Omega\tau^+ \gg 1$ [56]. Однако оно отнюдь не является необходимым, так как в нашем распоряжении есть еще один независимый параметр — время пребывания носителя в ловушке τ^- . Если τ^- достаточно велико, то накопление в ловушке возможно и при $\Omega\tau^+ > 1$. Получение точных количественных критериев, и в частности, формулы для числа носителей в ловушке, сопряжено со значительными математическими трудностями решения кинетического уравнения при неупругом рассеянии. Ситуация облегчается, когда размеры ловушки достаточно малы [56, 122]*). Их же можно использовать для оценок и при не малых размерах ловушки. Например, по порядку величины при $\Omega\tau^+ \approx 1$ доля носителей, захваченных в ловушку, оказывается равной $V_S\tau^-/V_\Pi\tau^+$, где V_S и V_Π — соответственно объемы в импульсном пространстве ловушки и Π -области. Кроме того, для расчета возможно использование численных методов.

Представляет интерес проследить, как двигаются носители в ловушке в связанной с нею системе координат. Для этой цели введем комплексный вектор $\vec{\xi} = \rho_x + i\rho_y$ и $\vec{\xi}' = \rho_{cx} + i\rho_{cy}$ и перейдем во вращающуюся вокруг оси ρ_z систему координат, связанную с ловушкой S . Это осуществляется умножением вектора $\vec{\xi}$ на $\exp(-i\Omega t)$. Из выражений (1) получим

$$\vec{\xi}' = \vec{\xi} e^{-i\Omega t} = -i \frac{e E_0}{\Omega} + \vec{\xi}_c e^{-i\Omega t} \quad (2)$$

В новой системе координат, где ловушка неподвижна, носители двигаются по окружностям с центрами в точке $\vec{\xi}' = -i e E_0 / \Omega$, радиусом $|\vec{\xi}_c|$ и угловой частотой Ω . Если

*) Подчеркнем, что явление убегаания при $\Omega\tau^+ \gg 1$ [7] может существенно изменить описанные здесь явления, в случае $\Omega\tau^+ \lesssim 1$ оно не должно иметь места. Таким образом, при $\Omega\tau^+ \lesssim 1$ наши рассуждения и формулы, полученные в [56, 122], должны быть заведомо применимы

система изотропна, столкновительная динамика остается неизменной при переходе к системе координат \mathcal{E}' . Поэтому в ней функция распределения носителей по импульсам будет такой же, как и в скрещенных статических электрическом и магнитном полях: $E = E_0$, $H = \Omega mc / e$ [24]. Это означает, что если носители накапливаются в ловушке в скрещенных полях, то они в том же количестве будут накапливаться в ловушке и в поле циркулярно-поляризованной электромагнитной волны с соответствующими параметрами.

2. ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ, $H = 0$

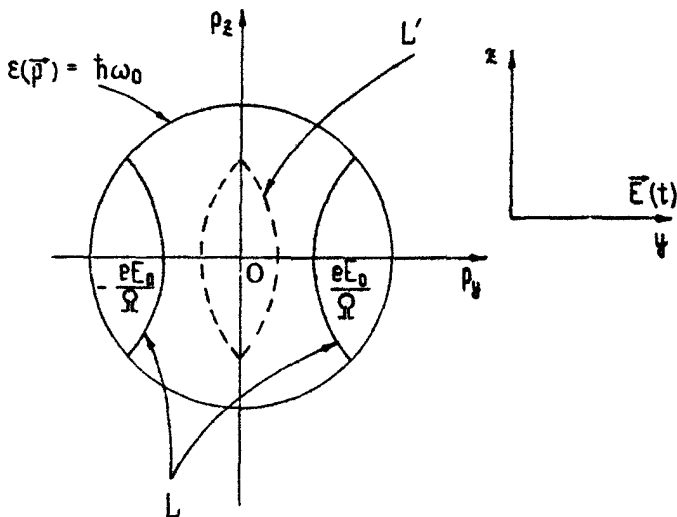
Решение уравнения движения в электрическом поле $\vec{E}(t) = (0, E_0 \cos \Omega t, 0)$ можно представить в виде

$$p_y = p_{cy} + \frac{eE_0}{\Omega} \sin \Omega t; \quad p_{cy} = p_{0y} - \frac{eE_0}{\Omega} \sin \Omega t_0;$$

$$p_x = p_{cx} = p_{0x}; \quad p_z = p_{cz} = p_{0z}, \quad (3)$$

где вектор $\vec{p}_0 = (p_{0x}, p_{0y}, p_{0z})$ — импульс носителя в момент $t = t_0$, а вектор $\vec{p}_c = (p_{cx}, p_{cy}, p_{cz})$ определяет положение центра траекторий в импульсном пространстве, которые представляют собой отрезки прямых линий, параллельных оси y , длиной $2eE_0/\Omega$. Траектории целиком расположенные в Π -области, существуют, если амплитуда E_0 меньше величины $E_{th} = \Omega p_0^*/e$, определенной ранее для циркулярной поляризации. При $E_0 < E_{th}$ центры таких траекторий заполняют линзообразную область в импульсном пространстве (область L' на рис.2). Эта область имеет аксиальную симметрию вокруг оси y .

Для того чтобы носитель после рассеяния в момент времени $t = t_0$ оказался на траектории, целиком расположенной в Π -области, конец вектора \vec{p}_0 должен попасть в линзообразную область L (рис.2), получающуюся из области L' трансляцией последней на вектор $\vec{p}'_c = (0, \frac{eE_0}{\Omega} \sin \Omega t_0, 0)$. Это означает, что область L , как функция момента рассеяния t_0 , осциллирует как целое вдоль оси y с угловой частотой Ω . Когда абсолютная величина электрического поля максимальна, эта область проходит через центр и достигает границ пассивной области, когда $\vec{E}(t)$ обращается в нуль. Положение области L в моменты, когда $E = 0$, показано на рис.2. Попадая в область L , носители



Р и с. 2. Линзообразная область L в линейно-поляризованном электрическом поле ($E_0 < E_{th}$) в момент времени, когда $E_z = 0$. Пространственная картина получается вращением изображенного вокруг оси p_y . Область L' показана пунктиром

будут двигаться вместе с ней в течение времени τ^- . Если τ^- достаточно велико, они будут накапливаться в такой линзообразной ловушке [122].

Что касается критерия накопления, то он при условии $\Omega\tau^+ \gg 1$ практически не отличается от соответствующего критерия в случае циркулярной поляризации электрического поля. Напротив, при $\Omega\tau^+ \ll 1$ в L -ловушку накапливается существенно больше носителей, чем в случае циркулярной поляризации при тех же остальных параметрах в S -ловушку. Причина кроется в том, что в случае циркулярной поляризации носителю, для того чтобы попасть в ловушку, необходимо достаточно глубоко забираться в A -область — тем дальше, чем меньше ловушка, а это затруднено при $\Omega\tau^+ \ll 1$. В случае же линейной поляризации линзообразная ловушка периодически проходит через центр Π -области и носитель может попасть в нее в этот момент с границы Π -области, испустив оптический фотон. В этом факте

кроется существенное и важное различие между линейной и циркулярной поляризациями.

Рассмотрим теперь ситуацию, когда к полупроводнику вместе с переменным электрическим полем приложено перпендикулярное ему постоянное магнитное поле. Наряду с чисто теоретическим имеется и практический интерес к данной задаче. Заманчиво использовать факт существования подобных ловушек в импульсном пространстве в переменном электрическом поле для создания инверсной заселенности носителей по энергии в полупроводниках с вырожденными зонами типа p - Ge и в конечном счете для генерации инфракрасного излучения. Возможность создания инвертированного распределения в постоянных скрещенных электрическом и магнитном полях обсуждалась Восиллюсом [47] и в работе [6], а генерация инфракрасного излучения в p - Ge в этих условиях наблюдалась экспериментально [45].

Необходимым условием для создания инверсной заселенности является наличие ловушки в зоне легких и ее отсутствие в зоне тяжелых дырок (здесь и ниже имеется в виду полупроводник типа p - Ge). Легко убедиться в том, что, если в скрещенных постоянных полях такое возможно, в одном только переменном электрическом поле (круговой ли, линейной ли поляризации) это неосуществимо. Причина в том, что величина $E_{th} = \Omega \rho_0^* / e$ является монотонно растущей функцией массы носителя m ($E_{th} \sim \sqrt{m}$), и если ловушка имеется в зоне легких дырок, то она обязательно имеется и в зоне тяжелых дырок*). Оказывается, что ситуацию может "исправить" постоянное магнитное поле, перпендикулярное переменному электрическому.

3. ЦИРКУЛЯРНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ. $\vec{H} \neq 0$

Уравнение движения носителя в циркулярно-поляризованном электрическом поле частоты Ω , $\vec{E} = (E_0 \cos \Omega t, E_0 \sin \Omega t, 0)$ и постоянном магнитном поле $\vec{H} = (0, 0, H)$ удобно рассматривать, как и выше (разд.1), в системе координат в импульс-

* } В случае постоянных скрещенных электрического и магнитного полей пороговое поле $E_{th} = \omega_c \rho_0^* / e \sim 1/\sqrt{m}$ (ω_c - циклотронная частота) и является монотонно убывающей функцией массы носителя.

ном пространстве, вращающейся с электрическим полем $\vec{E}(t)$ (ср. с (2)). Здесь картина ничем не отличается от той, что имеет место в случае статических скрещенных электрического и магнитного полей, однако роль циклотронной частоты $\omega_c = \frac{eH}{mc}$ играет величина $|\Omega + \omega_c|$ [24]. Ловушка имеет форму веретена, которое в покоящейся системе координат как целое движется по окружности вдоль границы П-области с угловой частотой $\Omega > 0$. Роль порогового поля играет величина

$$E_{th} = \frac{p_0^*}{|e|} |\Omega + \omega_c| = \frac{\sqrt{2m\hbar\omega_0}}{|e|} \left| \Omega + \frac{eH}{mc} \right|. \quad (4)$$

При $E_0 > E_{th}$ ловушка в П-области отсутствует.

Пороговое поле, определяемое формулой (4), монотонным образом зависит от массы m и может уменьшаться с ростом последней. Это значит, что при наличии двух сортов носителей с разными массами m_2 и m_1 (легких и тяжелых дырок) возможна ситуация, когда ловушка имеется в зоне легких, но отсутствует в зоне тяжелых дырок. Анализ с использованием формулы (4) показывает, что, независимо от знака ω_c/Ω , необходимым условием для этого является неравенство

$$\Omega < \Omega^* = \sqrt{\omega_{c2}\omega_{c1}}, \quad (5)$$

где ω_{c2} и ω_{c1} — циклотронные частоты легких и тяжелых дырок соответственно. При этом пороговое поле (4) для тяжелых дырок будет меньше порогового поля для легких дырок. Очевидно, что

$$|\omega_{c1}| < \Omega^* < |\omega_{c2}|, \quad (6)$$

поэтому создание инвертированного по энергии распределения в полупроводниках с вырожденными зонами возможно, например, и при $\Omega = |\omega_{c1}|$ в условиях циклотронного резонанса на тяжелых дырках. Такая возможность обсуждалась в [138, 73].

Необходимо отметить, что для создания инвертированного распределения наиболее благоприятна ситуация, когда в зоне тяжелых дырок ловушка отсутствует, а в зоне легких дырок она включает в себя центр П-области, так как после рассеяния в тяжелой зоне на границе П-области носители попадают в окрестность точки $\beta = 0$. Для этого необходи-

мо, чтобы пороговое поле (4) для легких дырок более чем в 2 раза превышало пороговое поле для тяжелых дырок. Анализ показывает, что при $\omega_c/\Omega > 0$ (направления вращения носителей в электрическом и магнитном поле противоположны) для этого должно выполняться условие

$$\Omega < \Omega^* \frac{\sqrt{\eta} - 2}{2\sqrt{\eta} - 1}; \quad \eta = \frac{m_1}{m_2}, \quad (7)$$

а при $\omega_c/\Omega < 0$ (направления вращения совпадают) — условие

$$\Omega^* \frac{2 - \sqrt{\eta}}{2\sqrt{\eta} - 1} < \Omega < \Omega^* \frac{2 + \sqrt{\eta}}{1 + 2\sqrt{\eta}}. \quad (8)$$

Частота Ω по определению положительна, поэтому случай (7) может реализоваться только при $m_1/m_2 > 4$. В случае (8) при $m_1/m_2 > 4$ частота Ω ограничена только сверху, а при $m_1/m_2 < 4$ — и сверху, и снизу. Поэтому для создания инвертированного распределения в полупроводниках с $m_1/m_2 < 4$ (p -Si) целесообразно использование переменного поля, так как в скрещенных статических полях отношение пороговых полей обратно пропорционально корню из отношения эффективных масс и меньше двух.

4. ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ, $\vec{H} \neq 0$ *

Уравнение движения заряда в переменном электрическом $\vec{E}(t) = (0, E_0 \cos \Omega t, 0)$ и постоянном магнитном $\vec{H} = (0, 0, H)$ полях в комплексных переменных (см. разд.3) имеет вид

$$\vec{\xi} = \rho_x + i\rho_y = \alpha e^{i\Omega t} + \beta e^{-i\Omega t} + \gamma e^{-i\omega_c t}, \quad \rho_x = \rho_{0x}, \quad (9)$$

где

$$\alpha = eE_0/2(\omega_c + \Omega); \quad \beta = eE_0/2(\omega_c - \Omega);$$

$$\vec{j} = \vec{\xi}_0 e^{-i\omega_c t_0} - \alpha e^{i(\omega_c + \Omega)t_0} - \beta e^{i(\omega_c - \Omega)t_0}$$

(здесь для определенности $e, H > 0$). Первые два слагаемых уравнения (9) в сумме дают вектор, конец которого описывает эллипс с угловой частотой Ω и полуосями:

*) Изложенные ниже результаты получены А.Р.Шаббаевым и авторами [57].

$$|\alpha + \beta| = e E_0 \omega_c / |\omega_c^2 - \Omega^2|, \quad |\alpha - \beta| = e E_0 \Omega / |\omega_c^2 - \Omega^2| \quad (10)$$

Третье слагаемое изображает вектор, конец которого описывает окружность радиусом $|\vec{\gamma}|$ с угловой частотой ω_c . В результате вектор $\vec{\xi}$ описывает некоторую сложную траекторию, замкнутую только в случае рационального отношения частот Ω/ω_c .

Если отношение частот Ω/ω_c иррационально, а также если они сильно различаются ($\Omega \gg \omega_c$ или $\Omega \ll \omega_c$), то траектория носителя лежит целиком в Π -области, при

$$E_0 < E_{th} = \rho_0^* |\omega_c^2 - \Omega^2| / e \Omega_{max}, \quad (11)$$

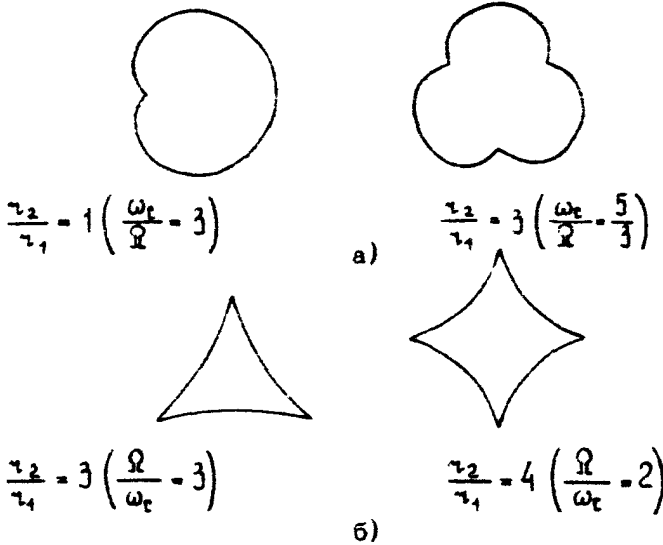
где $\Omega_{max} = \max(\omega_c, \Omega)$. В этом случае область импульсного пространства ($\vec{\xi}_0$), попав в которую в момент $t = t_0$ носитель окажется на траектории, целиком расположенной в Π -области, представляет собой круг радиусом $\rho_0^* = e E_0 \Omega_{max} / |\omega_c^2 - \Omega^2|$, с центром, движущимся с угловой частотой Ω в плоскости $\rho_x = 0$ по эллипсу с полуосями (10). Центр эллипса совпадает с началом координат. С учетом же всех траекторий и с $\rho_{0x} \neq 0$ область, попав в которую носитель движется вместе с ней, не пересекая границы Π -области, имеет форму уже знакомого нам веретена, движущегося как целое по вышеупомянутому эллипсу. Полуоси эллипса (10) относятся между собой как частоты ω_c и Ω , и поэтому при большом различии между ними веретенообразная ловушка при своем движении проходит через центр Π -области, что по причинам, изложенным в п.2, может оказаться благоприятным фактором для создания инвертированного распределения носителей в полупроводниках с вырожденными зонами по сравнению со случаем циркулярной поляризации [57].

Рассмотрим случай рационального отношения частот. При $\Omega/\omega_c = m/n$ (m и n — целые числа) траектории носителей в импульсном пространстве являются замкнутыми. Их удобно классифицировать в системе координат, вращающейся в импульсном пространстве с угловой частотой ω_c . Если $\omega_c > \Omega$, то во вращающейся системе координат траектория носителя — смещенная относительно начала координат на вектор $\vec{\gamma}$ эпициклоида, описываемая произвольной точкой окружности радиусом $\gamma_r = e E_0 / 2(\omega_c + \Omega)$,

когда она катится без скольжения по окружности радиусом $r_2 = e E_0 R / |\omega_c^2 - \Omega^2|$ вне ее (рис.3,а). Отношение радиусов является рациональным числом

$$r_2 / r_1 = 2 / \left| \frac{\omega_c}{\Omega} - 1 \right| = 2m / |m-n| = s/q,$$

где s и q - взаимно простые целые числа.



Р и с. 3. Траектории носителей во вращающейся системе координат в скрещенных полях

Можно показать, что пороговое поле для эпициклоиды с $S \gg 2$ совпадает с (11). То же самое с точностью 5% и выше справедливо для эпициклоид с $S = 1$ и $q \gg 2$ (точность увеличивается с ростом q). При $r_1 = r_2$ ($\omega_c = 3\Omega$) траекторией является кардиоида, а пороговое поле оказывается всего в $2/\sqrt{3} = 1,15$ раза выше значения, определяемого формулой (11). Период обращения по траектории

$$T = 2\pi q / |\omega_c - \Omega| \quad (12)$$

и увеличивается с приближением к резонансу. Если $\omega_c < \Omega$, то во вращающейся системе координат траектория представляет собой гиподиклоиду, смещенную на

вектор \vec{r} , которую описывает точка окружности радиусом r_1 , катящейся по окружности радиусом r_2 без скольжения внутри нее (рис. 3,6). Отношение радиусов $r_2/r_1 > 2$ в этом случае, а пороговое поле для всех s и q совпадает с формулой (11). Период обращения на траектории определяется формулой (12).

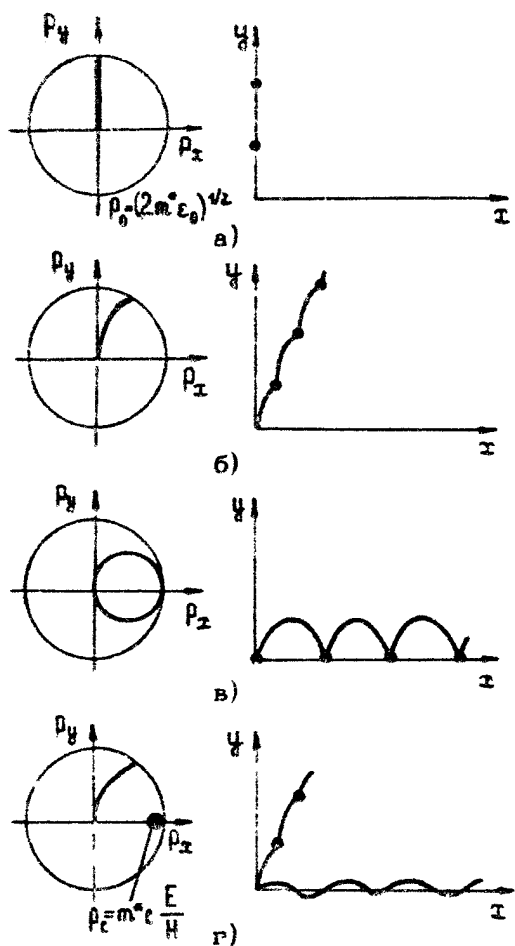
Отличие траекторий в обоих случаях от окружности приводит к тому, что форма ловушки при этом несколько отличается от веретена, но для практических целей с точностью порядка 20% и выше этим отличием можно пренебречь, а тогда работают представления, изложенные в начале этого пункта. Из формулы (11), так же как и в случае циркулярной поляризации, следует необходимое условие (5) для создания перезаселенности легкой подзоны в полупроводниках с вырожденным энергетическим спектром.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАУСС-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
И ДАЛЬНЕГО ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ
ГОРЯЧИХ ДЫРОК В ГЕРМАНИИ

Ю.Л.Иванов

При исследовании многих явлений переноса в магнитных полях различают два крайних случая: случай слабого магнитного поля, когда произведение циклотронной частоты на время релаксации по импульсу $\omega\tau \ll 1$, и случай сильного магнитного поля, когда $\omega\tau \gg 1$. Обычно переход от одного случая к другому требует значительного изменения магнитного поля и происходит медленно.

В 1966 г. И.И.Восилюс и И.Б.Левинсон [48] указали на новое физическое явление, которое характеризуется резким по магнитному полю переходом от случая, когда $\omega\tau \ll 1$, к случаю, когда $\omega\tau \gg 1$. Они рассмотрели такую ситуацию, когда в сильном электрическом поле E носитель за время τ^- , гораздо меньшее времени свободного пробега τ , определяемого подвижностью в слабых электрических полях, достигает энергии оптического фона и генерирует его, отдавая всю свою энергию и весь импульс. При этом носитель останавливается и начинает очередное свое ускорение под действием электрического поля с нулевой начальной скоростью. Естественно, что первоначально изотропное в отсутствие электрического поля распределение носителей по скоростям становится резко анизотропным, вытянутым в сторону электрического поля (рис.1,а). Такое распределение получило название иглообразного, а форма движения носителей — стриминг. При стриминге должно наблюдаться насыщение дрейфовой скорости, иными словами, тока, в зависимости от прилагаемого электрического поля.



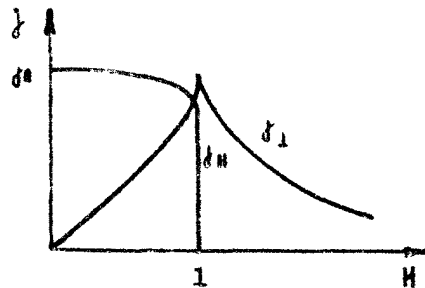
Р и с. 1. Схема движения носителя в скрещенных E - и H -полях в импульсном и координатном пространстве: а - идеальный стриминг, $H = 0$; б - $0 < H < H_c$, главная траектория разомкнута; в - $H = H_c = E_c \sqrt{2m^2/\epsilon_0}$, главная траектория замкнута; г - $H > H_c = E_c \sqrt{m^2/2\epsilon_0}$, главная траектория разомкнута, вокруг точки $p_L = m^2 c E/H$ имеются замкнутые побочные траектории

Если теперь на иглообразное распределение носителей наложить поперечное магнитное поле H , то их траектория отклонится в сторону силы Лоренца, но при достаточно

малых магнитных полях они по-прежнему будут достигать энергии оптического фонона, отдавая свою энергию и импульс и продолжая движение в сторону приложенного электрического поля (рис.1,б). При этом, однако, появится некоторая составляющая холловского тока, но величина тока в направлении приложенного электрического поля, который называется диссипативным, изменится незначительно. Такому положению соответствует условие $\omega\tau \ll 1$.

Из решения уравнения движения носителя в скрещенных E - и H - полях следует, что при достижении магнитным полем некоторой критической величины $H_c = E c \sqrt{2m^*/\epsilon_0}$ (здесь c - скорость света, m^* - эффективная масса носителя, ϵ_0 - энергия оптического фонона) сила Лоренца возрастает настолько, что носитель отклонится сильно и не сможет достичь энергии оптического фонона (рис.1,в). Теперь его движение будет совершаться по циклоиде ^{*)} в течение времени τ , пока он не рассеется на акустических фононах или дефектах решетки. Диссипативный ток при этом должен резко уменьшиться до нуля, а холловский претерпеть острый пик. Вновь возникшей ситуации уже соответствует условие $\omega\tau \gg 1$. На рис.2 показаны теоретические представления зависимостей диссипативного и холловского токов от величины магнитного поля.

Р и с. 2. Зависимости диссипативного (δ_H) и холловского (δ_L) токов от магнитного поля согласно теории [48]



^{*)} В общем случае - по трахоиде, так как не всегда начальная скорость строго равна нулю (см. [79]). Циклоида, когда носитель проходит через нуль скорости, является частным случаем. Соответствующая ей траектория в импульсном пространстве авторами [48] была названа главной траекторией. Остальные траектории в импульсном пространстве были названы побочными (см. рис.1).

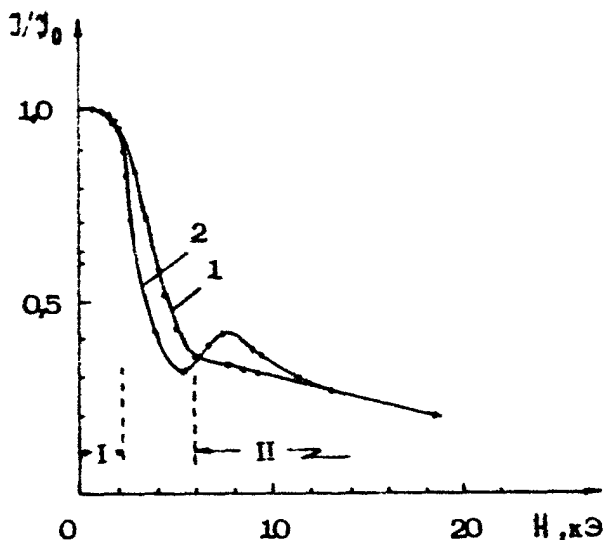
Рассмотренный эффект И.И.Восилос и И.В.Левинсон предлагали экспериментально реализовать в дырочном германии, где сильна связь дырок с оптическими фононами, хорошо выражено насыщение тока в сильных электрических полях [174], и при низких температурах в чистых образцах легко выполняется условие $\tau \ll \tau_c$. Экспериментальные работы [66,63,53] были направлены на поиск и исследование этого эффекта.

Впервые срыв диссипативного тока наблюдался в работе [66], где, как показано на рис.3, действительно при малых магнитных полях ток почти не изменялся, а при достижении магнитным полем некоторого значения наблюдалось резкое уменьшение тока. В этой же работе было отмечено, что наблюдение резкого спада тока на "длинных" образцах возможно лишь при "закорачивании" холловских контактов. В противном случае возникает большое холловское поле, суммарное электрическое поле в образце оказывается не параллельным току, который по этой причине не является диссипативным, имеет большую холловскую составляющую и плавно уменьшается с увеличением магнитного поля. В дальнейшем [63,53] при исследованиях срыва диссипативного тока использовались "короткие" образцы такой формы, при которой холловское поле в значительной степени "закорачивалось" полевыми контактами. В этом случае ток через образец можно считать диссипативным, а электрическое поле в образце равным приложенному.

Первоначальное исследование [63] гаусс-амперных характеристик в таких образцах велось в изотропном приближении эффективной массы дырок, которая принималась равной $0,3 m_0$. Было замечено (рис.4), что крутой спад тока для больших значений электрического поля происходит пропорционально при больших значениях магнитного поля, что согласуется с теорией [48]. Вместе с тем оказалось, что участок спада тока не столь резкий, как предсказывает теория [48], и его наклон уменьшается при увеличении электрического поля.

Дальнейшие исследования [53] выявили анизотропию эффекта и влияние на вид гаусс-амперных характеристик легких дырок. При выявлении анизотропии предполагалось, что основной вклад в ток вносят тяжелые дырки. Критическое значение магнитного поля H_c , при котором должен происходить резкий спад тока, пропорционально корню из эффек-

тивной массы. Вместе с тем известно (см., например, [95]), что эффективная масса тяжелых дырок в направлении $[001]$ более чем вдвое меньше эффективной массы в направлении $[111]$. Поэтому, располагая электрическое поле \vec{E} , в котором дырка приобретает энергию оптического фонона, в том или ином кристаллографическом направлении, можно ожидать различных значений магнитных полей на крутом участке спада тока. Действительно, такое различие имеет место, как это видно на рис.5. Кроме того, оказалось, что, когда $\vec{E} \parallel [111]$, при малых магнитных полях наблюдается еще один небольшой спад тока. Он был объяснен проявлением легких дырок.

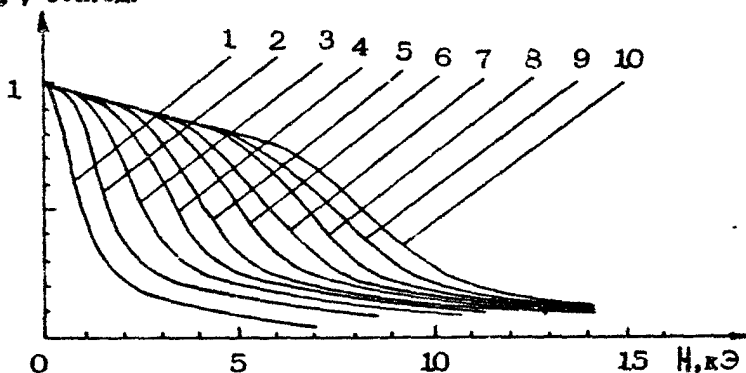


Р и с.3. Относительное изменение тока в образцах при приложении магнитного поля ($E = 300 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$): 1 - $\vec{E} \perp \vec{H}$, 2 - условие $\vec{E} \parallel \vec{H}$ нарушено. В области I выполняется условие $\omega\tau \ll 1$, в области II выполняется условие $\omega\tau \gg 1$

На рис.6 прямыми линиями представлены теоретические зависимости критического магнитного поля, при котором должен происходить резкий спад тока, от величины электрического поля для двух его кристаллографических направле-

ний и для легких дырок. Значения эффективных масс тяжелых дырок принимались равными $0,21 m_0$ для направления $[001]$ и $0,47 m_0$ для направления $[111]$, а легких дырок — $0,042 m_0$. Точки представляют собой экспериментальные значения магнитного поля в средней части крутого спада тока.

J , отн.ед.

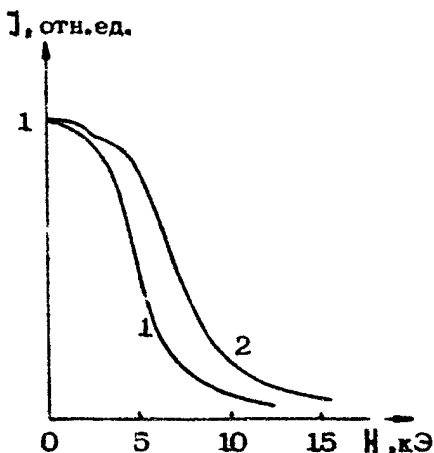


Р и с. 4. Гаусс-амперные характеристики в "коротких" образцах. Электрическое поле ($\text{В}\cdot\text{см}^{-1}$):
 1 - 105, 2 - 175, 3 - 263, 4 - 350, 5 - 438, 6 - 525, 7 - 613, 8 - 700, 9 - 787,
 10 - 875

Концепция иглообразной функции распределения не предполагала процессов накопления носителей на побочных траекториях, о которых пойдет речь ниже, и была сделана попытка [53] объяснить не столь резкий, как предсказывает теория [48], спад диссипативного тока наличием значительной начальной скорости носителя, который заканчивает свое движение генерацией оптического фонона.

В 1972 г. Х.Маеда и Т.Куросава [154] рассмотрели явление, которое отличалось от указанного в работе [1] тем, что в нем при выполнении условия $\tau \ll \tau_c$ главным процессом предполагалось накопление носителей на побочных траекториях (см. рис.1,г). Побочные траектории возникают при вдвое меньших магнитных полях, именно при $H_t = E_c \times \sqrt{m^*/2\epsilon_0}$, и выполняют роль ловушки, где носители могут находиться долго (в течение времени τ). В импульсном пространстве эти траектории представляют окружности с центром $p_c = m^*c E/H$, смещенным в сторону холловско-

го дрейфа. Совершенно очевидно, что носители, попавшие в ловушку, не участвуют в диссипативном токе, поэтому его спад на гаусс-амперной характеристике должен начаться именно тогда, когда возникает ловушка, что и наблюдалось в [13С]. Следует подчеркнуть, что в возникшую при $H_{\text{т}} = E_{\text{с}} \sqrt{m/2\epsilon_0}$ ловушку могут попасть только те носители, которые имеют большую энергию, чуть меньше энергии оптического фонона, со скоростью, направленной в сторону холловского дрейфа. При иглообразной функции распределения, рассмотренной в работе [48], такой процесс, однако, представлялся маловероятным. Вместе с тем при увеличении магнитного поля фазовый объем ловушки увеличивается и в нее могут попадать носители все с меньшей энергией.

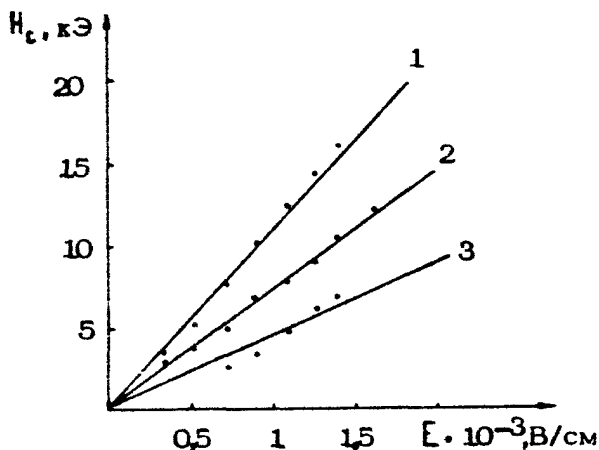


Р и с. 5. Гаусс-амперные характеристики при разных направлениях электрического поля, равного $720 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$; 1 — направление $[001]$, 2 — $[111]$

Концепция накопления носителей на побочных траекториях предусматривает инвертированную функцию распределения как внутри зоны, так и между подзонами легких и тяжелых дырок в полупроводниках типа германия.

Впервые процесс накопления легких дырок в германии рассмотрел И.И.Восилюс [47], который, однако, учитывал только главные траектории. В работе [6] было обращено внимание на возможную инверсию между подзонами легких

и тяжелых дырок в германии и связанные с этим эффекты усиления и генерации в дальней ИК-области.



Р и с. 6. Зависимость критического магнитного поля H_c от электрического E для двух направлений электрического поля. 1 и 2 характеризуют тяжелые дырки, 3 — легкие. 1 соответствует направлению $E \parallel [111]$, 2 — $[001]$

Первые, хотя и не осознанные сведения относительно накопления легких дырок содержатся в работе [53]. Впоследствии в ряде экспериментальных работ, в которых изучались гальваномагнитные зависимости, был сделан вывод о накоплении легких дырок сверх равновесного значения [33,65] а в работе [44] — об инверсной функции распределения легких дырок.

Представлялось, что наиболее наглядной и достоверной картиной накопления легких дырок может служить возгорание разогретого излучения в магнитном поле. Действительно, разогрев электрическим полем носителей, в равновесии находящихся при температуре жидкого гелия, до энергии оптического фонона с выходом их на стриминг должен приводить к излучению в области длин волн от 40 мкм и выше вследствие прямых оптических переходов между подзонами легких и тяжелых дырок. Интенсивность этого излучения должна быть пропорциональна концентрации легких дырок. При наложении на систему носителей, находящихся в стри-

минге, поперечного магнитного поля интенсивность излучения не должна меняться до тех пор, пока не образуется ловушка в подзоне легких дырок. После образования ловушки вследствие накопления в ней легких дырок интенсивность излучения должна возрасти.

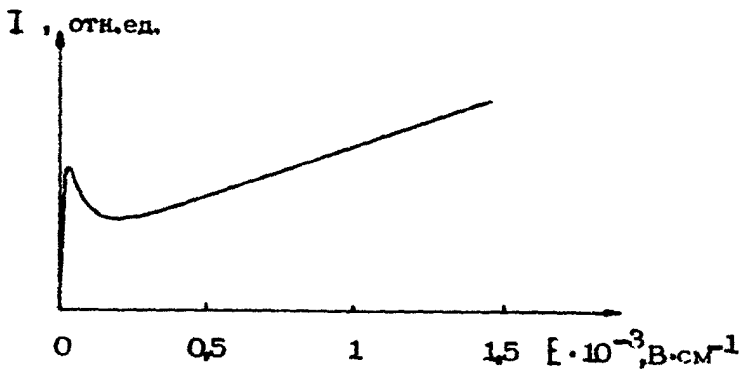
Так же, как и при исследовании срыва диссипативного тока, эксперимент с излучением проводился на "коротких" образцах, что давало возможность считать электрическое поле в образце равным приложенному. Индикация излучения осуществлялась с помощью приемника из германия, легированного галлием, спектральная чувствительность которого находится в пределах $\sim 50 - 120$ мкм [157]. Для исключения регистрации излучения в собственной области поглощения германия между приемником и образцом устанавливался фильтр из черного полиэтилена. Образец и приемник помещались непосредственно в жидкий гелий.

Концентрация носителей в исследуемых образцах составляла от 10^{11} см $^{-3}$ до 10^{13} см $^{-3}$. Интенсивность излучения в отсутствие магнитного поля оказалась пропорциональной концентрации. Зависимость интенсивности излучения от величины приложенного электрического поля в отсутствие магнитного представлена на рис.7. Ее ход можно объяснить так. Вначале при малых [интенсивность резко возрастает вследствие разогрева носителей. Последующий максимум свидетельствует о выходе легких дырок на стриминг, а небольшой спад связан с уменьшением концентрации легких дырок при стриминге [147]. Дальнейший подъем может быть объяснен более далеким проникновением легких дырок в активную область энергий дырок $\epsilon > \epsilon_0$.

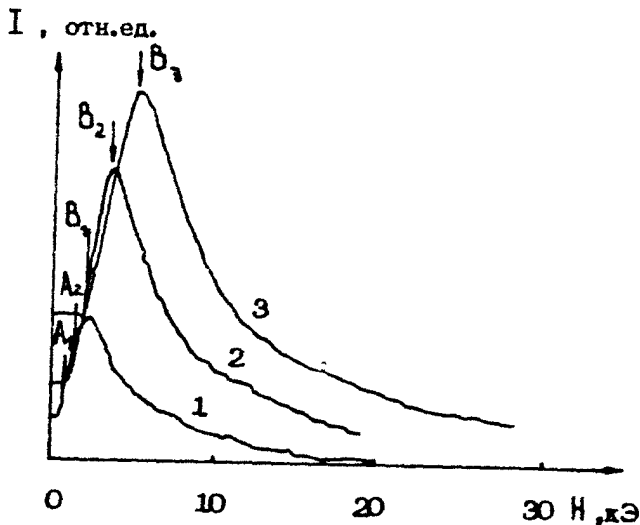
Пример записи излучения в поперечном магнитном поле приведен на рис.8. Как ожидалось, вначале интенсивность излучения не зависит от магнитного поля. При достижении магнитным полем критической величины $H_{t,2} = E_0 \sqrt{m_2^* / 2\epsilon_0}$ (здесь m_2^* - масса легких дырок), при которой образуется ловушка в подзоне легких дырок, интенсивность излучения возрастает. Этот момент отмечен стрелками А. Однако в дальнейшем при увеличении H возникает ловушка в подзоне тяжелых дырок - этот момент отмечен стрелками В. Заполнение ловушки в подзоне тяжелых дырок является конкурирующим процессом, в результате накопление в подзоне легких дырок уменьшается и излучение падает.

По-видимому, максимум в излучении в зависимости от

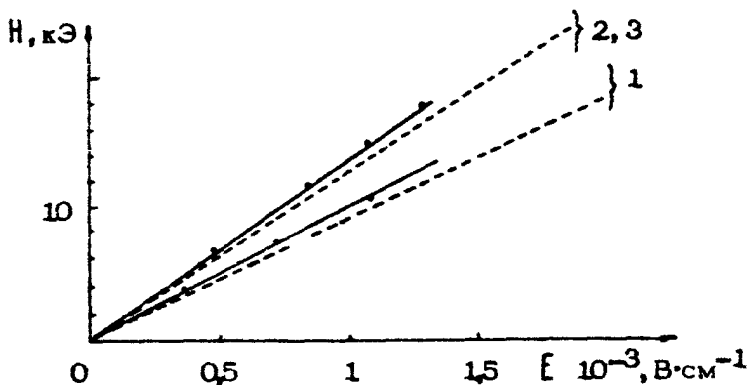
электрического поля в отсутствие магнитного можно считать пропорциональным "квазиравновесной" (т.е. без накоп-



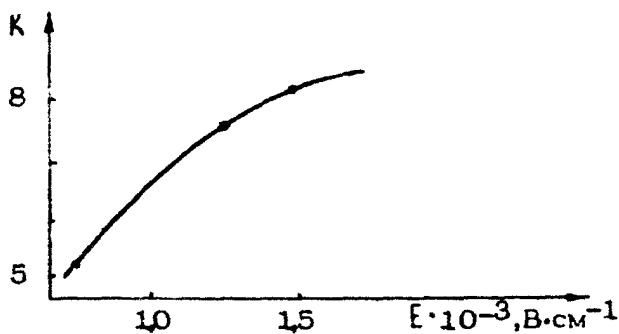
Р и с. 7. Зависимость разогретого излучения I от величины электрического поля параллельного $[111]$ при $H = 0$



Р и с. 8. Возгорание разогретого излучения в магнитном поле ($E \parallel [001]$; $H \parallel [001]$; $\rho = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$). Кривой 1 соответствует $E = 350 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$, 2 - $710 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$, 3 - $1080 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$



Р и с. 9. Зависимость момента возникновения ловушки и положения максимума от электрического поля при различных кристаллографических ориентациях \vec{E} и \vec{H} в образце с $\rho = 5 \cdot 10^{11}$:
 1 - $\vec{E} \parallel [001]$, $\vec{H} \parallel [001]$; 2 - $\vec{E} \parallel [111]$,
 $\vec{H} \parallel [011]$; 3 - $\vec{E} \parallel [112]$, $\vec{H} \parallel [111]$



Р и с. 10. Зависимость накопления легких дырок $K = I_{max} / I_0$ от величины электрического поля

ления в ловушке) концентрации легких дырок, а максимум в зависимости от магнитного поля — пропорциональным концентрации накопленных легких дырок в ловушке. Тогда отношение этих величин в излучении можно считать мерой накопления легких дырок. Увеличение излучения (и концентрации легких дырок) с ростом магнитного поля связано с увеличением фазового объема в подзоне легких дырок, который значительно растет и при тех магнитных полях, при которых возникает ловушка в подзоне тяжелых дырок. Поэтому более поздний (по магнитному полю) момент возникновения ловушки в подзоне тяжелых дырок, который включает процесс, конкурирующий с накоплением легких дырок, приведет к большему возрастанию концентрации последних. Этот момент можно регулировать, используя анизотропию подзоны тяжелых дырок. Действительно, выбирая расположение электрического поля E , или дрейфовую скорость, в различных кристаллографических направлениях, как это было сделано при исследовании гаусс-амперных характеристик, можно менять значения эффективной массы тяжелых дырок от $m_1^* = 0,204 m_0$ для $[001]$ до $m_1^* = 0,49 m_0$ *) для $[111]$. Однако, как показано в работе [18], движение тяжелой дырки в скрещенных электрическом и магнитном полях весьма сложно, и возникновение ловушки происходит в точке фазового пространства, не всегда смещенной точно в сторону холловского дрейфа.

З.Ф.Красильником и М.Д.Чернобровцевой (частное сообщение) был сделан расчет зависимости величины магнитного поля, при котором возникает ловушка в подзоне тяжелых дырок, от величины электрического поля для разных кристаллографических направлений E и H . На рис.9 пунктирными линиями представлены эти зависимости, а точки соответствуют экспериментальным значениям положения максимумов излучения. Как видно, положение максимумов приходится на несколько большие значения магнитного поля. Это понятно, так как для эффективного "оттока" носителей в ловушку тяжелой зоны требуется ее развитие. Степень накопления легких дырок оказалась наибольшей, когда

$\vec{E} \parallel [111], \vec{H} \parallel [011]$, и в полях $E \approx 1500$ В/см составила около 8 (рис.10).

) Ранее выбранное значение $m_1^ = 0,47 m_0$, исходя из новейших данных [18], оказалось заниженным.

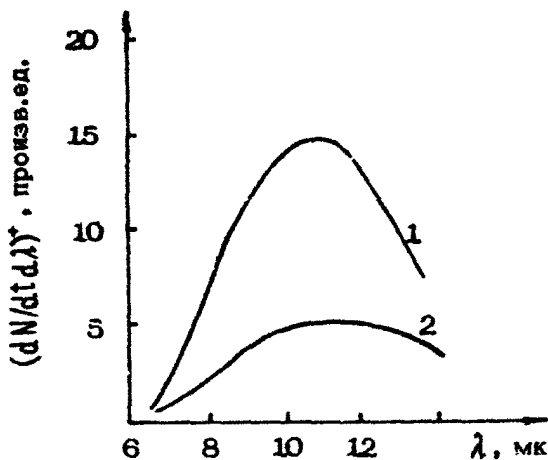
ИССЛЕДОВАНИЕ ИНВЕРСИИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГОРЯЧИХ ДЫРОК В p-Ge ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ И ОБНАРУЖЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ДАЛЬНОЙ ИК-ОБЛАСТИ

Л.Е.Воробьев, Ф.И.Осокин, В.И.Стафеев, В.Н.Тулупенко

Впервые возможность усиления света благодаря инверсии функции распределения горячих дырок в германии была отмечена в работе [40], где исследовалось спектральное распределение поляризованного спонтанного излучения из p-Ge в диапазоне 6–14 мкм в сильных электрических полях, обусловленное прямыми переходами дырок из зоны легких дырок 2 в зону тяжелых Γ_1^4 . В дальнейшем индекс 1 будем относить к тяжелым, а индекс 2 – к легким дыркам. На рис.1 приведена спектральная зависимость интенсивности излучения света двух поляризацій $\vec{e}_\omega \perp \vec{E}$ и $\vec{e}_\omega \parallel \vec{E}$ для одного из значений электрического поля E из работы [40]. Нетрудно показать, что число квантов света двух поляризацій, излученных в единицу времени в единицу объема и в единичный интервал для волн, равно (при $f(\epsilon_1) \ll 1$)

$$\left(\frac{dN}{d\lambda dt} \right)_{\lambda, \mu} = \frac{\alpha_{1,2} c P_1}{n f_T(\epsilon_1) [1 - \exp(-h\nu/kT)]} \left\{ [f_0(\epsilon_2) + \alpha_{1,2} f_2(\epsilon_2)] + f_\nu [f_0(\epsilon_2) - f_0(\epsilon_1)] + \alpha_{1,2} [f_2(\epsilon_2) - f_2(\epsilon_1)] \right\}, \quad (1)$$

*) Излучение при не прямых переходах с участием примесей и фононов было обнаружено и исследовано в n-Ge и n- Γ_3 As [41, 39].



Р и с. 1. Спектральная зависимость поляризованного спонтанного излучения из p - Ge ($T = 85^\circ\text{K}$, $N_p = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $E = 5,8 \text{ кВ/см}$): 1 - $\vec{e}_\omega \perp \vec{E}$; 2 - $\vec{e}_\omega \parallel \vec{E}$

где α_{12} - коэффициент поглощения света для переходов 1-2 между зоной тяжелых и легких дырок при $E = 0$; $f_T(\epsilon_1)$ - равновесная (больцмановская) функция распределения тяжелых дырок; c - скорость света; n - показатель преломления; $\rho_\lambda = 4\pi n^3 / \lambda^4$ - плотность состояний фотонов; f_ν - функция распределения фотонов; $f_0(\epsilon_2), f_2(\epsilon_2), f_0(\epsilon_1), f_2(\epsilon_1)$ - симметричные и асимметричные части функции распределения горячих легких и тяжелых дырок соответственно, или коэффициенты разложения функции распределения по полиномам Лежандра

$$\left(f(\vec{p}) = \sum_{l=0}^{\infty} f_l(\epsilon) P_l(\cos \theta) \right); \quad \alpha_1 = 0,1$$

и $\alpha_2 = -0,2$, если принять зависимость вероятности переходов 1-2 от угла между \vec{e}_ω и квазиимпульсом дырки \vec{p} в виде $W \sim \sin^2(\vec{p}, \vec{e}_\omega)$. Если первые члены в формуле (1) описывают спонтанное излучение, то члены с сомножителем f_ν - индуцированное излучение. Анализ спонтанного излучения с помощью (1) позволяет найти $f_0(\epsilon_2)$ и $f_2(\epsilon_2)$. Результаты такого анализа представлены на рис.2. Сильная анизотропия спектров спонтанного излучения и функции распределения горячих дырок свидетельствует о преимущественной направленности движения горячих легких дырок в обла-

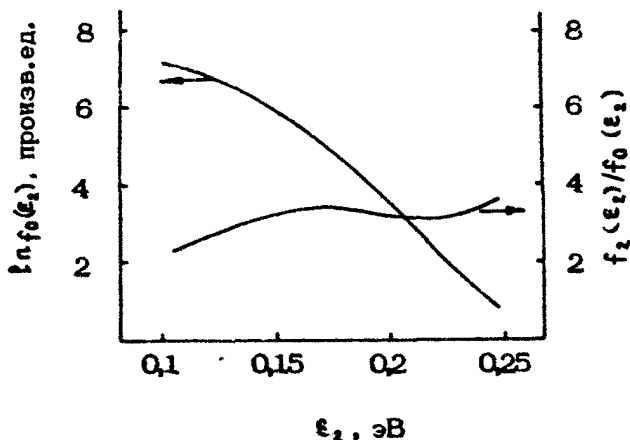
ти больших энергий. В работе [40] показано, что усиление света возможно, если коэффициент усиления света больше коэффициента поглощения на свободных тяжелых и легких дырках при внутризонных переходах с участием примесей и фононов ($\alpha_{\perp 11} + \alpha_{22}$) и коэффициента поглощения решетки:

$$\frac{\alpha_{22} \left\{ f_0(\epsilon_2) - f_0(\epsilon_1) + \alpha_{\perp 11} [f_2(\epsilon_2) - f_2(\epsilon_1)] \right\}}{[1 - \exp(-h\nu/kT)] f_T(\epsilon_1)} > (\alpha_{\perp 11} + \alpha_{22}) + \alpha_{\text{реш.}}$$

Инверсия функции распределения дырок, или выполнение условия

$$f_0(\epsilon_2) + \alpha_{\perp 11} f_2(\epsilon_2) > f_0(\epsilon_1) + \alpha_{\perp 11} f_2(\epsilon_1) \quad \text{при} \quad h\nu = \epsilon_2(\rho) - \epsilon_1(\rho),$$

возможна при более сильном разогреве в электрическом поле легких дырок по сравнению с тяжелыми. Однако из-за малой величины $f(\epsilon_2)$ в области больших энергий усиление и генерация света маловероятны. Более благоприятной в этом отношении является ситуация в сильных скрещенных \vec{E} - и \vec{H} -полях. Как впервые было показано в теоретичес-



Р и с. 2. Функция распределения горячих легких дырок и ее анизотропия

ких работах [48], при низкотемпературном ($T < \epsilon_g$, ϵ_g — энергия оптического фонона) рассеяния носителей заряда в полупроводниках гальваномагнитные явления в сильных скрещенных \vec{E} — и \vec{H} — полях кардинально меняются.

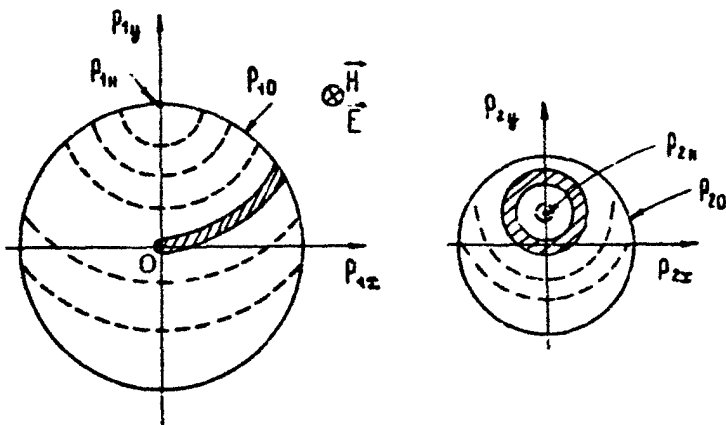
В дырочном германии в указанных условиях возможно значительное увеличение числа легких дырок и соответственно числа тяжелых дырок. Это явление было исследовано теоретически [47] и далее показано [6], что перераспределение дырок между подзонами приводит к инверсии функции распределения горячих дырок, что может быть использовано для усиления света в дальнем ИК-диапазоне длин волн. В работах [92] указан еще один механизм появления инверсии функции распределения горячих дырок, действующий одновременно с первым и тесно с ним связанный, а именно: смещение $f(\epsilon_2)$ в пространстве квазиимпульсов относительно $f(\epsilon_1)$ в скрещенных \vec{E} — и \vec{H} — полях. Кратко поясним оба механизма возникновения инверсии функции распределения.

Сначала остановимся на причинах появления перезаселенности дырок. Траектория бесстолкновительного движения дырок в импульсном пространстве в скрещенных $\vec{E} \parallel 0z$; $\vec{H} \parallel 0x$ в плоскости $p_z = \text{const}$ представляет окружность с центром, смещенным вдоль оси p_y (рис.3)

$$p_x^2 + (p_y - p_H)^2 = p_{0x}^2 + (p_{0y} - p_H)^2, \quad p_z = \text{const},$$

где $p_H = m^* c E / H$, p_{0x}, p_{0y} — компоненты начального импульса дырок. Пусть $\tau_1^-, \tau_2^- > \tau^+$ (τ^- — время рассеяния дырок колебаниями решетки и примесями в пассивной области энергии $\epsilon < \epsilon_g$, τ^+ — время испускания оптического фонона в активной области $\epsilon > \epsilon_g$, причем $\tau_1^+ = \tau_2^+ = \tau^+$). Фиксируем H . Если E такое, что $p_{1H} > p_{10} = \sqrt{2 m_1 \epsilon_g}$, и $p_{2H} < p_{20} / 2$ ($p_{20} = \sqrt{2 m_2 \epsilon_g}$), то главная траектория движения тяжелых дырок, проходящая через начало координат $p_x = p_y = 0$, разомкнута (выходит за пределы пассивной области) из-за сильного (будем считать пока мгновенного) рассеяния дырок при $\epsilon \geq \epsilon_g$. В то же время траектория легких дырок замкнута (сосредоточена в пассивной области). Эта ситуация показана на рис.3 сплошными линиями. Пусть выполнены также следующие условия: $\omega_H \tau_1^+ \ll 1$ и $\omega_1 \tau_1^+ \gg 1, \omega_2 \tau_2^- \gg 1$, где $\omega_1 = eH / m_1 c$ — циклотронная частота. Тогда тяжелые дырки не успевают проникнуть глубоко за пределы активной области

ти из-за мгновенного рассеяния с испусканием оптического фотона. После рассеяния тяжелые дырки оказываются в зоне тяжелых (зона 1) или зоне легких (зона 2) дырок в окрестности $\epsilon = 0$ ($\rho_{0x} \approx \rho_{0y} \approx 0$). Легкие дырки живут на замкнутых траекториях в пассивной области время τ_2^- , а затем выбрасываются главным образом в зону тяжелых дырок. Из-за более частого рассеяния тяжелых дырок по сравнению с легкими ($\omega_{c1}^{-1} \ll \tau_2^-$) число легких дырок по сравнению с их равновесным числом возрастает пропорционально $\omega_{c1} \tau_2^-$.



Р и с. 3. Траектории движения тяжелых и легких дырок в скрещенных \vec{E} - и \vec{H} -полях в пространстве импульсов в плоскости $p_x = 0$

Если $\rho_{10}/2 < \rho_{1x} < \rho_{10}$ и по-прежнему $\rho_{2x} < \rho_{20}/2$, то ситуация с перезаселенностью ухудшается, так как в зоне тяжелых дырок в пассивной области могут образоваться замкнутые траектории, на которых тяжелые дырки могут жить долго в течение времени τ_1^- . Такие области накопления тяжелых (а также легких) дырок появляются при $\rho_{1x} < \rho_{10}$ и имеют в трехмерном пространстве квазиимпульсов веретенообразную форму. Попасты в эту область тяжелые дырки могут из-за рассеяния в пассивной области, а также из-за проникновения в активную область, так как τ^+ является конечной величиной. В обоих случаях начальный импульс $\vec{p}_0 \neq 0$.

Наконец, если $\rho_{2n} > \rho_{20}/2$, главная траектория легких дырок размыкается и их рассеяние происходит чаще. Заселенность зоны 2 должна уменьшиться. Следует отметить, что проникновение тяжелых и легких дырок в глубь активной области усложняет картину и сглаживает зависимость населенности и инверсии от E и H . Рассеяние в пассивной области и при эмиссии ДО-фона после проникновения в глубь активной области приводит к появлению $\bar{p}_0 \neq 0$. Траектории дырок с отличным от нуля начальным импульсом показаны на рис.3 пунктиром. Приведем некоторые цифры для p -ге: $\rho_{10} = 6,1 \cdot 10^{-21}$, $\rho_{20} = 2,16 \cdot 10^{-21}$ ед. СГСЭ. Эксперимент проводился при $H = 23$ кЭ. Для этого значения поля $\rho_{1n} = 1,35 \cdot E \cdot 10^{-21}$, $\rho_{2n} = 0,16 \cdot E \cdot 10^{-21}$ ед. СГСЭ, где E нужно подставлять в киловольтах на сантиметр. Исходя из вышеприведенной картины, при $H = 23$ кЭ следует ожидать увеличения накопления легких дырок в зоне 2 и инверсии функции распределения горячих дырок с ростом E примерно до 4 кВ/см, затем ее уменьшения и при $E = 13$ кВ/см, когда $\rho_{2n} > \rho_{20}$, накопление должно исчезнуть.

В использованных в экспериментах образцах концентрация примесей $N_n \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Основным механизмом рассеяния дырок в пассивной области как при $T \approx 18$ К, так и при $T = 80$ К является примесное рассеяние. Так, при рассеянии на примеси при $T = 18$ К $\tau_{1n} \approx 2,3 \cdot 10^{-12}$, $\tau_{2n} \approx 0,6 \cdot 10^{-12}$ с, а $\tau_1^- \approx 2,1 \cdot 10^{-12}$, $\tau_2^- \approx 0,7 \cdot 10^{-12}$ с. Время рассеяния при испускании оптического фона $\tau^+ = 0,5 \cdot 10^{-12}$ с. При $H = 23$ кЭ, $T = 18$ К, $\omega_{c1} \tau_1^+ = 2,5$; $\omega_{c2} \tau_2^- = 5$, а $\omega_{c1} \tau_2^- = 1$. Как следует из приведенных значений $\omega_{c1} \tau_2^-$, ρ_{1n} и ρ_{10} , частота рассеяния тяжелых дырок, или обратное время пролета пассивной области, равное

$$\nu_1 = (\omega_{c1}/2\pi) \left[\pi/0,4 \text{ctg}(\rho_{10} / \sqrt{4\rho_{1n}^2 - \rho_{10}^2}) \right],$$

близко к частоте рассеяния легких дырок в пассивной области $(\tau_2^-)^{-1}$, и поэтому степень перезаселенности дырок для легированных образцов должна быть невелика. Следует также заметить, что $\omega_{c1} \tau^+ \approx 0,5$, поэтому при $\rho_{1n} > \rho_{10}/2$ происходит глубокое проникновение тяжелых дырок в активную область или даже пролет ее и возвращение в пассивную область без эмиссии оптического фона. Из-за проникновения в активную область начальный импульс тяжелых и лег-

ких дырок \vec{p}_{01} и \vec{p}_{02} и их траектории могут быть разбросаны почти по всей пассивной области (пунктир на рис.3).

Как показали расчеты. функции распределения методом Монте-Карло [92], она является инверсной даже при $N_p > 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, когда условия перераспределения дырок между подзонами не выполняются, что, вероятно, привело авторов [92] к выводу о действии еще одного механизма появления инверсии функции распределения, менее чувствительного к рассеянию в пассивной области. Таким механизмом является смещение в пространстве квазиимпульсов p функции распределения горячих тяжелых дырок относительно легких. В сильных скрещенных \vec{E} - и \vec{H} -полях при выполнении условий $\mu_1 H/c \gg 1$ и $\mu_2 H/c \gg 1$ средняя скорость легких и тяжелых дырок одинакова $v = cE/H$, однако импульс тяжелых дырок много больше импульса легких дырок $p_{1H} \gg p_{2H}$.

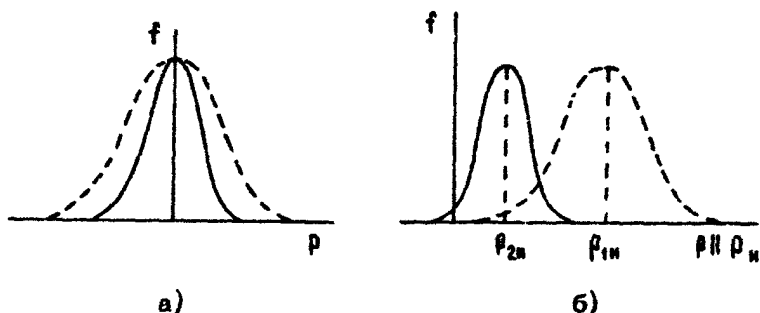
На рис.4, а и б показано, каким образом смещение функции распределения тяжелых и легких дырок в ограниченной области импульсов, отвечающих определенным значениям $h\nu = \epsilon_2(p) - \epsilon_1(p)$, приводит к появлению инверсии функции распределения, т.е. $f_2(p) > f_1(p)$. Вероятность прямых переходов с испусканием кванта света определяется значениями функций распределения тяжелых и легких дырок при определенном значении модуля $|\vec{p}|$, так что инверсия есть

$$\delta = f_2(p)/f_1(p) = \int f_2(p) d\Omega / \int f_1(p) d\Omega, \quad (2)$$

где Ω — телесный угол в пространстве импульсов. Если предположить, что функции распределения тяжелых и легких дырок $f_1(p-p_H)$ и $f_2(p-p_H)$ — смещенные максвелловские (считаем, что $\mu_{1,2} H/c \gg 1$), а температуры легких и тяжелых дырок одинаковы $T_1 = T_2 = T$ и нет перераспределения дырок между подзонами, т.е. $N_{p1}/N_{p2} \approx (m_1/m_2)^{3/2}$, тогда из формулы (2) получаем

$$\delta = \frac{f(\epsilon_2)}{f(\epsilon_1)} \Big|_{p=\text{const}} = \exp \left\{ \left[\frac{(m_1 - m_2)c^2 E^2}{H^2} - 4\pi h\nu \right] / 2k_B T \right\}. \quad (3)$$

Таким образом, $\delta > 1$ при $cE/H > \sqrt{\frac{4\pi h\nu}{(m_1 - m_2)}}$. Отметим, что с ростом T степень инверсии уменьшается.



Р и с. 4. Функция распределения по импульсам тяжелых (пунктир) и легких (сплошная линия) дырок: а - $E = H = 0$; б - $E \neq H$

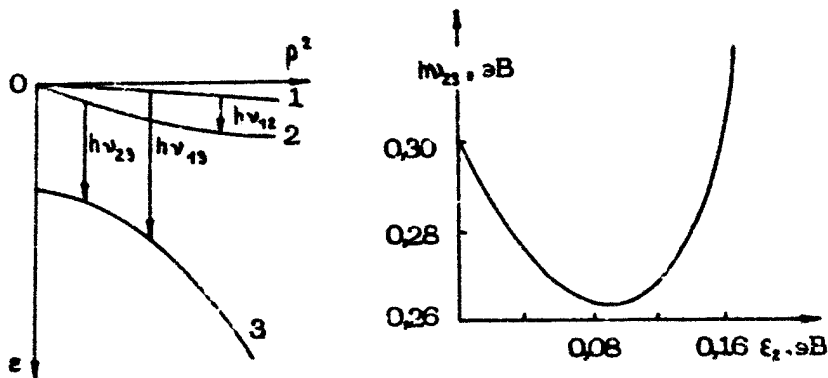
В отличие от механизма перераспределения дырок между подзонами в данном случае не требуется выполнения условия сильного взаимодействия с оптическими фононами, а ограничения на величину времени релаксации дырок в пассивной области τ_1^- и τ_2^- оказываются менее жесткими. В работе [92] показано с помощью расчета методом Монте-Карло, что $f(\epsilon_2) > f(\epsilon_1)$ даже при $N_n = N_p = 8 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$. Следует однако заметить, что в расчетах не было учтено междырочное рассеяние, которое уменьшает инверсию функции распределения дырок для обоих механизмов. Поэтому величина δ из [92] является завышенной, особенно при $N_p > 10^{15} \text{см}^{-3}$.

Для экспериментального обнаружения инверсии заселенности было исследовано изменение ИК-поглощения света в ρ - β е в сильных скрещенных \vec{E} - и \vec{H} -полях. Поглощение света в ρ - β е обусловлено прямыми переходами дырок между подзонами валентной зоны (рис.5). Коэффициент поглощения света α пропорционален функции распределения дырок $\alpha = A(\lambda) f(\epsilon)$, что дает возможность найти $f(\epsilon)$ по следующей схеме. Сначала определяется спектральная зависимость изменения коэффициента поглощения в сильном поле $\Delta\alpha(h\nu)$. Затем находится коэффициент поглощения света $\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha$, где α_0 - коэффициент поглощения света в равновесных условиях ($E = H = 0$) при температуре кристалла T . В нашем случае $T = 18$ или 80 К. Сравнивая коэффициент поглощения в скрещенных \vec{E} - и \vec{H} -полях α_E

с коэффициентом поглощения при какой-либо другой температуре α_T , скажем, $T = 200$ К, можно найти функцию распределения из соотношения

$$\alpha_{\epsilon}(h\nu)/\alpha_T(h\nu) = f(\epsilon)/f_T(\epsilon)_{T=200\text{K}}$$

Связь между энергией кванта и энергией дырок $h\nu_{13}(\epsilon_1)$, $h\nu_{23}(\epsilon_2)$ была найдена ранее экспериментально по спектральной и температурной зависимости поглощения света в р-Ge [37].

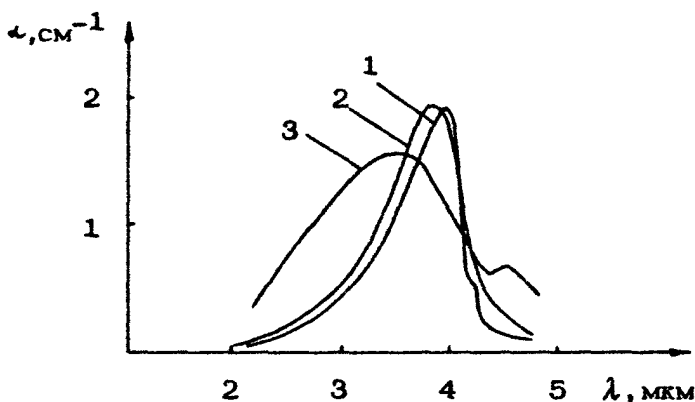


Р и с. 5. Зонная структура и схема межзонных переходов дырок при поглощении света: 1, 2 – зона тяжелых и легких дырок, 3 – зона, отщепленная спин-орбитальным взаимодействием.

Р и с. 6. Связь между энергией кванта и энергией легких дырок для переходов 2–3

Изложенная выше процедура была ранее использована для определения $f(\epsilon)$ горячих тяжелых дырок в германии (например, [160, 38, 42]). Что же касается легких дырок, то такой метод определения функции распределения легких дырок связан с рядом трудностей [43]. Во-первых, приведенная плотность состояний при $\epsilon_2 \approx 0,1$ эВ имеет сингулярность, что приводит к резкому росту $\alpha_{23}(h\nu)$ с ростом электрического поля из-за увеличения числа дырок в окрестности $\epsilon_2 \approx 0,1$ эВ. Во-вторых, уширение поглощения из-за сильного рассеяния дырок в зоне 3 с испусканием оптического фона и переходом в зону 1 и 2

сравнимо с шарпной пика поглощения для переходов 2-3. В-третьих, зависимость $h\nu_{23}(\epsilon_2)$ имеет неоднозначный характер (рис.6), что существенно для определения $f(\epsilon)$ при высоких E , когда легкие дырки имеют большую энергию. Однако, как показано прямым вычислением [43], функция распределения легких дырок в ограниченном диапазоне энергий $\epsilon_2 \leq \epsilon_0$ ($\lambda = 4,16 + 4,5$ мкм) может быть найдена достаточно точно, если средняя энергия дырок не слишком велика ($\langle \epsilon_c \rangle \leq \epsilon_0$). В этом случае перечисленные выше факторы существенно не сказываются и по-прежнему можно с хорошей степенью точности считать, что $\alpha_{23} \approx \lambda_{23}(\lambda, \epsilon_2)$ и предложенная выше схема определения функции распределения справедлива.



Р и с. 7. Спектральная зависимость коэффициента поглощения света дырками для переходов 1-3 и 2-3: 1 - $T = 18$ К, 2 - $T = 80$ К, 3 - $T = 200$ К ($N_p = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$)

Прежде всего была экспериментально определена спектральная зависимость коэффициента поглощения света $\alpha_0(\lambda)$ при $T = 18, 80$ и 200 К для образца с концентрацией дырок $N_p = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (рис.7). Заметим, что при $T = 18$ К часть дырок выморожена, поэтому $\alpha_0(\lambda)$ включает как поглощение дырками, так и нейтральными акцепторами. При вычислении α_E как $\alpha_E = \alpha_0 + \Delta\alpha$ не имеет значения, каким механизмом определяется α_0 . Важно только, что при высоких электрических полях все примеси ионизованы и поглощение α_E определяется прямыми переходами дырок,

так что $\alpha_{\epsilon} = A(\lambda) f(\epsilon)$. Отметим слабое сужение пиков поглощения при понижении температуры решетки ниже 80К, не отвечающее изменению $f(\epsilon)$, согласно соотношению $\alpha_0 = A(f) f_T(\epsilon)$ (здесь $f_T(\epsilon)$ - равновесная функция распределения). Это вызвано существенным вкладом непрямых межзонных переходов дырок с участием фононов и примесей и поглощением акцепторами. Исследование $\Delta\alpha$ проводилось для образцов с концентрацией дырок $N_p = 2,3 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, поэтому данные для α_0 (рис.7) пересчитывались для другой концентрации N_p . При этом из-за разной концентрации акцепторов и степени компенсации вносилась погрешность, которая была существенна главным образом при определении функции распределения тяжелых дырок.

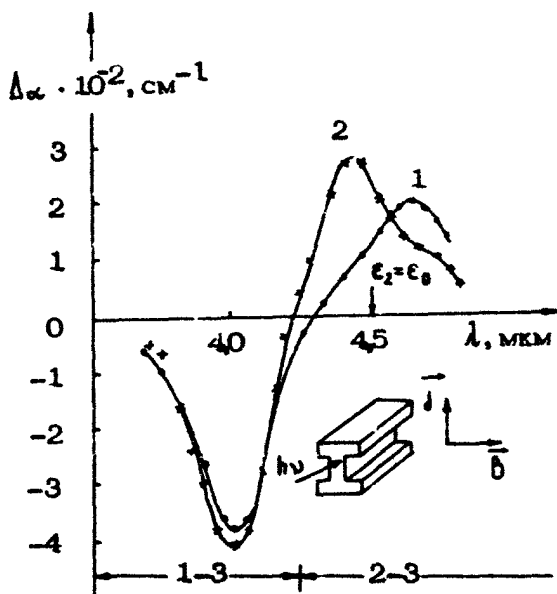


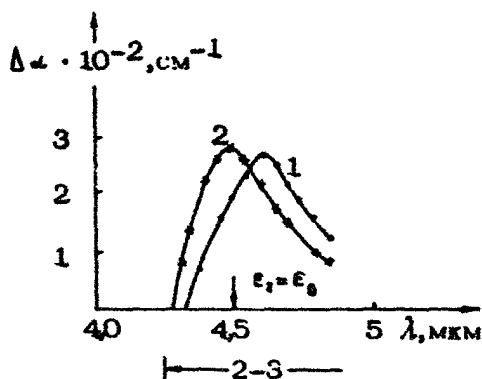
Рис. 8, а. Спектральная зависимость изменения коэффициента поглощения света дырками $\Delta\alpha$ для переходов 1-3 и 2-3: 1 - $N=0$; 2 - $N \neq 0$; $N=23 \text{ кЭ}$; $T=18 \text{ К}$, $N_p=2,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_d \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $E=2,2 \text{ кВ/см}$; на вставке показана форма образца

Для исследования $\Delta\alpha(h\nu)$ в сильных E - и H -полях был использован образец $N_p=23 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $N_d \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Концентрация примесей N_d была определена по подвижности

при $T = 77$ К. При температуре $T = 18$ К дырки частично заморожены, однако в исследуемом диапазоне E и H имеет место ударная ионизация акцепторов и все дырки находятся в валентной зоне. Для предотвращения инжекции были изготовлены образцы в форме двутавра (см. вставку на рис. 8, а) с длиной вдоль направления распространения света $L = 20$ мм. Рабочая (узкая) область кристалла имела размеры $2,5 \cdot 7$ мм. Для определения напряженности поля в рабочей части образца были проведены измерения падения приложенного и холловского напряжения в узкой части образца с помощью зондов. Оказалось, что если при $H = 0$ практически все напряжение в области сильных электрических полей падало в рабочей области кристалла, то при $H = 23$ кЭ на рабочую область приходилась примерно половина приложенного напряжения. Так, при полном приложенном к образцу напряжении $V_{пр} = 2,8$ кВ на рабочей области падало $V = 1,46$ кВ, а холловское напряжение составляло $V_H = 1,45$ кВ. Холловское напряжение для образца указанной геометрии в значительной степени закорачивалось. Представляет интерес полное поле в рабочей области кристалла $E = (E_{пр}^2 + E_H^2)^{1/2}$. Так, для $V = 2,8$ кВ $E_{пр} = 2,08$, $E_H = 0,775$, а $E = 2,22$ кВ/см. Из-за закорачивания холловского поля его вклад в полное поле E оказывается незначительным.

Полученные данные представлены на рис. 8. Заметим, что при $T = 18$ К почти во всей области переходов $2 \rightarrow 3$ $\alpha_T \ll \Delta\epsilon$ и поэтому приблизительно $\alpha_E \approx \Delta\epsilon$. Сдвиг поглощения в коротковолновую область при приложении магнитного поля означает увеличение числа легких дырок в области малых энергий в пассивной области $\epsilon_2 < \epsilon_0$, так как согласно рис. 6 меньшие значения ϵ_2 отвечают большим значениям $h\nu$. Однако ответ на вопрос, являются ли $f(\epsilon)$ дырок инверсной в интересующей области переходов $1 \rightarrow 2$ ($\lambda > 50$ мкм), может быть получен только после вычисления функции распределения тяжелых и легких дырок для значений энергий ϵ_1 и ϵ_2 , отвечающих переходу $1 \rightarrow 2$ с данной длиной волны света λ . Так, значения $\lambda = 100$ мкм соответствуют $\epsilon_1 = 1,5 \cdot 10^{-3}$ эВ и $\epsilon_2 = 1,4 \cdot 10^{-2}$ эВ, а $\lambda = 60$ мкм — $\epsilon_1 = 2,5 \cdot 10^{-3}$ и $\epsilon_2 = 2,3 \cdot 10^{-2}$ эВ. Функцию распределения тяжелых дырок можно получить в диапазоне $\epsilon_1 = 0,008 - 0,055$ эВ. При меньших энергиях ее можно найти экстраполяцией $\ln f(\epsilon_1)$ к значениям $\epsilon_1 \approx 0$. Результаты вычислений представлены на рис. 9. Как видно, инверсия $f(\epsilon)$ может быть получена при $\lambda > 50$ мкм и выражена тем силь-

нее, чем больше ϵ вплоть до $\epsilon = 3,3$ кВ/см, что выводится в согласии с вышеприведенными механизмами инверсии $f(\epsilon)$. Выполненные после получения экспериментальных данных расчеты [92] согласуются с экспериментом.

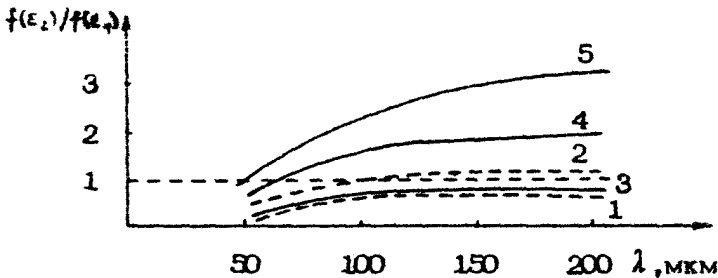


Р и с. 8, б. Спектральная зависимость изменения коэффициента поглощения света дырками $\Delta\alpha$ для переходов 1-3 и 2-3: $T = 80$ К, $N_p = 6,2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $\epsilon = 1,4$ кВ/см

Отметим, что пороговые явления для инверсии, аналогичные для наблюдавшихся в работе [133] для кинетических явлений и спонтанного излучения, можно обнаружить только в чистых образцах в области небольших значений ϵ и N , когда хорошо выполняются условия $\omega_{1c}\tau_1^- \gg 1$, $\omega_{2c}\tau_2^- \gg 1$, $\tau_{1,2}^- \gg \tau^+$, $\omega_{1c}\tau_2^- \gg 1$, а глубина проникновения дырок в активную область мала, т.е. $\omega_{1c}\tau^+ \ll 1$. В этом случае механизм накопления легких дырок четко выражен. В наших экспериментах эти условия выполняются недостаточно хорошо.

С уменьшением N , как показывает эксперимент, степень инверсии $f(\epsilon)$ уменьшается. Не вызывает удивления и появление инверсии $f(\epsilon)$ при $T = 80$ К. Действительно, основным механизмом рассеяния в пассивной области для образцов с $N_n \approx 10^{15}$ см $^{-3}$ является примесное рассеяние, ко-

торое не зависит от T . Усиление рассеяния на акустических колебаниях решетки с ростом T слабо сказывается на τ_{12}^{-1} , и поэтому не очень сильно ухудшает условия появления инверсии, обусловленного как перераспределением дырок между зонами, так и смещением $f(\epsilon_1)$ относительно $f(\epsilon_2)$.



Р и с. 9. Степень инверсии функции распределения горячих дырок в зависимости от длины волны излучения для переходов 1-2. $h\nu = \epsilon_2(\rho) - \epsilon_1(\rho)$, $N_p = 2,3 \cdot 10^{14}$, $N = 23$ кЭ. Пунктирные кривые - $T = 80$ К, сплошные - $T = 18$ К. Электрическое поле E (кВ/см): 1 - 1,4; 2 - 2,4; 3 - 1; 4 - 2,2; 5 - 3,3

Используя экспериментально определенные значения функции распределения тяжелых и легких дырок $f(\epsilon_1)$ и $f(\epsilon_2)$, нетрудно вычислить коэффициент поглощения и усиления света. Согласно [129]

$$\alpha_{12} = \frac{2e^2 \hbar |\bar{p}_{12}(\vec{k})|^2 k [f(\epsilon_1) - f(\epsilon_2)]}{c m_0 n \hbar \omega (d\epsilon_1/dk^2 - d\epsilon_2/dk^2)}$$

где $|\bar{p}_{12}(\vec{k})|^2 = \frac{m_0^2 k^2}{\hbar^2} \bar{W}_{12}(\vec{k})$ - квадрат матричного элемента оператора импульса, усредненного по направлениям волнового вектора \vec{k} . Зависимость $\bar{W}_{12}(\vec{k})$ определяется конкретным видом волновых функций зоны 1 и 2, а приведенная плотность состояний

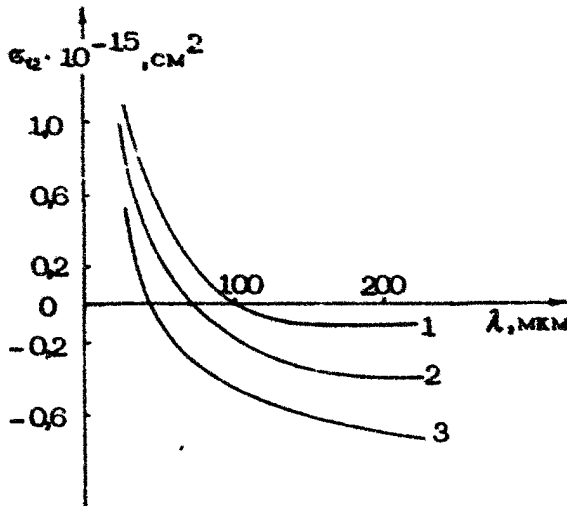
$$\rho(k) = \frac{\kappa}{2\pi^2} \left(\frac{d\varepsilon_1}{dk^2} - \frac{d\varepsilon_2}{dk^2} \right)^{-1}$$

- зонной структурой. В интересующей нас области энергий кванто, и следовательно κ , зависимость $W_{12}(\vec{k})$ и $\rho(k)$ таковы [129], что α_{12} можно представить в более простой форме:

$$\alpha_{12} = \beta \kappa^2 [f(\varepsilon_1) - f(\varepsilon_2)] / h\nu, \quad (4)$$

где β - численный коэффициент. Его можно определить из сравнения коэффициента α_{12} для какой-либо температуры, например 300К, определенного экспериментально в [37] и найденного по формуле (4). Связь между $\kappa, \varepsilon_1, \varepsilon_2$ и $h\nu$ также экспериментально получена в [37]. Найденная таким образом величина $\beta = 1,24 \cdot 10^{-17}$ эВ · см².

На рис.10 показано сечение поглощения (усиления) $\sigma_{12} = \alpha_{12} / N_p$, определенное согласно (4). Отрицательные значения σ_{12} соответствуют усилению света. Как видно, условия генерации наиболее благоприятны при $\lambda > 200$ мкм.



Р и с. 10. Сечение поглощения (усиления) света в зависимости от длины волны для переходов 1-2.
 $T = 18\text{К}$, $N_p = 2,3 \cdot 10^{14} \text{см}^{-3}$, $N_n = 10^{15} \text{см}^{-3}$;
 1 - $E = 1,0 \text{кВ/см}$, 2 - $E = 2,5 \text{кВ/см}$,
 3 - $E = 3,3 \text{кВ/см}$

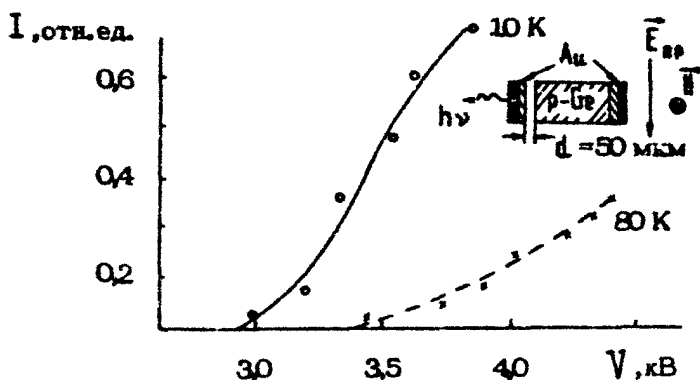
Для получения генерации излучения необходимо выполнение условия

$$\alpha_{12} > \alpha_p + (\alpha_{11} + \alpha_{22}) + \frac{1}{2L} \rho_n R_{3p}, \quad (5)$$

где $\alpha_p, \alpha_{11} + \alpha_{22}$ — коэффициенты поглощения соответственно колебаниям решетки и при внутризонных переходах горячих тяжелых и легких дырок с участием акустических фононов и примесей; последний член учитывает потери на неполное отражение от одного из зеркал (для другого зеркала $R_{3p} = 1$; L — длина между зеркалами оптического резонатора, в который помещен кристалл; α_p может быть обусловлено двухфононным поглощением. В дальнейшем сосредоточим внимание на поглощении в области $\lambda = 100$ мкм. В этой области двухфононное поглощение возможно для комбинаций фононов $TO(X) - LA(X)$ и $LA(L) - TA(L)$, разрешенных правилами отбора [172]. При $T = 10$ К, согласно грубым оценкам, $\alpha_p \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, что не противоречит экспериментальным данным для германия из работы [151], где при $T = 1,5$ К и $\lambda = 100$ мкм найдено, что $\alpha_p < 0,2 \text{ см}^{-1}$. Расчет $\alpha_{11} + \alpha_{22}$ при внутризонных переходах с участием акустических колебаний и примесей дает $(\alpha_{11} + \alpha_{22}) \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ при $T = 10$ К, $E = 4$ кВ/см, $N_p = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_n = 6,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\lambda = 100$ мкм. Величина $(2L)^{-1} \rho_n R_{3p}$ при $L = 2$ см и конструкции зеркала с отверстием диаметром 0,8 мм, описанной ниже, примерно равна $5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Таким образом, условие (5) при $N_p = 6,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ может быть выполнено.

Для наблюдения генерации был изготовлен образец из р-Ge с $N_p = 6,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_n \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ такой же формы, как и для исследования поглощения света в электрическом поле. Размеры рабочей области 0,7 x 1,8 x 17 мм. Конструкция генератора показана на вставке рис.11. Зеркала представляли собой пластины из высокоомного при низких температурах германия, легированного золотом, с внешней стороны покрытые напыленным слоем золота. Одно из зеркал резонатора имело "отверстие" для вывода излучения — участок германия диаметром 0,8 мм, не покрытый золотом. Между зеркалом с "отверстием" и рабочей областью кристалла был оставлен воздушный зазор шириной $d = 50$ мкм, играющий роль селектора продольных мод. Пропускание такого промежутка максимально при $\lambda = 2d/m$ ($m = 1, 2, 3, \dots$). Так

как для света с $\lambda < 50$ мкм усиление невозможно (см. рис.10), то генерироваться будут продольные моды с 100 мкм.



Р и с. 11. Зависимость интенсивности вынужденного излучения от напряжения на образце: сплошная линия - $T = 10$ K, пунктирная - $T = 80$ K; $N_p = 6,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $H = 23$ кЭ. На вставке конструкция рабочей области квантового генератора

В качестве фотоприемника использовался кристалл из $\text{Ge} + \text{Ga}$ при $T = 4,2$ K. Область спектральной чувствительности фотоприемника вместе с системой фильтров из кварца, фторопласта и охлажденного до 4,2 K черного полиэтилена лежала в диапазоне $\lambda = 80 - 120$ мкм с максимумом при 100 мкм. Излучение из кристалла, находившегося в вакуумном криостате и охлажденного до $T = 10$ или 80 K, подводилось к фотоприемнику с помощью световода и регистрировалось на экране осциллографа. Длительность импульсов сильного поля 0,5 - 0,8 мкс. Зависимость интенсивности излучения от приложенного к кристаллу напряжения показана на рис.11. Из-за сложной формы образца в магнитном поле электрическое поле E не равно V/h , где V - полное напряжение, приложенное к кристаллу, h - размер рабочей области ($h = 0,7$ см). Поле E оказывается на самом деле меньше. Как уже упоминалось, для образца, использовавшегося при исследовании поглощения света при

$V = 2,8 \text{ кВ}$ поле E оказалось равным всего лишь $2,22 \text{ кВ/см}$. Ясно, что для образца, использованного для наблюдения генерации, $E \ll V/h$. Однако из-за других геометрических размеров, главным образом из-за меньшей ширины рабочей (узкой) части образца, чем в предшествующих исследованиях, E при том же V будет несколько выше.

Следует отметить пороговый характер зависимости интенсивности излучения от V , доказанный на рис. 11, характерный для генерации вынужденного излучения. Заметим, что без оптического резонатора (без зеркал) наблюдалось слабое, на полтора-два порядка меньшее по интенсивности интегральное спонтанное излучение $I_{\text{сп}}$, плавно нарастающее с увеличением E и практически незаметное при $H = 0$. Длинноволновое спонтанное излучение из p - Ge в скрещенных E - и H -полях при $T = 4,2 \text{ К}$ было ранее обнаружено в [64, 133, 50]. В нашем случае N_p , E и H больше, чем, например, в [64, 133], поэтому зависимость $I_{\text{сп}}$ от E не имеет пороговых скачков. Спонтанное излучение при помещении кристалла в резонатор обнаружить не удалось из-за малой величины пропускания зеркал $T = 1 - R_{\text{зо}} \approx 2 \pm 4 \%$.

Генерация возникает только в таких полях, при которых появляется инверсия функции распределения. Не является неожиданностью и генерация при $T = 80 \text{ К}$, хотя интенсивность излучения меньше, чем при $T = 10 \text{ К}$, а пороговое поле больше. Это обусловлено как меньшим значением инверсии функции распределения горячих дырок из-за возрастания роли акустического рассеяния в пассивной области, так и ростом потерь из-за увеличения поглощения колебаниями решетки и свободными дырками при не прямых переходах с участием акустических колебаний решетки.

Оценим мощность излучения квантового генератора при упрощающих предположениях. Будем считать, что инверсия обусловлена только перераспределением дырок между подзонами, а именно увеличением числа легких дырок N_{p2} . Пренебрежем модовой структурой излучения. Система кинетических уравнений для N_{p2} и спектрального распределения фотонов $dN/d\nu$ имеет вид

$$\frac{dN_{p2}}{dt} = N_{p1} \nu_1 \frac{m_2^{3/2}}{m_1^{3/2} + m_2^{3/2}} - \frac{N_{p2}}{\tau_2} \frac{m_1^{3/2}}{m_1^{3/2} + m_2^{3/2}} - \int \alpha_{12} c \frac{dN}{d\nu} d\nu - \int \left(\frac{dN}{d\nu dt} \right)^+ d\nu \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dN}{d\nu} \right) = \frac{\alpha_{12} c}{n} \frac{dN}{d\nu} - \frac{\alpha_n c}{n} \frac{dN}{d\nu} + \frac{d\Omega}{4\pi} \left(\frac{dN}{d\nu dt} \right)_{cn} \quad (7)$$

В уравнении (6) первый член описывает переход тяжелых дырок в зону легких дырок после достижения ими границы активной области и испускания оптических фононов (предполагается, что $\nu_1^+ \gg \tau^+$), а второй, третий и четвертый члены описывают уход легких дырок в зону тяжелых дырок вследствие их рассеяния в пассивной области и при индуцированном и спонтанном испускании света. Второе уравнение описывает изменение спектрального распределения фотонов $dN/d\nu$. Первый и второй члены — увеличение $dN/d\nu$ вследствие индуцированного испускания и уменьшение из-за поглощения ($\alpha_n = \alpha_p + (\alpha_{11} + \alpha_{22}) + (2L)^{-1} \ln R$), а третий член — увеличение числа квантов вследствие спонтанного испускания (величина аналогичная (1)) в телесном угле $d\Omega$, определяемом дифракционной расходимостью луча лазера. В дальнейшем будет проводиться анализ излучения в стационарных условиях вдали от порога, где спонтанным излучением можно пренебречь. Положим, $N_{p1} = N_{p10} - \Delta N_p$, $N_{p2} = N_{p20} + \Delta N_p$, где N_{p10} и N_{p20} — равновесные значения концентраций тяжелых и легких дырок, $N_{p10} = N_p m_1^{3/2} / (m_1^{3/2} + m_2^{3/2})$; $N_{p20} = N_p \times m_2^{3/2} / (m_1^{3/2} + m_2^{3/2})$, а $\Delta N_p \ll N_{p10}$. Далее, с целью упрощения решения системы уравнений запишем α_{12} (4) в виде

$$\alpha_{12} = \frac{B_k^3}{h\nu} f(\epsilon_1) [f(\epsilon_2)/f(\epsilon_1) - 1] = \frac{B_k^3}{h\nu} f(\epsilon_1) \left[(N_{p2}/N_{p1})(m_1/m_2)^{3/2} - 1 \right] \quad (8)$$

Согласно оценкам $\tau_2^- \approx 3 \cdot 10^{-12}$ с, $\nu_1 \approx 10^{12}$ с. Для этих значений при отсутствии излучения ($dN/d\nu = 0$) $N_{p2}/N_{p1} \approx (m_2/m_1)^{3/2} \tau_2^- \nu_1 \approx 3 (m_2/m_1)^{3/2}$, что примерно равно $f(\epsilon_2)/f(\epsilon_1)$ при $E = 3,3$ кВ/см, $H = 23$ кЭ (см. рис.9).

Найдя из системы уравнений $N = \int \frac{dN}{d\nu} d\nu$, можно определить мощность излучения для системы объемом V и частично пропускающими зеркалами с коэффициентом отражения R :

$$P_{изл} = V h\nu \frac{(2L)^{-1} \ln R}{\alpha_n} \int \frac{\alpha_{12} c}{n} \frac{dN}{d\nu} d\nu \quad (9)$$

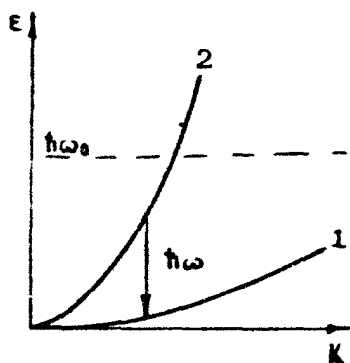
Для $H = 23$ кЭ, $E = 3,3$ кВ/см, $\frac{\ln R}{2L} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $\alpha_n = 0,035 + 0,1 \text{ см}^{-1}$. Найдем, что мощность излучения должна быть $5 \cdot 10^3 + 10^2$ Вт и отметим, что полученная оценка является весьма грубой из-за ряда упрощающих предположений.

НАБЛЮДЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИНВЕРСИИ ГОРЯЧИХ ДЫРОК В Ge В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ ПО ДЛИННОВОЛНОВОМУ ИК-ИЗЛУЧЕНИЮ

В.И.Гавриленко, В.Н.Мурзин, А.П.Чеботарев

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес, проявляемый в последнее время к горячим дыркам в германии, связан в первую очередь с возможностью достижения в постоянных скрещенных электрическом и магнитном полях инверсных функций распределения и получения лазерного эффекта на прямых оптических переходах между подзонами легких 2 и тяжелых 1 дырок (рис.1) в широком длинноволновом ИК-диапазоне ($300 \text{ мкм} > \lambda > 40 \text{ мкм}$) [6]. Разница в массах легких (m_2) и тяжелых (m_1) дырок



Р и с. 1. Схема оптических переходов в валентной зоне германия. Пунктиром показана энергия оптического фонона; стрелками - 2-1 переход

*) Подзоны легких и тяжелых дырок будем считать изотропными и параболическими.

приводит при определенных соотношениях электрического и магнитного полей к кардинальным отличиям в динамике носителей этих двух сортов. Если скорость холловского дрейфа $v_c = cE/H$ превышает скорость тяжелых дырок с энергией равной энергии оптического фонона $v_{g1} = \sqrt{2\hbar\omega_0}/m_1$, то в тяжелой зоне отсутствуют замкнутые траектории в пассивной области ($\epsilon < \hbar\omega_0$) и все носители за время меньшее периода цикла тронного вращения претерпевают рассеяние при спонтанном излучении оптического фонона [48]. В то же время в легкой подзоне возможно существование обширной области замкнутых траекторий, на которых частицы успевают сделать много оборотов, прежде чем покинут ее в результате актов рассеяния (на акустических фононах или на ионизованных примесях). В этих условиях баланс переходов носителей между легкой и тяжелой подзонами, существующий при термодинамическом равновесии, оказывается нарушенным из-за увеличения притока дырок в легкую подзону при эффективном рассеянии тяжелых дырок на оптических фононах, в то время как обратные переходы затруднены из-за замагниченности легких дырок. При этом концентрация легких дырок может превышать (и притом значительно) равновесное значение тем больше, чем интенсивнее накачка (т.е. чем быстрее тяжелые дырки пролетают пассивную область) и чем больше время жизни легких дырок в пассивной области $\tau \sim 1/\nu$ [47].

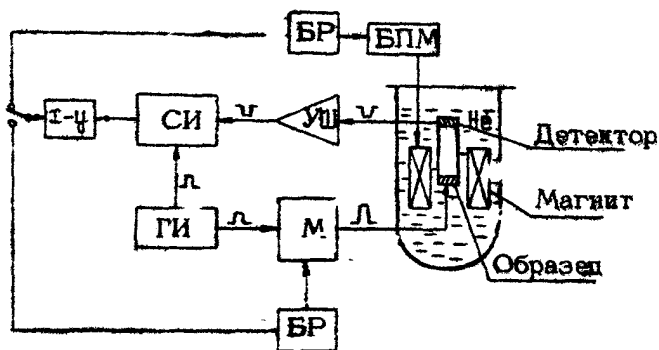
Среди различных методов экспериментального изучения эффектов горячих дырок в ГЕ особое место занимают прямые оптические исследования в наиболее интересном с точки зрения усиления в генерации длинноволновом ИК-диапазоне. Настоящая работа посвящена исследованию спонтанного длинноволнового ИК-излучения (СДИКИ) германия и диагностике степени инверсии прямых оптических переходов между подзонами легких и тяжелых дырок [50,17,108].

*) Имеется в виду случай, когда $\nu \ll \omega_E < \nu_0$, где ν — частота столкновений в пассивной области, $\omega_E = eE/p_{g1}$ ($p_{g1} = \sqrt{2m_1\hbar\omega_0}$), $\nu_0^{-1} = 10^{-12}$ с — характерное время излучения оптического фонона, т.е. под действием электрического поля носители успевают пролететь пассивную область без столкновений и эффективно рассеиваются в активной области $\epsilon > \hbar\omega_0$.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Большое время жизни носителей в пассивной области относительно времени излучения оптического фона возможно только при низких температурах, поэтому образец помещался непосредственно в жидкий He^4 ($T = 4,2$ К). Свободные носители создавались путем примесного пробоя образца с выбранной концентрацией легирующих примесей. Поскольку теплопровод в гелий относительно мал, для поддержания температуры образца близкой к температуре гелиевой ванны пробой осуществлялся импульсами напряжения длительностью 2-10 мкс.

Типичная схема измерений СДИКИ германия представлена на рис. 2. На расположенный в гелиевом кристате образец Ge через омические контакты подавались импульсы электрического поля от источника М, управляемого генератором импульсов ГИ. Излучение из образца регистрировалось примесным фотоспротивлением из Ge(Cu, B или Sb). Сигнал с приемника усиливался широкополосным малошумящим усилителем (УШ) и детектировался строб-интегратором (СИ). Накопление сигнала на строб-интеграторе происходило в момент поступления опорного строб-импульса, синхронизованного с импульсом электрического поля. Зависимость интенсивности СДИКИ от электрического или магнитного полей регистрировалась на двухкоординатном самописце (X-Y) при автоматической развертке E или H. Магнитное поле создавалось с помощью сверхпроводящего соленоида или с помощью внешнего электромагнита, между полюсами которого помещался кристат. Наклон образца относительно направления магнитного поля регулировался с помощью специального устройства. Частота следования импульсов при исследованиях чистых образцов ($N_A < 10^{14}$ см⁻³) размерами 5x5x1 мм³ была 3 ÷ 10 Гц. Для образцов с большей концентрацией примеси или большего объема во избежание перегрева использовался режим одиночных импульсов. Измерения проводились в диапазоне полей $E = 0 ÷ 4$ кВ/см и $H = 0 ÷ 20$ кЭ на образцах Ge с концентрацией легирующих примесей (Cu, B или Sb) от $2 \cdot 10^{13}$ до $1 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Спектральный интервал измерений в диапазоне $\lambda = 30 ÷ 130$ мкм определялся длинноволновой границей чувствительности приемника и набором сменных фильтров.



Р и с. 2. Блок-схема установки для исследования СДИКИ. БПМ - блок питания магнита (сверхпроводящего соленоида), БР - блок развертки (по E или по H)

3. НАБЛЮДЕНИЕ ДЛИННОВОЛНОВОГО ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ $n\text{-Ge}$

С целью выяснения механизма излучения германия, наблюдаемого в электрических полях после примесного пробоя, в этом параграфе обсуждаются результаты исследований, выполненных на кристаллах $n\text{-Ge}$, в которых, в отличие от $p\text{-Ge}$, отсутствуют переходы между подзонами. Электрический пробой в образцах $\text{Ge}(Sh)$ при $T = 4,2 \text{ K}$ регистрировался при $E \geq E_i \sim 7 \text{ В/см}$. С приложением электрического поля $E \geq 2E_i$ наблюдалось возникновение длинноволнового ИК-излучения ($\lambda = 50\text{-}100 \text{ мкм}$). Интенсивность этого излучения монотонно возрастала при дальнейшем увеличении электрического поля (рис.3) прямо пропорционально выделяемой в образце мощности. Магнитное поле приводило к уменьшению интенсивности излучения в том же отношении, в каком менялась величина электрического тока. (Отклонения в сильных электрических полях, видимо, обусловлены повышением температуры образца).

Длинноволновое ИК-излучение из $n\text{-Ge}$ наблюдалось и ранее. Согласно [172] возникающее в условиях пробоя излучение при $E \ll 30 \text{ В/см}$ обусловлено в основном излучатель-

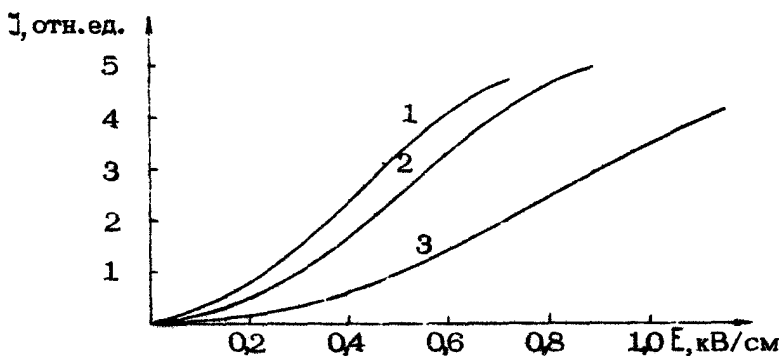
ной рекомбинацией носителей на примесных центрах. В настоящей работе изучались СДИКИ образцов в электрических полях до 1 кВ/см, когда примеси оказываются практически полностью ионизованными. В этих условиях интенсивность рекомбинационного излучения пропорциональна квадрату концентрации легирующей примеси. Кроме рекомбинационного, в n -Ge существует также излучение при внутризонных (друдевских) переходах, интенсивность которого пропорциональна концентрации свободных носителей. Измерения на образцах одинакового объема с $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_D = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ показали, что интенсивности их излучения отличаются лишь в 4 - 5 раз. Это позволяет заключить, что основной вклад в излучение в условиях эксперимента дают внутризонные переходы. К такому же результату приводит изучение зависимостей излучения от E и H (рис.3). Интенсивность рекомбинационного излучения пропорциональна функции распределения вблизи дна зоны и, следовательно, в сильных электрических полях должна уменьшаться с ростом E . В данных же экспериментах наблюдается монотонное увеличение интенсивности излучения, что в рамках друдевского механизма естественно связать с ростом средней энергии и частоты столкновений носителей^{*}). Магнитное поле, напротив, затрудняя разогрев системы носителей электрическим полем, снижает интенсивность излучения.

4. ОБНАРУЖЕНИЕ ДЛИННОВОЛНОВОГО ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ p -Ge

Обнаруженное примерно в тех же условиях длинноволновое ИК-излучение в кристаллах германия p -типа [64, 102, 50] характеризуется, как видно из рис.4, существенно иными зависимостями интенсивности от E и H . Как и в n -Ge, СДИКИ возникает при $E > 2E_{i2}$, однако интенсивность излучения резко возрастает после пробоя, проходит через мак-

*) Аналогичные зависимости СДИКИ от электрического поля зарегистрированы В.А.Валовым и В.И.Гавриленко в n -InSb, в котором примесные переходы лежат за пределами чувствительности использовавшегося приемника из Ge(Ga).

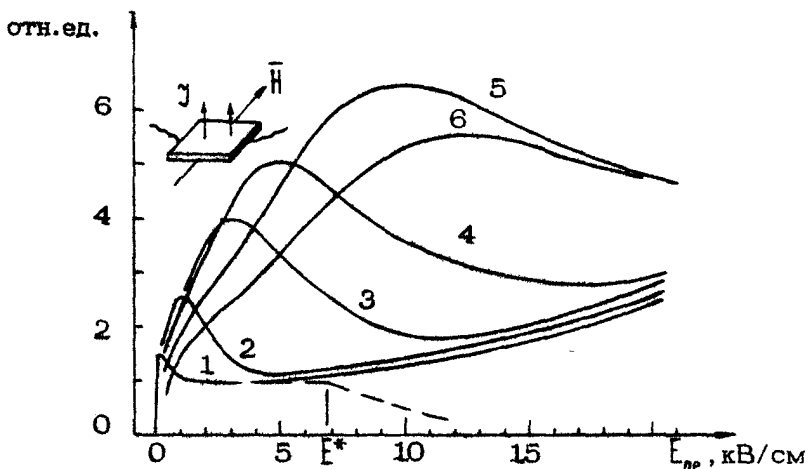
симум в полях $E \approx 30 \div 200 \text{ В/см}^2$ и лишь при $E > 500 \text{ В/см}$ начинает снова плавно нарастать. Абсолютная величина интенсивности СДИКИ в области максимума ($H = 0$) на порядок больше излучения (при прочих равных характеристиках образцов и условий эксперимента), а в полях $E > 500 \text{ В/см}$ интенсивности излучения образцов p-типа и n-типа становятся сравнимыми. Наложение магнитного поля приводит к существенным деформациям в зависимостях $J_{\text{ИЗЛ}}(E)$. Наблюдается смещение описанного максимума в сторону высоких электрических полей и значительное возрастание интенсивности ("возгорание") излучения в максимуме (рис.4) [17]. В случае n-типа максимума $J_{\text{ИЗЛ}}(E)$ в малых электрических полях не существует (излучение, растет с увеличением E), а наложение магнитного поля, напротив, понижает интенсивность СДИКИ.



Р и с. 3. Зависимости интенсивности СДИКИ n-типа от электрического поля: 1 - $H = 0$, 2 - $H = 4 \text{ кЭ}$, 3 - $H = 10 \text{ кЭ}$; $N_D \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

Из сказанного следует заключение общего порядка: по крайней мере, преобладающая часть излучения p-типа обусловлена иным, нежели в n-типе, механизмом. Как известно, спектры поглощения n-типа и p-типа в длинноволновой ИК-области отличаются прежде всего тем, что в p-типе заметная часть поглощения в виде ряда полос определяется прямыми оптическими переходами между различными ветвями

*) С увеличением концентрации примеси максимум сдвигается в более высокие электрические поля.



Р и с. 4. Зависимости интенсивности СДИКИ $\rho\text{-}\beta_{\text{ге}}$ от приложенного электрического поля:
 1 - $H = 0$; 2 - $H = 0,8 \text{ кЭ}$; 3 - $H = 2,7$; 4 - $H = 5$; 5 - $H = 10,5$; 6 - $H = 13,4 \text{ кЭ}$; $N_A - N_D \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$

валентной зоны (1-2, 1-3, 2-3 переходы) [127]. Естественно предположить, что различия в зависимостях интенсивностей СДИКИ от E в $\rho\text{-}\beta_{\text{ге}}$ и $n\text{-}\beta_{\text{ге}}$ также обусловлены наличием в $\rho\text{-}\beta_{\text{ге}}$ прямых переходов в валентной зоне, а с учетом спектральной области исследований (30-130 мкм) — оптических переходов между верхними ветвями легких и тяжелых дырок. В рамках этой модели естественным образом объясняется линейная зависимость интенсивности СДИКИ от концентрации примесей $J_{\text{изл}} \sim (N_A - N_D)$ и другие особенности излучения, в частности возгорание СДИКИ в слабом магнитном поле $H \sim 0,25 \text{ кЭ}$, где объяснить этот эффект другими механизмами излучения (тяжелыми дырками) невозможно (так как $\omega_{\text{сн}} \tau \ll 1^*$). К такому же результату приводят данные исследования спектрального состава излучения [17, 108].

*) В данных условиях $\tau \sim 10^{-11} \text{ с}^{-1}$ (см., например, [51]).

5. ЭФФЕКТ НАКОПЛЕНИЯ ЛЕГКИХ ДЫРОК В СКРЕШЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

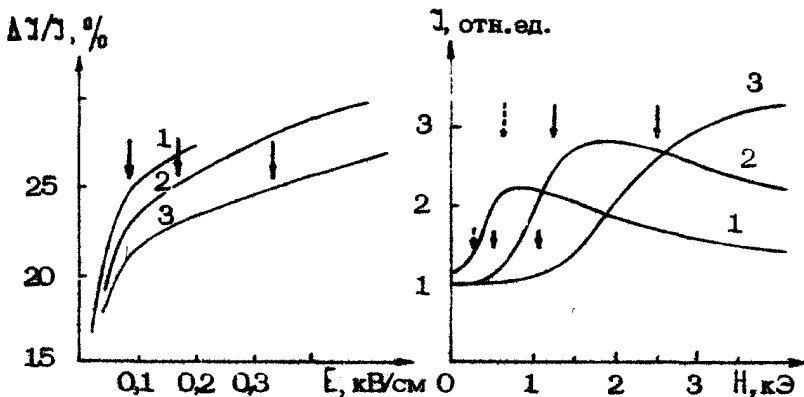
Таким образом, СДИКИ $\rho\text{-Ge}$ в далекой ИК-области в сильных электрических полях в основном обусловлено переходами из подзоны легких в подзону, тяжелых дырок. Это излучение регистрируется в спектральной полосе чувствительности приемника. Поскольку интенсивность СДИКИ прямо пропорциональна числу легких дырок с определенными значениями импульсов, такие измерения дают прямую информацию об интегральной функции распределения носителей в легкой подзоне в пределах области энергий, выделенной приемниками и фильтрами.

В умеренных электрических полях ($E < 100 + 200$ В/см), когда рассеяние носителей на оптических фонах относительно мало, распределение дырок по энергиям примерно соответствует распределению Максвелла - Больцмана с некоторой эффективной температурой $T_{\text{эф}}$, отличной от температуры решетки [77]. Повышение этой температуры с ростом E должно приводить вначале к возгоранию функции распределения легких дырок и интенсивности 2-1 излучения в регистрируемом диапазоне энергий фотонов, а затем - к падению. Другая причина, также способствующая спаду СДИКИ с увеличением электрического поля, - уменьшение доли легких дырок по сравнению с равновесным значением $n_2/n_1 = (m_2/m_1)^{3/2}$ вследствие их более быстрого (относительно тяжелых дырок) разогрева и оттока в тяжелую подзону (см., например, [6]). Магнитное поле, изменяя траекторию движения частиц, препятствует росту средней энергии носителей. Соответственно, с увеличением H регистрируемый в эксперименте максимум функции распределения легких дырок должен наблюдаться при больших значениях E .

К такому же результату приводит анализ спектрального состава излучения. Как видно из рис. 5, где показано, как меняется степень ослабления сигнала, регистрируемого приемником Ge(Sb) , при введении в тракт фильтра из тефлона, обрезающего излучение с $\lambda < 50$ мкм [172, 88], наложение магнитного поля действительно смещает СДИКИ в область меньших энергий квантов. И наоборот, увеличение электрического поля при фиксированном значении H делает СДИКИ более "горячим".

Другим результатом влияния магнитного поля на эффек-

тивную температуру носителей является эффект накопления дырок в легкой подзоне. Наложение магнитного поля снижает среднюю энергию легких дырок (практически никак не влияя на систему тяжелых дырок), что естественно должно приводить к уменьшению переходов из легкой подзоны и росту концентрации легких дырок. Соответственно должна увеличиваться интенсивность СДИКИ (в максимуме), что и наблюдается на эксперименте (см. рис.4).



Р и с. 5. Зависимость степени ослабления СДИКИ р-ге тefлоновым фильтром от электрического поля: 1 - $H = 0$, 2 - $H = 1$ кЭ, 3 - $H = 2$ кЭ; $N_A - N_D \sim 4 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Стрелками показаны положения максимумов интенсивности СДИКИ.

Р и с. 6. Зависимости интенсивности СДИКИ для "короткого" образца р-ге от магнитного поля: 1 - $E = 140$ В/см, 2 - $E = 280$ В/см, 3 - $E = 560$ В/см; $N_A - N_D \sim 5 \cdot 10^{13}$ см⁻³

Накопление легких дырок в магнитном поле может быть значительным только в том случае, когда их функция распределения формируется более быстрым по сравнению с временем релаксации процессом. Таким процессом в р-ге является накачка из зоны тяжелых дырок в условиях стриминга, когда последние бесстолкновительным образом ($\nu \ll \omega_E$) пролетают пассивную область $\epsilon < \hbar\omega_0$ и рассеиваются при спонтанном излучении оптического фона [47]. В чистом ма-

териале в сильных E и H полях концентрация легких дырок может сравняться с концентрацией тяжелых [72,138] за счет образования в легкой подзоне "ловушки" в импульсном пространстве. Возникновение таких областей замкнутых траекторий (см. введение) наиболее ярко проявляется при изменении зависимостей интенсивности СДИКИ от величины магнитного поля [64,132,50]. На рис.5 стрелками показаны моменты образования "ловушек" в легкой (короткие стрелки) и тяжелой (длинные стрелки) подзонах, рассчитанные для $H \parallel [001]$, $E \parallel [100]$ [18]. Видно, что заметное увеличение СДИКИ начинается, когда в легкой зоне возникает "ловушка", продолжается вплоть до возникновения "ловушки" в тяжелой зоне, после чего интенсивность СДИКИ достигает максимума и начинает уменьшаться. Такое поведение в целом неплохо согласуется с теоретическими представлениями [6,138,72,108], при этом прекращение поглощения СДИКИ связывается с замагничиванием тяжелых дырок, что приводит к уменьшению их рассеяния на оптических фонах и снижению накачки носителей в подзону легких дырок. Часть стрелок на рис.6 проставлена пунктиром, поскольку в соответствующих магнитных полях $\omega_c \tau \lesssim 1$ (для $\tau \sim 10^{-11}$ [51]), т.е. еще не выполняется условие стриминга $v \ll \omega_c$. В этом случае, как уже говорилось выше, о поведении системы дырок правильнее судить, пользуясь представлениями о функции распределения Максвелла - Больцмана с некоторой эффективной температурой, зависящей от величины скрещенных E - и H -полей.

6. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА НАКОПЛЕНИЯ ЛЕГКИХ ДЫРОК В p -Ge В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ХАРАКТЕРИСТИК ОБРАЗЦА И УСЛОВИЙ ЭКСПЕРИМЕНТА

Как уже отмечалось, экспериментально наблюдаемое поглощение СДИКИ горячих дырок в p -Ge при наложении магнитного поля (см., например, рис.4,6) свидетельствует о

*) Видимо, с этим же связано то обстоятельство, что на кривой 1 (рис.5) рост интенсивности СДИКИ начинается в магнитных полях, предшествующих возникновению "ловушки" в легкой подзоне, в отличие от результатов для более чистых образцов [64].

возрастании функции распределения легких дырок.

Согласно теоретическим расчетам в p - Ge при оптимальном соотношении электрического и магнитного полей может быть достигнута значительная перенаселенность подзоны легких дырок, которая должна увеличиваться с ростом E и H вплоть до полей $E \sim 3,5$ кВ/см, $H \sim 18$ кЭ, когда в чистых образцах при $T \sim 5$ К можно ожидать $n_2/n_1 \gg 1$ (ср. с $n_2/n_1 \sim 0,04$ в равновесии) [72, 138]. Это должно приводить к увеличению СДИКИ при наложении магнитного поля примерно в 30 раз по сравнению с интенсивностью СДИКИ при $H = 0$, когда в условиях стриминга $n_2/n_1 = (m_2/m_1)^2 = 0,016$ (см., например, [6]). Однако, как видно из рис. 4, даже в умеренно легированном образце $p \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ экспериментально наблюдается лишь шестикратное возгорание интенсивности СДИКИ в магнитном поле относительно уровня при $H = 0$, причем степень возгорания растет с увеличением E и H лишь до $H \sim 10$ кЭ, а затем начинает падать. В работе [50] отмечалось, что возможными причинами прекращения роста СДИКИ могут быть адиабатический разогрев образцов, а также неперпендикулярность полей E и H .

Как показало специально проведенное исследование [17], роль неперпендикулярности электрического и магнитного полей очень значительна. При больших напряженностях электрического поля продольная компонента $E_{\parallel} \parallel H$ будет вытягивать значительную часть легких дырок из области накопления ("ловушки"). Время жизни легких дырок в этих условиях будет определяться не процессами рассеяния в области $E < \hbar\omega_0$, а временем ускорения в продольном электрическом поле до энергии оптического фотона

$$1/\tau \sim eE_{\parallel} / \sqrt{2m_2\hbar\omega_0} \quad (1)$$

В этом случае рост концентрации легких дырок с увеличением E и H прекращается при достижении значения n_2 , определяемого соотношением

$$n_2/\tau \sim (m_2/m_1)^{3/2} n_1 \omega_E \quad (2)$$

Из (1) и (2) получаем

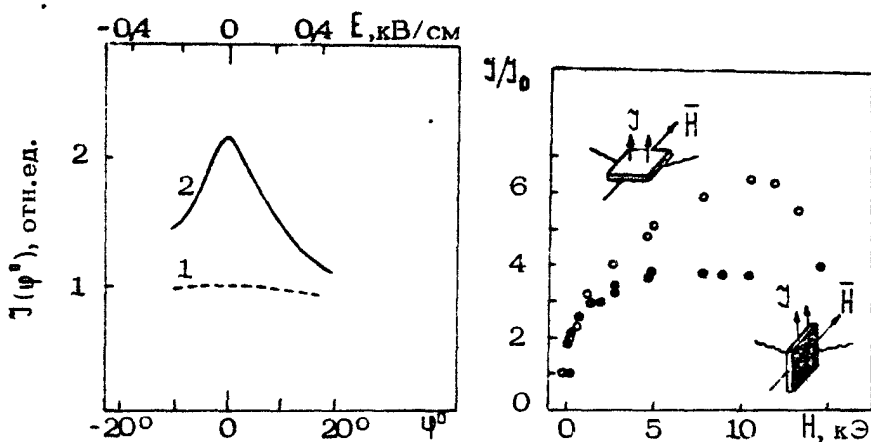
$$n_2/n_1 \sim (m_2/m_1)^2 E/E_{\parallel}$$

В случае, когда $E = E_{\parallel}$, $n_2/n_1 = (m_2/m_1)^2$, т.е. получаем известный результат для стриминга в отсутствие магнитного поля.

На рис.7 представлена экспериментально измеренная зависимость интенсивности СДИКИ от величины продольного электрического поля, которое создавалось путем наклона образца относительно направления магнитного поля [17]. Представленные результаты указывают на существенную роль продольной составляющей $E_{||}$ в ограничении интенсивности СДИКИ в магнитном поле. Отсюда следует важный практический вывод о необходимости тщательной юстировки образцов в магнитном поле. Однако в образце могут иметься локальные неоднородности электрического поля, например вблизи контактов или связанные с неоднородным легированием, что может привести к неустраняемой юстировкой продольной составляющей $E_{||}$ и соответственно к уменьшению среднего по образцу времени жизни носителей в легкой подзоне. Наличие в образце объемов, где электрическое поле не перпендикулярно магнитному, приведет в достаточно сильных полях к тому, что интенсивность излучения перестанет зависеть от E и выйдет на насыщение. Такая ситуация наблюдалась экспериментально [17]. На рис.8 представлены зависимости интенсивности СДИКИ (в максимуме) от H для образцов двух разных геометрий, вырезанных из одного слитка. Видно, что в слабых магнитных полях ($H < 1,5 + 2$ кЭ) результаты для "длинного" образца холловской геометрии (соответствующие рис.4) и для "короткого" образца, в котором холловское поле закорочено контактами, практически совпадают. В больших магнитных полях интенсивность СДИКИ из "длинного" образца продолжает расти до $H \sim 10$ кЭ, в то время как в случае "короткого" образца она почти неизменна в полях $H = 5 + 15$ кЭ.

Столь значительное различие в поведении "длинного" и "короткого" образцов, по-видимому, связано с наличием в первом случае холловского электрического поля, которое сравнимо по величине с приложенным электрическим полем. В слабых полях, когда роль продольного электрического поля еще не существенна и время жизни дырок в легкой подзоне определяется рассеянием в пассивной области, для образцов обеих геометрий наблюдаются близкие значения степени "возгорания" K (рис.8). Однако в дальнейшем, когда в "коротком" образце интенсивность СДИКИ в максимуме вышла на насыщение, в "длинном" образце присутствие холловского поля, которое автоматически перпендикулярно \vec{H} , уменьшает влияние продольного электрического поля, так

как отношение E/E_H в этом случае больше $E = \sqrt{E_H^2 + E_{\text{ма}}^2}$, что приводит к росту СДИКИ до $H \sim 10$ кЭ.



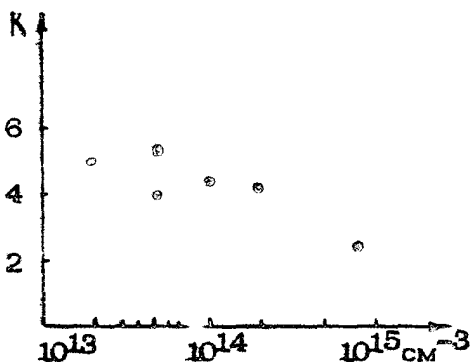
Р и с. 7. Зависимости интенсивности ИК-излучения p - β е от угла между направлениями E и H -полей, равного $90^\circ - \varphi$. $N_A - N_D \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $E = 1,3$ кВ/см; 1 - $H = 0$, 2 - $H = 8,5$ кЭ.

Р и с. 8. Зависимости отношений интенсивности СДИКИ p - β е в магнитном поле к излучению без магнитного поля. Светлые кружки соответствуют образцу холлзской конфигурации, темные - образцу нехолловской конфигурации $N_A - N_D \sim 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$

Проведенные исследования не выявили сильной зависимости интенсивности СДИКИ от величины адиабатического перегрева образца во время импульса сильного поля. Однако в сильных $E \perp H$ полях ($E \geq 1$ кВ/см) все же наблюдалось уменьшение интенсивности излучения порядка 10% в течение импульса длительностью около 10 мкс. В противоположность этому увеличение концентрации рассеивающих примесных центров приводило к довольно значительному уменьшению максимально достижимой степени "возгорания" излучения в магнитном поле (рис.9)*.

*) Эти измерения выполнены авторами совместно с Ю.Н.Ноздриным, С.А.Стокцишким, В.Н.Шастиним.

Р и с. 9. Зависимости максимальных отношений интенсивностей СДИКИ ρ - β в магнитном поле и при $H=0$ от концентрации примесей. Светлые кружки - образцы холловской конфигурации, темные - неколловской конфигурации



7. ИССЛЕДОВАНИЕ СТЕПЕНИ ИНВЕРСИИ 2-1 ПЕРЕХОДОВ В Ge В $\vec{E} \perp \vec{H}$ ПОЛЯХ ПО СПОНТАННОМУ ДЛИННОВОЛНОВОМУ ИК-ИЗЛУЧЕНИЮ

Наблюдение СДИКИ из ρ - β , обусловленного в основном прямыми оптическими переходами между подзонами легких и тяжелых дырок в полосе чувствительности приемника, дает уникальную возможность получать прямую информацию о населенности легкой подзоны [17, 108], так как его интенсивность пропорциональна значению функции распределения $f_2(\epsilon)$ для легких дырок с энергией $\epsilon = \hbar\omega / (1 - m_2/m_1)$. Рассмотрим сначала случай нулевого магнитного поля. При $H = 0$ в стриминговом приближении [48, 47], которое справедливо при $E \ll E_0$ (E_0 - характерное поле, определяющее частоту рассеяния на оптических фонах $\nu_0 = eE_0 / \sqrt{2m_1 \hbar\omega_0}$, для ρ - β $E \approx 3,5$ кВ/см), функции распределения легких и тяжелых дырок в пассивной области оказываются подобными

$$f_2(\epsilon) = \sqrt{m_2/m_1} f_1(\epsilon)$$

При этом вне области источника ^{*)} [100]

$$\epsilon \approx \hbar\omega_0 (3E/2E_0)^{2/3}, \quad (3)$$

$$f_{1,2}(\epsilon) = f_{1,2}(\hbar\omega_0) \frac{\hbar\omega_0}{\epsilon},$$

а внутри источника функции $f_{1,2}$ слабо зависят от энергии и близки к значениям при $\epsilon = 0$

*) Под источником подразумевается та область в импульсном пространстве, куда поступают дырки в результате испускания оптического фона.

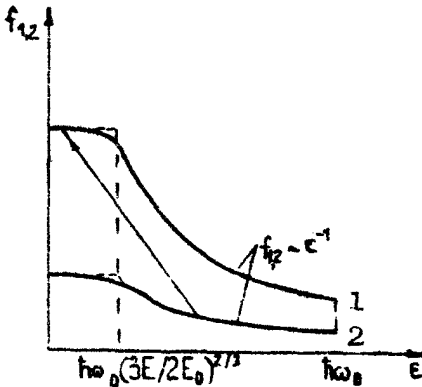
$$f_{1,2}(0) = f_{1,2}(\hbar\omega_0) (2E_0/3E)^{2/3} \quad (4)$$

Величины $f_{1,2}(\hbar\omega_0)$ можно определить, отнормировав функции распределения в пассивной области на полное число час-

тиц $\int_0^{\hbar\omega_0} f_{1,2}(\epsilon) \sqrt{\epsilon} d\epsilon \sim n_{1,2}$, т.е. пренебрегая долей частиц в активной области $\epsilon > \hbar\omega_0$. При этом можно показать, что $f_{1,2}(\hbar\omega_0)$ весьма слабо (логарифмически) зависят от электрического поля и в первом приближении их можно считать постоянными (рис.10). Следовательно, интенсивность спонтанного $2 \rightarrow 1$ излучения J_ω , пропорциональная f_2 , с ростом E должна первоначально быть практически постоянной до тех пор, пока источник (3) не достигнет области энергий, соответствующей начальному состоянию в легкой подзоне при прямом оптическом переходе, т.е. вплоть до полей $E = E^*$, где

$$E^* = \frac{2}{3} E_0 \left[\frac{\omega}{\omega_0 (1 - m_2/m_1)} \right]^{3/2} \quad (5)$$

При $E > E^*$ интенсивность СДИКИ должна падать (см. пунктир на рис.4), так как внутри источника $f_2 \sim E^{-2/3}$ (см. (4)), а отношение f_2/f_1 в точках, соответствующих начальному и конечному состояниям при прямом оптическом переходе $2 \rightarrow 1$, будет близким к $\sqrt{m_2/m_1}$.



Р и с. 10. Модельные функции распределения легких (2) и тяжелых (1) дырок в \bar{U}_e при стриминге ($\mathcal{H} = 0$). Пунктиром показана граница области источника, стрелками - $2 \rightarrow 1$ переход

Возгорание СДИКИ при наложении магнитного поля $\vec{H} \perp \vec{E}$ в условиях стриминга (см. рис.4) свидетельствует об увеличении f_2 , в то время как f_1 не должна заметно изменяться вплоть до магнитных полей, соответствующих максимуму

СДИКИ, так как аналогичная область накопления в подзоне тяжелых дырок еще не возникает (или мала). Поэтому инверсия 2-1 перехода, соответствующая условию

$$f_2\left(\varepsilon = \frac{\hbar\omega}{1 - m_2/m_1}\right) = f_1\left(\varepsilon = \frac{m_2}{m_1} \frac{\hbar\omega}{1 - m_2/m_1}\right),$$

достигается в том случае, когда увеличение СДИКИ в максимуме (по ε при $H \neq 0$) по отношению к интенсивности при $H = 0$

$$J_\omega(H \neq 0)/J_\omega(H=0) > \sqrt{m_1/m_2} \quad (\text{для } \varepsilon \geq \varepsilon^*). \quad (6)$$

При $\varepsilon < \varepsilon^*$ начальное состояние в зоне легких дырок, откуда совершаются оптические переходы, оказывается вне области источника (см. рис.1 и 10), и для возникновения инверсии 2-1 переходов требуется большее в $(\varepsilon^*, \varepsilon)^{2/3}$ раз увеличение f_2 (а следовательно, и интенсивности СДИКИ).

Анализируя на основе изложенных выше представлений экспериментально измеренные при $H = 0$ зависимости интенсивности СДИКИ от электрического поля (см. рис.4), можно отметить, что при $100 \text{ В/см} < \varepsilon < 400 + 500 \text{ В/см}$ присутствует "полочка", соответствующая участку $J_\omega = \text{const}$ при $\varepsilon < \varepsilon^*$. Вместе с тем в полях $\varepsilon \geq 500 \text{ В/см}$ наблюдается монотонное возрастание интенсивности СДИКИ, которое не укладывается в описанную модель 2-1 переходов. В этих полях дальнейший разогрев легких дырок способен лишь уменьшить $f_2(\varepsilon)$ и J_ω (см. пунктир на рис.4). Подъем интенсивности СДИКИ при $\varepsilon > 500 \text{ В/см}$ объясняется, как и в п-Ge, внутризонными непрямыми (друдевскими) переходами, вклад которых возрастает с увеличением средней энергии дырок и частоты рассеяния на оптических фононах [17].

Заметная доля рудевского излучения по сравнению с 2-1 переходами в полях $\varepsilon > 500 \text{ В/см}$ не позволяет непосредственно пользоваться критерием достижения инверсии (6) по возгоранию СДИКИ $J_\omega(H)/J_\omega(0)$ при фиксированном значении ε . В этих условиях величину инверсии удобнее определять по соотношению

$$K = J_\omega(H)/J_\omega^0(0).$$

$J_\omega^0(0)$ — интенсивность СДИКИ при $H = 0$ в области относительно слабых электрических полей ($< 500 \text{ В/см}$),

ρ , см^{-3}	Геометрия образца	E , кВ/см	K
$5 \cdot 10^{13}$	длинный	1,5	5,3
10^{14}	короткий	1,4	4,4
$2 \cdot 10^{14}$	длинный	2,0	4,2
$8 \cdot 10^{14}$	короткий	2,5	2,4

где роль друдевского излучения мала (а стриминг имеет место), $J_{\omega}(H)$ — интенсивность СДИКИ на 2-1 переходах в магнитном поле. В качестве $J_{\omega}(H)$ в чистых образцах, где $K \gg 1$, при $E \leq 1$ кВ/см следует брать полную интенсивность СДИКИ (так как вклад друдевского излучения в магнитном поле относительно мал). В более сильных полях за $J_{\omega}(H)$ правильнее будет считать разность интенсивностей СДИКИ при $E = \text{const}$ в данном магнитном поле и $H = 0$ *). При этом критерий инверсии принимает вид

$$K > K_{\text{инв}} = \sqrt{m_1/m_2} (E^*/E)^{2/3} \quad (7)$$

во всем интервале электрических полей ($E > E^*$ и $E < E^*$).

Конкретная оценка условия (7) для Ge ($m_1 = 0,35 m_0$, $m_2 = 0,043 m_0$) при использовании фотоприемков излучения типа Ge(Ga) или Ge(B) с максимальной чувствительностью в районе $\lambda = 80 \div 100$ мкм приводит к $K_{\text{инв}} = 2,9 \left(\frac{800 \text{ В/см}}{E} \right)^{2/3}$.

*) Предполагается, что интенсивность друдевского излучения не зависит от магнитного поля, так как оно обусловлено главным образом тяжелыми дырками, а их функция распределения в этих полях заметно не изменяется [108].

$\sigma^{2-1} \cdot 10^{16},$ см ²	$\sigma^{1-1} \cdot 10^{16},$ см ²	$\sigma_{\Sigma} \cdot 10^{16},$ см ²	$\alpha,$ см ⁻¹
- 2,6	0,9	- 1,7	- 0,009
- 1,8	0,8	- 1,0	- 0,010
- 2,0	1,1	- 0,8	- 0,016
- 0,8	1,4	+ 0,6	+ 0,048

8. ВОЗМОЖНОСТЬ ЛАЗЕРНОГО ЭФФЕКТА В СИСТЕМЕ ГОРЯЧИХ ДЫРОК В Ge В $E \perp H$ ПОЛЯХ В ДАЛЬНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ

Достигнутые экспериментально большие степени "возгорания" интенсивности СДИКИ (см. рис.9) свидетельствуют о выполнении условия инверсии 2-1 переходов (7) в образцах p-Ge с различными концентрациями примесей. Для реализации лазерного эффекта необходимо, чтобы коэффициент усиления длинноволнового ИК-излучения на 2-1 переходах позволял компенсировать потери в резонаторе, а также поглощение в самом материале. В последнем случае основную роль, то-видимому, играет внутризонное поглощение тяжелыми дырками, сечение которого можно оценить по формуле Друде

$$\sigma^{1-1} = 4\pi e^2 \nu / m_1 \omega^2 c \sqrt{\epsilon_0}, \quad (8)$$

где в качестве частоты столкновений ν при стриминге следует брать пролетную частоту $\omega_E = eE / \sqrt{2} m_1 \hbar \omega_0$. Сечение поглощения (усиления) на 2-1 переходах можно определить исходя из величины возгорания СДИКИ K по формуле

$$\sigma^{2-1} = \left(1 - \frac{K}{K_{\text{нв}}}\right) G_n^0 (E_0/E)^{2/3}, \quad (9)$$

где $G_n^0 = 0,8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 [108]$ - сечение поглощения на 1-2 переходах в p-Ge при $E = E_0$ (без учета обратных 2-1 переходов). Величина G_n^0 определяется видом функции

распределения в подзоне тяжелых дырок, следовательно, она почти не зависит от H вплоть до магнитных полей, соответствующих максимуму СДИКИ. Множитель $(E_0/E)^{2/3}$ отражает увеличение $f_1(0)$ при уменьшении электрического поля (4).

В таблице представлены сводные данные по экспериментально достигнутым величинам "возгорания" СДИКИ в образцах с различной концентрацией примесей (соответствующие результатам на рис.9), а также рассчитанные по формулам (8) и (9) сечения поглощения на 2-1 и 1-1 переходах. Видно, что с ростом концентрации примесей абсолютная величина σ_{2-1} падает; это приводит к смене знака полного сечения поглощения $\sigma_{\Sigma} = \sigma_{2-1} + \sigma_{1-1}$ при $\rho \approx 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Представленные результаты позволяют сделать вывод, что максимальный коэффициент усиления может быть достигнут, когда концентрация носителей находится где-то в интервале $\rho \approx (2 + 8) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, результаты свидетельствуют о возможности достижения в ρ -Ge в скрещенных \vec{E} - и \vec{H} -полях коэффициента усиления дальнего ИК-излучения порядка нескольких процентов на сантиметр. Расчеты показывают, что создание оптического резонатора с меньшими по величине потерями является хотя и сложной, но разрешимой задачей. В работе [45] наблюдались пороговые (по E и H) эффекты при помещении образца ρ -Ge в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях в резонатор, что связывается авторами с генерацией длинноволнового ИК-излучения $\lambda \sim 100 \text{ мкм}$. Вместе с тем численные расчеты [108] указывают на возможность получения большего усиления, для чего, очевидно, необходимо оптимальным образом выбрать концентрацию примесей, а также геометрию и форму образца. По мнению авторов, наиболее адекватной методикой для этого является диагностика инверсии 2-1 переходов по СДИКИ.

Авторы благодарны А.А. Андронову за постоянный интерес к работе и многочисленные дискуссии, а также В.А.Валову, О.Ф.Гришину, З.Ф.Красильяку, Ю.Н.Ноздрину, С.А.Стоклицкому и В.Н.Шастину за сотрудничество.

ИНВЕРСНАЯ НАСЕЛЕННОСТЬ ДЫРОК В ГЕРМАНИИ В СКРЕШЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Ю.К.Пожела, Е.В.Стариков, П.Н.Шикторов

ВВЕДЕНИЕ

Как было показано в работе [47], в p - Ge , помещенном в скрещенные электрическое \vec{E} и магнитное \vec{H} поля при низких температурах решетки, когда выполняются условия очень сильного взаимодействия дырок с оптическими фононами и слабого с акустическими фононами и примесью, возможно значительное увеличение концентрации легких дырок n_2 . Этот эффект обусловлен захватом дырок ловушкой в легкой зоне, где они не могут интенсивно взаимодействовать с оптическим фононом. Такое увеличение отношения концентраций легких дырок к тяжелым n_2/n_1 выше равновесного значения согласно работе [8] должно сопровождаться инверсией населенности для прямых оптических переходов между легкой и тяжелой зонами. Таким образом, появляется возможность усиления и генерации дальнего ИК-излучения (ДИКИ) на межзонных переходах в валентной зоне p - Ge .

Эти теоретические предсказания стимулировали целый ряд экспериментальных исследований гальваномагнитных характеристик [33] и люминесценции в области дальнего ИК-спектра [34, 132, 50], в которых были предприняты попытки определения n_2/n_1 . Особый интерес представляет обнаружение инверсной населенности в p - Ge при $\lambda < 200$ мкм [44, 46] и непосредственно генерации ИК-излучения в области 100 мкм [45, 46] даже при температуре жидкого азота в образцах

с достаточно высокой концентрацией ионизованной примеси $N_T \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Однако зависимость относительной инверсии функций распределения от длины волны и ряд закономерностей генерации, наблюдаемые в этих работах, не могут быть объяснены в рамках работы [6]. В первую очередь это связано с предположением о равномерности $\bar{\rho}$ -пространства внутри пассивных областей легкой и тяжелой зон, что, естественно, не может практически реализовываться. Поэтому исследование спектральной зависимости относительной инверсии функции распределения требует детального анализа ее структуры в импульсном пространстве. По этой причине только увеличение числа легких дырок как это обычно полагается, не может однозначно указать на наличие инверсной населенности для прямых оптических переходов, идущих с сохранением импульса дырки. В этом случае важны не только общие заселенности зон, но и расположение функций распределения в импульсном пространстве по отношению друг к другу.

В данной работе предложен и на основе смещенных макроскопических распределений в легкой и тяжелой зонах проанализирован новый механизм образования инверсной населенности зон (разд. 1). На основе численных расчетов методом Монте-Карло дырок в ρ - Ge в E - \mathbf{k} полях с учетом реальных времен релаксации и разогрева дырок рассмотрено влияние различных факторов на величину инверсии, ее спектральную и полевую зависимость (разд. 2). Обсуждены оптимальные условия для получения максимальной разности функций распределения, соответствующей максимальной мощности генерации ИК-излучения (разд. 3).

1. МЕХАНИЗМЫ ИНВЕРСНОЙ ЗАСЕЛЕННОСТИ ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ

Как известно [26], в случае прямых оптических переходов между состояниями с энергиями $\epsilon_2(\rho)$ и $\epsilon_1(\rho)$ в легкой (2) и тяжелой (1) зонах коэффициент усиления α ИК-излучения длиной волны:

$$\alpha = \frac{2\pi c \hbar}{\epsilon_2(\rho) - \epsilon_1(\rho)} \quad (1)$$

пропорционален для сферических зон абсолютной разности функций распределения дырок с фиксированным импульсом p в зонах

$$\alpha \sim f_2(p) - f_1(p) = f_1(p) (\Phi_\lambda - 1), \quad (2)$$

где величина $\Phi_\lambda = f_2(p)/f_1(p)$ характеризует относительную заселенность оптического перехода с длиной волны λ . Используя представление

$$f(\vec{p}) = n_2 F_2(\vec{p}) + n_1 F_1(\vec{p}) \quad (3)$$

как суммы произведений концентраций дырок n_2 и n_1 в зонах и их плотностей вероятностей $F_2(\vec{p})$ и $F_1(\vec{p})$, удовлетворяющих условию нормировки $\int F_{2,1}(\vec{p}) d\vec{p} = 1$, получим следующее выражение для относительной заселенности:

$$\Phi_\lambda = \frac{n_2 \int F_2(\vec{p}) d\Omega}{n_1 \int F_1(\vec{p}) d\Omega}, \quad (4)$$

где интегрирование проводится по телесному углу $d\Omega$ в пространстве импульсов. Как видно из формулы (2), величина относительной концентрации дырок n_2/n_1 , входящая в (2) как множитель, в общем случае ничего не может сказать о наличии инверсной заселенности $\Phi_\lambda > 1$. Спектральная зависимость величины Φ_λ всецело определяется вероятностями распределения дырок $F_2(\vec{p})$ и $F_1(\vec{p})$ в зонах. Представление Φ_λ в виде (2) позволяет разделить два механизма, с которыми связано возникновение инверсии заселенности дырок в p -область. Один механизм обусловлен возможностью увеличения концентрации дырок в легкой зоне выше равновесного значения, т.е. когда $\frac{n_2}{n_1} = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^{3/2}$. Основные черты этого механизма рассмотрены в работах [47, 6]

Другой связан с возможностью изменения относительного расположения функций распределения легких и тяжелых дырок в пространстве импульсов и определяется плотностями вероятностей $F_2(\vec{p})$ и $F_1(\vec{p})$ [92]. В данном разделе основное внимание будет уделено второму механизму.

В условиях, которые обычно могут реализовываться в p -область при экспериментальных исследованиях, функция распределения дырок в легкой зоне не может быть строго об-

ражена "веретеном" с постоянной плотностью заполнения и в тяжелой — главной траекторией [47] или полностью равномерным заполнением зоны [6]. Стремясь точнее описать функцию распределения и догадая, что легкая и тяжелая зоны изотропны и параболически, воспользуемся аппроксимацией $F_2(\rho)$ и $F_1(\rho)$ анизотропными распределениями Гаусса:

$$F_i(\rho) = \frac{1}{(2\pi k_B m_i)^{3/2}} \frac{1}{(T_x^i T_y^i T_z^i)^{1/2}} \exp \left[- \sum_{j=x,y,z} \frac{(\rho_j - \langle \rho_j \rangle^i)^2}{2 m_i k_B T_j^i} \right] \quad (5)$$

где $i = 2, 1$; $\frac{1}{2} k_B T_j^i$ — энергия хаотического движения дырок в i -зоне в j -м направлении пространства импульсов, характеризующая дисперсию распределения. Дрейфовые импульсы дырок в зонах $\langle \vec{p} \rangle^i = m_i \langle \vec{v} \rangle^i$ определяют дрейф дырок в \vec{E} - и \vec{H} -полях со скоростями $\langle \vec{v} \rangle^i$, которые в приближении времени релаксации задаются выражением

$$\langle \vec{v} \rangle^i = \left\{ \mu_i \vec{E} + \mu_i^2 \frac{[\vec{E} \vec{H}]}{c} \right\} / (1 + \mu_i^2 H^2), \quad (6)$$

где $\mu_i = \frac{e}{m_i} \tau_p^i(E, H)$ — подвижность, а $\tau_p^i(E, H)$ — время релаксации импульса дырок [81]. Значительное упрощение может быть получено, когда выполняются условия сильного магнитного поля в зонах легких и тяжелых дырок: $\frac{\mu_2 H}{c} \gg 1$. В этом случае дисперсию распределений $F_2(\vec{r})$ и $F_1(\vec{r})$ можно считать изотропной, т.е. $T_x^i = T_y^i = T_z^i$. Дрейфовая скорость дырок $\vec{v} = c [\vec{E} \vec{H}] / H^2$ не зависит от их массы, а следовательно средний дрейфовый импульс тяжелых дырок $\langle \vec{p} \rangle_1 = m_1 \vec{v}$ значительно больше легких $\langle \vec{p} \rangle_2 = m_2 \vec{v}$, так как $m_1 \gg m_2$. Для этого случая выражение для Φ_λ после подстановки (5) в (4) и интегрирования при равенстве дисперсионных температур распределений в легкой и тяжелой зонах ($T = T_2 = T_1$) будет следующее:

$$\Phi_\lambda = \frac{n_2}{n_1} \left(\frac{m_1}{m_2} \right)^{3/2} \exp \left\{ \frac{1}{2 k_B T} \left[c^2 (m_1 - m_2) \frac{E^2}{H^2} - \frac{4\pi \hbar}{\lambda} \right] \right\} \quad (7)$$

Как следует из (7), относительное смещение функций распределения легких и тяжелых дырок на величину $\varepsilon(m_1 - m_2) \frac{1}{\hbar}$ в пространстве импульсов может приводить к инверсии $\Phi_\lambda > 1$ даже тогда, когда отношение концентраций дырок в зонах сохраняет свое равновесное значение $n_2/n_1 = (m_2/m_1)^{3/2}$. При фиксированном λ существует пороговое значение $\varepsilon E/\hbar$; например, при равновесном отношении n_2/n_1 и T_2/T_1 порог достигается при $\varepsilon \frac{E}{\hbar} = \sqrt{\frac{4\pi\epsilon\hbar}{\lambda(m_1 - m_2)}}$, выше этого значения

$\Phi_\lambda > 1$. Увеличение теплового (хаотического) размытия функции распределения, т.е. рост T_1 , замедляет скорость роста Φ_λ с увеличением $\varepsilon E/\hbar$. Спектральная зависимость Φ_λ за порогом $\Phi_\lambda > 1$ при $T_2 = T_1$ является монотонно возрастающей функцией от λ , достигающей насыщения при $\lambda \rightarrow \infty$, когда величина относительной инверсии максимальна. Увеличение отношения n_2/n_1 в рамках рассматриваемой модели сдвигает пороги инверсии $\Phi_\lambda = 1$ в область меньших значений $\varepsilon E/\hbar$ или длин волн ИК-излучения, оставляя неизменной спектральную зависимость Φ_λ .

Очевидно, что для рассмотренного выше сдвигового механизма инверсии наличие сильного низкотемпературного оптического рассеяния не обязательно, достаточно выполнения условий сильного магнитного поля в легкой и тяжелой зонах. Последнее обстоятельство, во-первых, позволяет ожидать, что инверсную перезаселенность для прямых оптических переходов в валентной зоне можно получить и в материалах со слабым взаимодействием дырок с оптическими фонанами. Во-вторых, не накладываются жестких условий на время t_2 нахождения дырок в легкой зоне по отношению к переходам в тяжелую, как того требует модель [6]. Это, с одной стороны, благоприятно для повышения мощности I_λ генерации ИК-излучения, так как $I_\lambda \sim t_2^{-1}$, с другой стороны, не накладываются ограничений на возмущенный разогрев кристаллической решетки $\beta \sim \beta_0$ в экспериментах с приложенным \vec{E} - и \vec{H} -полями.

Следует отметить большую общность рассмотренного механизма инверсии. Относительный сдвиг распределений горячих носителей в пространстве импульсов в различных зонах может стать причиной возникновения перезаселенности вплоть до инверсной заселенности для прямых оптических переходов в самых различных ситуациях.

Для получения перенаселенности необходимо лишь нали-

чие двух сортов свободных носителей заряда с разными массами. Легко представить себе, что и в отсутствие магнитного поля перенаселенность будет иметь место, если времена релаксации импульсов дырок τ_p зависят от энергии (что практически справедливо для всех механизмов рассеяния). Поскольку энергия легких частиц при равных импульсах всегда больше энергии тяжелых, то зависимость $\tau_p(\epsilon)$ приводит к сдвигу их распределений в импульсном пространстве. Например, в случае сильного оптического рассеяния легкие дырки с ростом электрического поля первыми достигают энергии оптического фонона и останавливаются в импульсном пространстве вследствие насыщения скорости, а тяжелые дырки продолжают смещаться, и возникает возможность перенаселенности в определенной области импульсного пространства.

2. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И ИНВЕРСИЯ ЗАСЕЛЕННОСТИ В p-Ge

Рассмотрим функции распределения дырок в зонах, полевою и спектральную зависимости относительной инверсии заселенности в условиях близких к экспериментально реализованным в работах [44-46]: температура решетки $T_0 = 18$ К, концентрация дырок $n_0 = 2,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ полная концентрация ионизованной примеси $N_I = N_A + N_D = 1,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $H = 23$ кЭ.

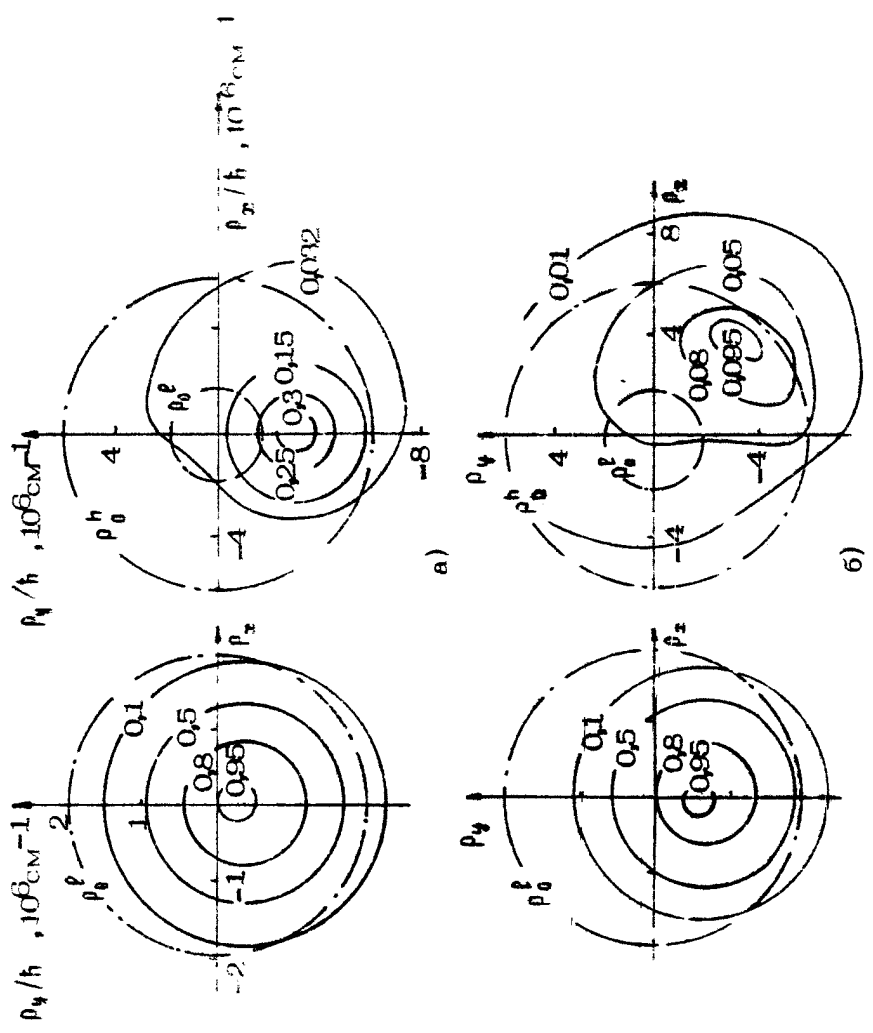
Расчеты выполнены методом Монте-Карло в приближении двух сферически симметричных зон (легкой и тяжелой). Учитывались внутри- и межзонные переходы на ионизованных примесях с экранированным кулоновским потенциалом, на деформационном акустическом с пренебрежением энергией фонона и на деформационном оптическом потенциалах в соответствии с работой [89]. Использовались следующие значения основных параметров: эффективная масса в легкой зоне $m_2 = 0,04 m$, в тяжелой $m_1 = 0,36 m$, скорость звука $v_s = 5,4 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, плотность $\rho = 5,32 \text{ г/см}^3$, диэлектрическая проницаемость $\epsilon_L = 1,42 \cdot 10^{-10} \text{ Ф/м}$, энергия оптического фонона $\hbar\omega_0 = 0,037 \text{ эВ}$, деформационный акустический потенциал $\Sigma_\alpha = 5,9 \text{ эВ}$, оптический $\Sigma_0 = 1,5 \cdot 10^9 \text{ эВ/см}$. Влияние непараболичности легкой зоны ($\alpha = 2 \text{ эВ}^{-1}$) учитывалось в соответствии с работой [31].

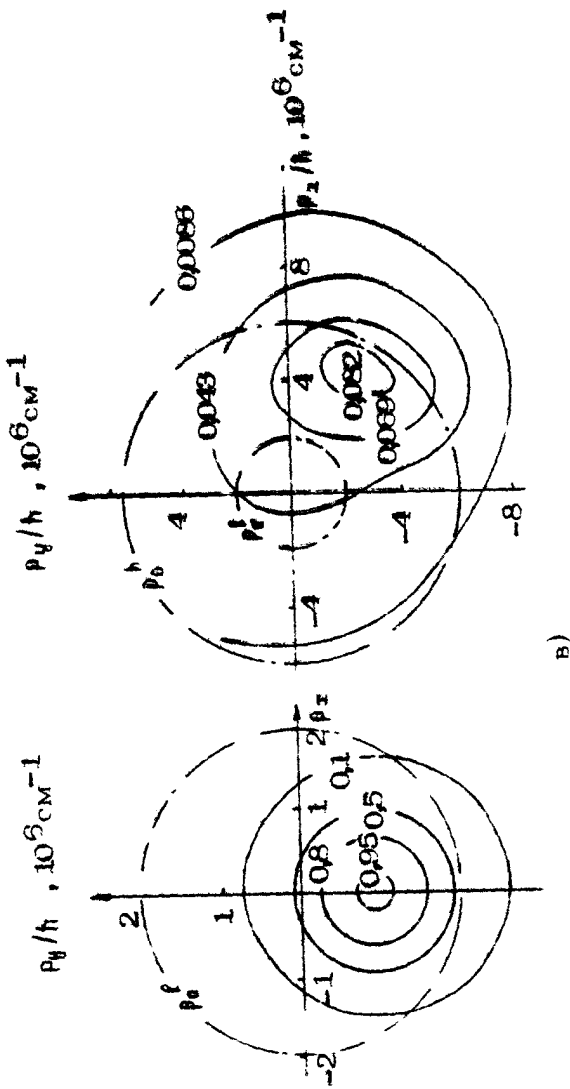
Перестройка функций распределения $f_{2,1}(\rho_x, \rho_y) = \int f_{2,1}(\rho) d\rho_x$ в плоскости $\rho_x \rho_y$ при изменении электрического поля, нормированный на максимальное значение полной функции распределения $f(\vec{p}) = f_2(\vec{p}) + f_1(\vec{p})$, изображена на рис. 1. Сплошные линии соответствуют $f_{2,1}$, штрихпунктирные линии – сфере оптического фонона в плоскости $\rho_x = 0$.

На рис. 2 и 3 приведены спектральная и полевая зависимости Φ_1 , а на рис. 4 – функции распределения по энергии. Зависимости на рис. 2, 3 хорошо согласуются с результатами экспериментов [44, 45], с учетом более точного определения электрических элей, проведенного позднее [46].

Отметим две основные особенности функций распределения. В легкой зоне наличие сферы оптического фонона не деформирует распределение, так как из-за малости m_2 частота циклотронного вращения ω_{c2} превосходит частоту эмиссии оптического фонона. В тяжелой зоне, хотя замыкания траекторий через активную область и не происходит, проникновение в активную область столь значительно, что функция распределения представляет собой достаточно размытое распределение, сильно смещенное в направлении главной траектории к сфере оптического фонона. В результате этого смещения тяжелые дырки находятся в основном вне области \vec{p} -пространства, где сосредоточены легкие дырки.

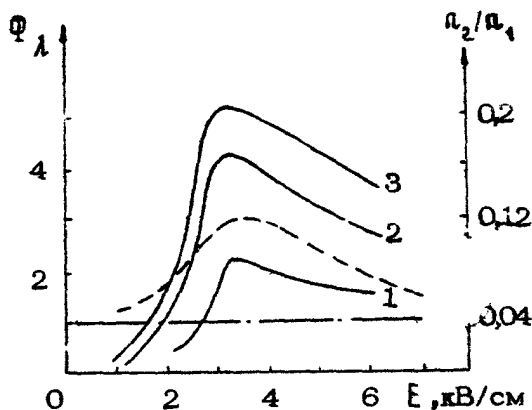
Так как легкие дырки проходят активную область, не успевают излучить оптический фонон, то оптическое рассеяние не может ограничить положения функции распределения размерами "веретена", а в основном только контролирует их тепловой разброс относительно центра траекторий. В таких условиях представление об области захвата для легких дырок теряет смысл. Изменение отношения концентраций n_2/n_1 в этом случае более удобно интерпретировать, используя представления о потоках дырок между зонами и их разбалансировке по отношению к потокам в равновесном состоянии из-за смещения функций распределения легких и тяжелых дырок по отношению как друг к другу, так и к сферам оптических фононов. Это указывает на неразрывную связь в образовании инверсии в p - Ge при низких температурах решетки обоих механизмов инверсии: увеличения n_2/n_1 и относительного смещения функций распределения в легкой и тяжелой зонах.



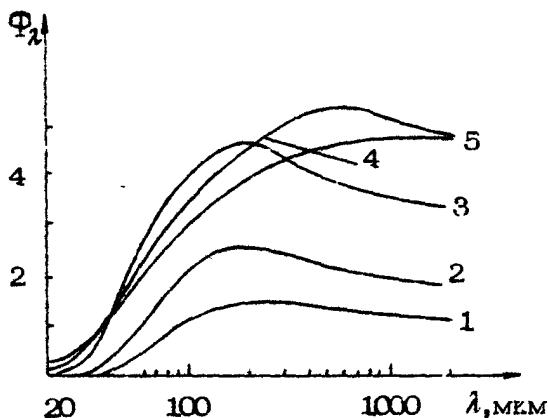


в)

Р и с. 1. Функции распределения легких (слева) и тяжелых (справа) дырок; E (кВ/см); а - 2,5; б - 4,0; в - 5,4 ($E \parallel \vec{z}$, $H \parallel \vec{x}$, $H = 23 \text{ э}$)



Р и с. 2. Отношения заселенностей n_2/n_1 (штриховая кривая) и $\Phi_\lambda = f_2(\rho)/f_1(\rho)$ для λ (мкм): 1 - 50; 2 - 100; 3 - 200



Р и с. 3. Функция Φ_λ при E (кВ/см): 1 - 2,0; 2 - 2,5; 3 - 3,5; 4 - 4,5; 5 - 5,4

Парциальный вклад этих механизмов в инверсию хорошо иллюстрируют кривые 1-3 на рис. 2, штриховая кривая представляет зависимость только n_2/n_1 , штрихпунктирная кривая изображает уровень равновесной заселенности n_2/n_1 ,

таким образом, что правая шкала одновременно показывает и относительное увеличение n_2/n_1 по отношению к равно-весному значению $(n_2/n_1)^{3/2} \approx 0,037$. Тогда значения Φ_λ , деленные на относительное изменение n_2/n_1 , дают вклад только сдвигового механизма в инверсию Φ_λ , что хорошо согласуется с результатами модельных расчетов Φ_λ методом Монте-Карло, в которых не учитывалось межзонное оптическое рассеяние. Пока взаимодействие тяжелых дырок с оптическими фононами незначительно ($E \ll 3$ кВ/см), зависимости Φ_λ от E и λ (см. рис.2) хорошо описываются выражением (7), полученным в случае выполнения условий сильного магнитного поля в зонах. Как следует из (7), относительно небольшое уменьшение теплового размытия функции распределения легких дырок должно приводить к значительному увеличению инверсии. Это хорошо подтверждается результатами расчетов: например, уменьшение N_I от 10^{15} до 10^{13} см $^{-3}$ приводит к уменьшению теплового размытия функции распределения в легкой зоне на 30% при сохранении практически неизменной T_1 в тяжелой зоне. Это уменьшение T_2 приводит к тому, что на интервале E от 1,6 до 3 кВ/см Φ ($\lambda = 200$ мкм) и n_2/n_1 возрастают уже в 20 и 3 раза соответственно, в то время как при $N_I = 10^{15}$ это увеличение составляет только 5 и 1,7 раза (см. рис.2).

Достижение максимума Φ_λ за счет сдвига функции распределения при $E = 3 \pm 4$ кВ/см и последующее уменьшение Φ_λ с ростом E связаны с насыщением функции распределения тяжелых дырок. Как хорошо видно из рис. 1 (см. с.126-127), относительный сдвиг функций распределения легких и тяжелых дырок $\langle \vec{p} \rangle_1 - \langle \vec{p} \rangle_2$ в пространстве импульсов начинает уменьшаться. Этот эффект также следует из аналитических выражений, полученных в предыдущем разделе.

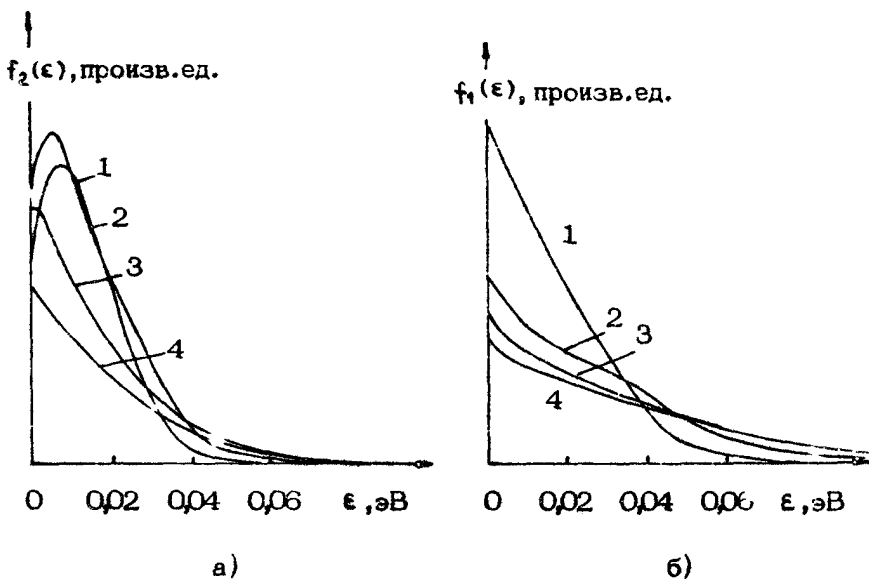
Для полного описания полевой зависимости Φ_λ во всем интервале изменения E следует при выводе (7) в выражение для $\langle \vec{p} \rangle_1$ вместо \vec{v} подставить полное выражение для $\langle \vec{v} \rangle_1$ в виде (6). Так как в p - ϵ е при гелиевых температурах, когда тяжелые дырки взаимодействуют с оптическими фононами, $\tau_{p,1} \sim E^{-1}$ [132], то $\langle \vec{v} \rangle_1$ выходит на насыщение, а следовательно инверсия за счет смещения функции распределения начнет падать. Рассмотрение перемещения функций распределения дырок в зонах при изменении

E/H позволяет объяснить и полевою зависимость n_2/n_1 , не прибегая к идеализированным представлениям о ловушке для дырок в легкой зоне и стриминговом движении в тяжелой зоне. Смещение функции распределения тяжелых дырок к сфере оптического фонона, значительно более сильное, чем легких, сопровождается увеличением потока дырок из тяжелой зоны в легкую за счет эмиссии оптического фонона, вследствие чего растет n_2/n_1 . Дальнейшее смещение функции распределения легких дырок к сфере оптического фонона, когда смещение функции распределения тяжелых дырок практически достигло насыщения, приводит к увеличению потока дырок из легкой зоны и n_2/n_1 уменьшается.

Подробнее остановимся на спектральной зависимости Φ_λ (см. рис.3). В интервале значений E от 1,5 до 3 кВ/см температуры T_2 и T_1 практически равны и изменяются от 95 до 120°К. Только при $E > 3,0$ кВ/см начинается значительно более сильный рост T_1 , сопровождающийся появлением резкой анизотропии в различных направлениях импульсного пространства, так, при $E = 5,4$ кВ/см $T_2 \approx 140^\circ$, $T_1^* \approx 330^\circ$ К. Однако появление спада Φ_λ при $\lambda > 200$ мкм, когда $E < 5$ кВ/см, не может быть объяснено различиями дисперсий (температур) распределений $F_2(\vec{p})$ и $F_1(\vec{p})$ в зонах. Уменьшение Φ_λ при $\lambda \geq 200$ мкм, как следует из рис.4, связано со значительным уменьшением вероятности нахождения легких дырок при $\varepsilon < 0,01$ эВ, которое не отражает величина T_2 , что обусловлено ростом интенсивности межзонного рассеяния с уменьшением энергии. Это приводит к усилению обмена дырками между легкой и тяжелой зонами с уменьшением их энергии. В термодинамически равновесном состоянии уход легких дырок в тяжелую зону уравнивается их приходом из тяжелой зоны. В \vec{E} - и \vec{H} -полях в результате сильного смещения функции распределения дырок в тяжелой зоне их число в области малых энергий уменьшилось, баланс расстроился и возник спад на $f_2(\varepsilon)$ при малых энергиях. При дальнейшем увеличении электрического поля легкие дырки также смещаются в область более высоких энергий, что и приводит к исчезновению спада. Эти соображения полностью подтверждаются расчетами: спад $f_2(\varepsilon)$ при малых энергиях исчезает с уменьшением концентрации примеси.

Таким образом, из сопоставления результатов расчетов методом Монте-Карло $f(\vec{p})$ и Φ_λ с предложенной в разд. 1

моделью следует вывод о существенной роли сдвигового механизма в образовании инверсной населенности прямых оптических переходов в валентной зоне $p-Ge$ в условиях, близких к реализованным в работах [44-46]. Модель возникновения инверсной заселенности за счет смещения функций распределения носителей в зонах снимает противоречия предложенной в работе [6] теории с экспериментальными результатами [44-46, 50] и позволяет достаточно хорошо их объяснить в условиях, когда идеальные представления об областях захвата и стримингового движения в легкой и тяжелой зонах не работают.



Р и с. 4. Функции распределения $f(\epsilon)$ в легкой (а) и тяжелой (б) зонах при E (кВ/см):
 1 - 2,5; 2 - 4,0; 3 - 5,4; 4 - 6,3

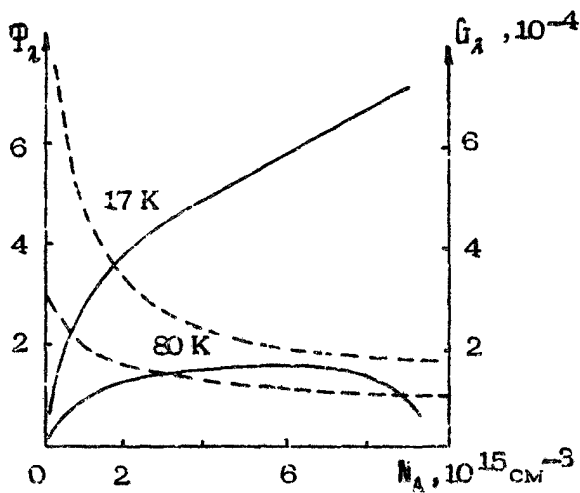
3. ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ДОСТИЖЕНИЯ МАКСИМАЛЬНОЙ ИНВЕРСНОЙ ЗАСЕЛЕННОСТИ В $p-Ge$

Остановимся более подробно на возможности увеличения мощности генерации ИК-излучения за счет увеличения полной концентрации дырок в $p-Ge$. Коэффициент усиления ИК-излучения α_1 пропорционален разности функций распре-

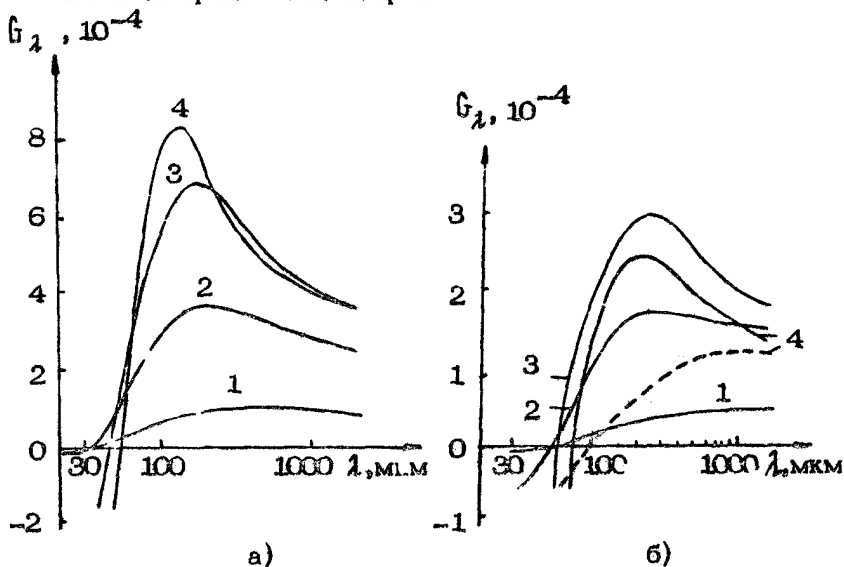
деления:

$$\alpha_{\lambda} \sim \bar{G}_{\lambda} = f_2(\rho) - f_1(\rho),$$

т.е. абсолютной инверсии прямого оптического $2 \leftrightarrow 1$ перехода с длиной волны λ , определяемой согласно (1). Здесь функция распределения $f(\vec{\rho}) = f_2(\vec{\rho}) + f_1(\vec{\rho})$ нормирована на концентрацию дырок n_0 . Рост коэффициента усиления $\alpha_{\lambda} \sim \bar{G}_{\lambda}$, а следовательно и интенсивности излучения, происходит с увеличением n_0 , если при этом сохраняется относительная инверсия Φ_{λ} . Однако увеличение $n_0 = N_A - N_D$ сопряжено с ростом концентрации ионизованной примеси $N_I = N_A + N_D$, приводящей к увеличению интенсивности примесного рассеяния, а следовательно и к уменьшению относительной инверсии Φ_{λ} и в конечном счете ее исчезновению. Конкуренция этих двух механизмов и определяет наличие оптимальной концентрации N_A и степени компенсации материала $\beta = N_D / N_A$, при которых достигается максимальная величина абсолютной инверсии \bar{G}_{λ} . Поскольку увеличение степени компенсации приводит к увеличению интенсивности примесного рассеяния при постоянной n_0 , то наиболее благоприятные условия для реализации генерации ИК-излучения могут быть достигнуты в незначительно компенсированных кристаллах $\beta \sim 0,5$. Нами были проведены расчеты величины \bar{G}_{λ} в случае нулевой компенсации $\beta \sim 0,5$ для $E = 3,5$ кВ/см и $H = 23$ кЭ (рис.5 и 6). В расчетах не учитывалось дырочно-дырочное рассеяние, однако согласно работе [43] при $n_0 \lesssim 10^{16}$ и значительном разогреве дырок интенсивность этого механизма значительно меньше остальных. Как видно из рис.5 и 6, прямой пропорциональности между значениями абсолютной \bar{G}_{λ} и относительной Φ_{λ} инверсий нет, так как рост примесного рассеяния приводит к изменению структуры функции распределения в пространстве импульсов, что вызывает изменения спектральной зависимости \bar{G}_{λ} . Подробно механизмы воздействия на Φ_{λ} , а следовательно и \bar{G}_{λ} , связанные с примесным рассеянием, обсуждались выше. Максимальное значение \bar{G}_{λ} при заданной длине волны ИК-излучения λ обычно достигается при практически минимальном уровне относительной инверсии $\Phi_{\lambda} \approx 1,1 + 1,3$ (при $T_0 = 80$ К, $N_A \approx 5 + 7 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$). Максимальное значение \bar{G}_{λ} в зависимости от E и H при различных значениях N_A достигается тогда, когда относительный сдвиг функций распределения легких и тяжелых дырок в простран-



Р и с. 5. Функции Φ_{λ} (штриховые линии) и G_{λ} (сплошные линии) инверсных населенностей от концентрации акцепторов



Р и с. 6. Спектральные зависимости абсолютной инверсной населенности при гелиевых (а), азотных (б) и комнатной (штриховая кривая) температурах решетки. N_A (см^{-3}): 1 - 10^{14} , 2 - 10^{15} , 3 - $5 \cdot 10^{15}$, 4 - $9 \cdot 10^{15}$

стве импульсов максимален, т.е. при cE/H несколько меньшем, чем $v_{0,1} = \sqrt{2\hbar\omega_0/m_1}$ (например, при $H = 23$ кЭ максимум Γ достигается при $E = 3,5$ кВ/см). В этом случае ($cE/B \ll v_{0,1}$) с ростом интенсивности примесного рассеяния сильное уменьшение вероятности нахождения легких дырок в окрестности малых энергий приводит к тому, что максимум Γ_λ достигается в области длин волн $\lambda = 100 + 400$ мкм и имеет тенденцию смещаться в коротковолновую область с ростом N_A . При $cE/H > v_{0,1}$, когда сдвиг функции распределения тяжелых дырок достигает насыщения, как показывают расчеты, значительного влияния примесного рассеяния с ростом N_A при $N_A \approx 5 \cdot 10^{14}$ на зависимость Φ_λ от λ нет и Φ_λ монотонно возрастает от λ . Только при низких концентрациях акцепторов $N_A < 5 \cdot 10^{14}$ и гелиевых температурах решетки, когда cE/H становится больше $v_{0,2} = \sqrt{2\hbar\omega_0/m_2}$, появляется резкий спад Φ_λ и Γ_λ в длинноволновой области из-за хорошо выраженного эффекта накопления легких дырок в веретенообразной области. Слабая зависимость Φ_λ от концентрации примеси при $N_A > 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и от температуры решетки T_0 , способствующая значительному росту Γ_λ с увеличением N_A , обусловлена именно сдвиговым механизмом инверсии, на который ни температура решетки, ни интенсивность примесного рассеяния не накладывают существенных ограничений. Поэтому не удивительно, что инверсная населенность прямых оптических переходов в валентной зоне p - Γ_6 может быть получена и при комнатных температурах решетки. Так, на рис.6 пунктирной кривой представлена зависимость Γ_λ , рассчитанная при $H = 40$ кЭ, $E = 8$ кВ/см, $T_0 = 300$ К, $n_0 = N_A = 9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В этом случае в максимуме Γ_λ величина относительной инверсии $\Phi_\lambda \approx 1,2 - 1,3$.

ИНВЕРСИЯ ПО УРОВНЯМ ЛАНДАУ И ЭФФЕКТЫ НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ

ИНВЕРСНАЯ ЗАСЕЛЕННОСТЬ УРОВНЕЙ ЛАНДАУ В ЛЕГКОЙ ПОДЗОНЕ

В.А.Козлов, Л.С.Мазов, И.М.Нефедов, М.Р.Заболотских

Инвертированные распределения горячих носителей тока в полупроводниках выделяются своими необычными свойствами [133] и привлекают внимание возможностью их использования для генерации и усиления электромагнитного излучения в дальнем инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах [6, 64, 132, 50, 45]. Сейчас известны способы получения инверсии по энергии в скрещенных электрическом \vec{E} и магнитном \vec{H} полях [8, 154], приведшие к экспериментальному обнаружению инвертированных распределений [33, 65, 137]. В то же время возможность создания в реальных полупроводниках инверсии по уровням Ландау до сих пор подвергается сомнению [133, 144] из-за влияния примесного рассеяния. В настоящей работе предлагается новый эффективный механизм создания инверсии по уровням Ландау легких носителей в полупроводниках с вырожденными подзонами. Использование носителей с малой эффективной массой представляет интерес для получения лазерного эффекта в значительно меньших, чем в вакуумной электронике, магнитных полях. Предлагаемый механизм основан на значительной величине как примесного рассеяния, так и рассеяния на оптических фононах; тем самым показано, что для создания инверсии по уровням Ландау не требуются "сверхчистые" полупроводниковые материалы.

В импульсном пространстве траектории свободного движения носителей тока в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях представляют собой окружности с центром $\rho_{ci} = m_i c E / H$ (рис.1), а квази-классическим аналогом номера уровня Ландау служит энер-

для циклотронного вращения $\varepsilon_{\pm i} = \rho_{\pm i}^2 / 2 m_i$, где $\rho_{\pm i}^2 = \rho_z^2 + (\rho_y^2 - \rho_{z i}^2)$; c - скорость света, m_i - эффективные массы. Кинетическое уравнение для функции распределения носителей тока $f_i(\rho_x, \psi, \rho_z)$ имеет вид

$$\omega_{H i} \partial f_i / \partial \psi = -v_i f_i + I_i, \quad (1)$$

где $v_i = \sum v_{ij}$; $I_i = \sum I_{ji}$; $v_{ij} = \int \omega_{ij}(\vec{p}, \vec{p}') d^3 p'$ - частота столкновений с переходом из i - в j -подзону;

$I_{ji} = \int \omega_{ji}(\vec{p}', \vec{p}) f_j(\vec{p}') d^3 p'$ - источник носителей

тока в подзоне i , появившихся из j -подзоны в результате рассеяния; $\omega_{H i} = q H / m_i c$ - циклотронные частоты; q - заряд носителей тока. Индексы i, j принимают значения h для тяжелой и l для легкой подзон.

В активной области энергии ($\varepsilon > \hbar \omega_0$ [48]), при температурах решетки T меньших дебаевской, основным механизмом рассеяния носителей тока служит спонтанное испускание оптических фононов, и здесь частота столкновений ν велика; например, для деформационного рассеяния [109]

$$\nu_{ij} = 2\nu_{0j} \left(\frac{\varepsilon}{\hbar \omega_0} - 1 \right)^{1/2}, \quad \nu_{0j} = \frac{(D_+ K)^2 m_j^{3/2}}{2\pi \hbar \rho (2\hbar \omega_0)^{1/2}}, \quad (2)$$

где $(D_+ K)$ - параметр деформационного потенциала, ρ - плотность, $\hbar \omega_0$ - энергия оптического фонона. Для примесного рассеяния (основного в пассивной области энергий $\varepsilon < \hbar \omega_0$) характерно резкое спадание ν с ростом ε , например, частота столкновений ν в легкой подзоне с переходом в тяжелую имеет вид

$$\nu_{lh} = 2\pi q^4 m_h (\varepsilon_I / \varepsilon)^{3/2} / \varepsilon_0^2 \hbar^3 (1 + \varepsilon_I / \varepsilon)^2, \quad (3)$$

где $\varepsilon_I = 2\hbar N_I^{2/3} / m_p$, N_I - концентрация ионизованных примесей, ε_0 - диэлектрическая проницаемость.

Спадание примесного рассеяния с ростом ε и последующее возрастание ν за счет спонтанного испускания оптического фонона приводит к возникновению в импульсном пространстве области L с малой частотой столкновений. В данном случае эта область расположена в окрестности сферы $\rho = \rho_{0i}$ под оптическим фононом (на рис.1 область L незаштрихована), здесь $\rho_{0i} = (2 m_i \hbar \omega_0)^{1/2}$.

Время жизни (время между столкновениями с выходом из области L) носителей тока в области L велико по сравнению с временем их жизни вне этой области, поэтому, если источник носителей тока перекрывается областью L и при свободном движении они не покидают L , будет происходить накопление носителей в области L . Широкий источник носителей тока [8], появившихся после испускания оптического фонона, можно создать в достаточно сильном поле E , при котором пролетная частота $\nu_{Eh} = qE/\rho_{0h} \sim \nu_{0h}$ [164] и носители глубоко проникают в активную область.

Выполнить условия, при которых носители в процессе свободного движения не будут выходить из области L , можно двумя способами. Во-первых, подбором электрического и магнитного полей можно разместить центр траекторий ρ_c внутри области L , при этом вокруг ρ_c возникает вертенообразная область K [154], состоящая из внутренних траекторий (траекторий, не выходящих за пределы пассивной области). Накопление носителей тока в области K приводит к инверсии по энергии [8, 137]. Область K в этом случае занимает лишь небольшую часть фазового объема области L , что неблагоприятно для увеличения общего числа накопившихся носителей. Во-вторых, за счет увеличения магнитного поля можно сделать $\rho_{c2} \ll \rho_{02}$, при этом внутренние траектории почти целиком заполняют область L (см. рис.1) и носители будут накапливаться с большими ρ_c , что приведет к инверсии по уровням Ландау. В этом случае для накопления будет использоваться существенно больший фазовый объем области L ; именно этот случай и рассмотрим ниже более подробно.

Рассеяние носителей тока в легкой подзоне происходит с преимущественным переходом в тяжелую (из-за большей плотности состояний в ней), поэтому для легкой подзоны существует эффективный механизм удаления носителей (не находящихся в области L) за счет рассеяния*). В свою очередь, при $\nu_{Eh} \sim \nu_{0h}$ и не слишком малом ρ_{ch}/ρ_{0h} источник I_p создается в основном за счет переходов носителей из тяжелой подзоны в результате спонтанного испускания оптических фононов.

*) В одной зоне таким механизмом может служить дрейф носителей тока в область L за счет многократного призмического рассеяния.

При $\rho_{ce} \ll \rho_{oe}$ и $\omega_{ne} \gg \nu_e$ зависимость f_e от ψ довольно плавная, поэтому, усреднив уравнение (1) по ψ , получим

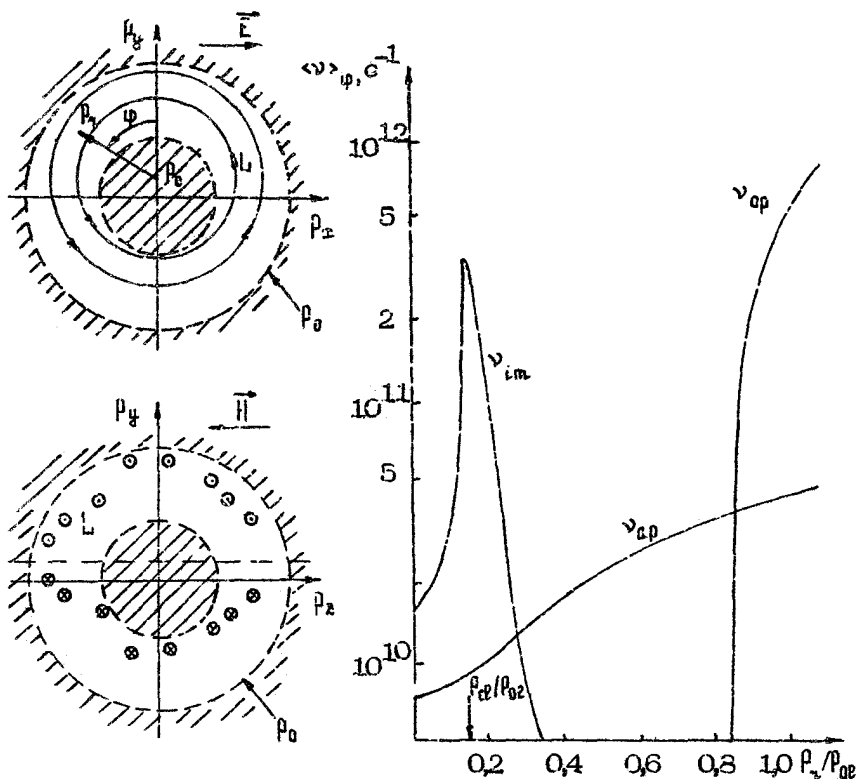
$$\bar{f}_e(\rho_x, \rho_z) = \langle I_e \rangle_\psi / \langle \nu_e \rangle_\psi, \quad (4)$$

откуда сразу следует, что при достаточно широком I_e для инверсии по уровням Ландау нужно, чтобы в зависимости $\langle \nu_e \rangle_\psi$ от ρ_x был минимум при больших ρ_x , т.е. инверсия возникает из-за накопления в области L носителей с большими временами жизни ($\tau \approx \langle \nu_e \rangle_\psi^{-1}$). Внутризонные переходы за счет примесного рассеяния в легкой подзоне при $\rho_{ce} \ll \rho_{oe}$ не изменяют структуры функции распределения в виде шарового слоя, схематически изображенной траекториями на рис.1, так как примесное рассеяние происходит с сохранением энергии и не выводит носителей тока из области L . Это означает, что здесь имеет место также и инверсия по энергии.

Продемонстрируем возникновение инверсной заселенности уровней Ландау на примере легкой подзоны p -Ge. Зависимости $\langle \nu_e \rangle_\psi$ от ρ_x при $\rho_z = 0$ и $\rho_{ce}/\rho_{oe} = 0,17$ для нескольких механизмов рассеяния — примесного (im), на оптических (op) и акустических (ap) фононах — показаны на рис.2, откуда видно, что при $0,3 \lesssim \rho_x/\rho_{oe} \lesssim 0,8$ частота столкновений минимальна. На рис.3 приведена функция распределения \bar{f}_e , рассчитанная методом Монте-Карло. Эти расчеты показывают, что при $\rho_z = 0$ наблюдается ярко выраженная инверсия по уровням Ландау, которая коррелирует с $\langle \nu_e \rangle_\psi$; наиболее заселены траектории с теми ρ_x , где $\langle \nu_e \rangle_\psi$ минимальна. Отметим, что ширина источника, создаваемого дырками, совершающими переходы из тяжелой подзоны в легкую с испусканием оптических фононов, равна

$$\int \rho^2 I_{he} d^3\rho / \int I_{ne} d^3\rho \approx 0,45 \rho_{oe}^2, \quad \text{а} \quad \int \rho I_{he} d^3\rho = 0$$

из-за симметрии деформационного рассеяния. При низких положениях центра ($\rho_{ce}/\rho_{oe} \ll 1$) накопление носителей тока в области L должно приводить и к инверсии по энергии, так как структура функции распределения напоминает шаровой слой. Соответствующая зависимость усредненной по телесному углу Ω функции распределения $\langle f_e \rangle_\Omega = \int f_e d\Omega / 4\pi$ от модуля импульса $\rho = (\rho_x^2 + \rho_y^2 + \rho_z^2)^{1/2}$ показана на рис.4; видно, что $\langle f_e \rangle_\Omega$ также инвертирована.

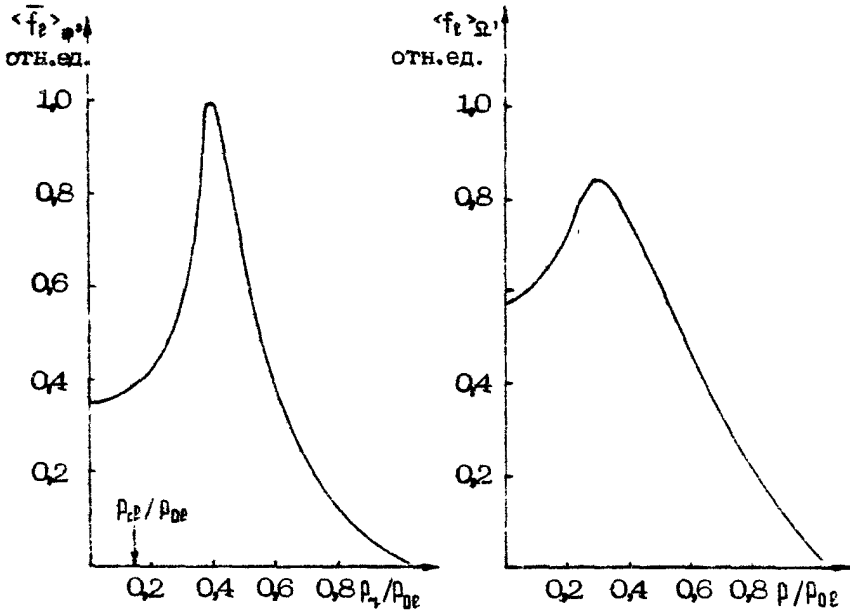


Р и с. 1. Траектории циклотронного вращения в импульсном пространстве и область накопления L с малой частотой столкновений.

Р и с. 2. Частоты столкновений легких дырок $\rho - \text{Be}$, усредненные по фазе циклотронного вращения φ ; $N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $T = 20 \text{ K}$; $\rho_{c\ell} / \rho_{0c} = 0,17$; $\rho_z = 0$

В рассматриваемых условиях отношение концентраций легких и тяжелых дырок $n_\ell / n_h \approx 0,12$, т.е. примерно втрое превышает равновесное значение, равное $(m_\ell / m_h)^{3/2}$, что связано с накоплением легких дырок в области L . При моделировании полагалось, что в $\rho - \text{Be}$ $m_h = 0,35 m_0$, $m_\ell = 0,043 m_0$, где m_0 — масса свободного электрона. Результаты расчетов к тому же показывают, что увеличение ρ_c до величины, при которой исчезает область K

в подзоне тяжелых дырок ($\rho_{ce} / \rho_{ve} \approx 0,35$), приводит к еще большему возрастанию концентрации легких дырок ($n_e / n_h \approx 0,22$), при этом инверсия по уровням Ландау сохраняется (ср. [72]).



Р и с.3. Разрез функции распределения \bar{f}_e при $\rho_z = 0$, $N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T = 20 \text{ К}$, $E = 1750 \text{ В/см}$, $H = 18 \text{ кЭ}$, $\rho_{ce} / \rho_{ve} = 0,17$.

Р и с.4. Усредненная по телесному углу Ω (при $\rho = \text{const}$) функция распределения легких дырок: $N_I = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T = 20 \text{ К}$, $E = 1750 \text{ В/см}$, $H = 18 \text{ кЭ}$

Возникновение инверсии по уровням Ландау должно приводить к ряду интересных физических эффектов и легко может быть обнаружено экспериментально по спонтанному излучению или из измерений поглощения на циклотронном резонансе легких дырок (см. [132, 133]). Выделение инвертированной по ρ_z функции распределения (при $\rho_z = 0$) можно осуществить, например, за счет неизохронности циклотронного вращения в непараллельной или несферической эсках.

ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС ГОРЯЧИХ ДЫРОК Ge В СИЛЬНОМ ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ $E \perp H$

В.И.Гавриленко, Е.П.Додин, З.Ф.Красильник

1. ВВЕДЕНИЕ

История циклотронного резонанса в полупроводниках насчитывает почти три десятилетия, и все эти годы метод циклотронного резонанса успешно используется для экспериментального исследования самых разнообразных явлений. Уже первые наблюдения циклотронного резонанса позволили установить структуру дна зон кристаллов Ge и Si (см, например, [114]). Измерения интенсивности и добротности линейного циклотронного резонанса позволяют получать информацию о концентрации и характерных временах релаксации импульса носителей заряда; это дает возможность изучать процессы рассеяния электронов и дырок и рекомбинационных механизмов в полупроводниках (см. ссылки в [159]). Дальнейшее развитие методики и техники циклотронного резонанса позволило исследовать изменения свойств полупроводников при различных внешних воздействиях на кристалл; высоком давлении, интенсивном электромагнитном излучении, сильном электрическом поле и др. Методы циклотронного резонанса нашли применение как в изучении новых физических явлений в полупроводниках (экситоны, электронно-дырочные капли и т.д.), так и в прикладных исследованиях.

Данная работа посвящена исследованию горячих дырок Ge методом циклотронного резонанса в поперечном постоянном электрическом поле $E \perp H$ при низких температурах $T \lesssim 30$ К. В этих условиях взаимодействие носителей с электромагнитной волной существенно зависит от их энергии.

При $\nu \ll \omega_{c1,2} < \nu_0$ ($\omega_{c1,2}$ - циклотронная частота тяжелых или легких дырок, ν и ν_0 - соответственно характерные частоты релаксации импульса в пассивной ($\epsilon < \hbar\omega_0$) и активной ($\epsilon > \hbar\omega_0$) областях энергий, $\hbar\omega_0$ - энергия оптического фонона) дырки с малой энергией вращаются по траекториям, целиком расположенным в пассивной области и испытывают малое число рассеяний; с ними связано резонансное циклотронное поглощение. Дырки с большой энергией, движущиеся по разомкнутым в пассивной области траекториям, достигают энергии $\epsilon = \hbar\omega_0$, неупруго рассеиваются на оптических фононах за время меньшее периода циклотронного вращения. Поглощение электромагнитной волны на этих дырках является нерезонансным. Постоянным электрическим полем можно менять фазовый объем замкнутых траекторий в области энергий $\epsilon < \hbar\omega_0$, и следовательно число дырок, участвующих в циклотронном резонансе. Спектры циклотронного резонанса дают, таким образом, информацию о разогреве носителей и деформации их функции распределения, перераспределении дырок между легкой и тяжелой подзонами, изменении их динамики, что проявляется в смещении, уширении, изменении интенсивности линий циклотронного резонанса, в появлении в спектрах новых линий поглощения [10,15,51]. Такое многообразие наблюдаемых эффектов указывает на перспективность данного метода для исследования горячих носителей в полупроводниках, тем более что богатая информация может быть получена из простого качественного анализа спектров. В последующих разделах дается систематическое изложение теории циклотронного резонанса горячих носителей в сложной зоне в $E \perp H$ полях (разд. 2), методики и результатов экспериментального исследования циклотронного резонанса в p - Ge на длинах волн $\lambda \sim 1 \div 2$ мм при гелиевых температурах в сильных электрических полях (разд. 3,4), в заключение делаются выводы о перспективах исследований горячих носителей в полупроводниках методом циклотронного резонанса.

2. ТЕОРИЯ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА НОСИТЕЛЕЙ С АНИЗОТРОПНЫМ И НЕПАРАБОЛИЧНЫМ ЗАКОНОМ ДИСПЕРСИИ В $\vec{E} \perp \vec{H}$ ПОЛЯХ

В настоящем разделе дано обобщение теории классического циклотронного резонанса *) в полупроводниках на случай носителей заряда в анизотропной и непараболической зоне в скрещенных полях, учитывающее особенности функции распределения и динамики дырок.

2.1. Динамика легких и тяжелых дырок \vec{v}_e в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях

Уравнение движения дырок в постоянных $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях имеет вид

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c} \left[\frac{d\varepsilon}{d\vec{p}} \vec{H} \right]. \quad (1)$$

При $\vec{E} \perp \vec{H}$ первыми интегралами (1) являются импульс частицы в направлении магнитного поля и полная энергия

$$\begin{cases} p_x = \text{const} \\ W = \varepsilon(\vec{p}) + c(E/H)p_y = \text{const} \end{cases} \quad (2)$$

Для поперечных компонент импульса p_x и p_y уравнение (1) приводится к уравнениям Гамильтона:

$$\begin{cases} \frac{dp_x}{dt} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_y} \\ \frac{dp_y}{dt} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_x} \end{cases} \quad \left(\mathcal{H} = \frac{eH}{c} W \right). \quad (3)$$

Уравнения (3) описывают движение частицы по замкнутым траекториям в плоскости (p_x, p_y) с периодом $T = 2\pi/\omega_c = -\partial S(W, p_x) / \partial \mathcal{H}$, где S — площадь в p -пространстве на плоскости $p_x = \text{const}$, ограниченная траекторией с данным значением W [78].

Пусть $\vec{p} = \vec{i}p_x + \vec{j}p_y + \vec{k}p_z$, $\vec{H} = kH$, а орты $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ направлены по кристаллографическим осям типа $\{001\}$ (другие ориентации \vec{H} см. в [15, 18, 146]).

*) Имеется в виду случай $\langle \varepsilon \rangle \gg \hbar\omega_c$, где $\langle \varepsilon \rangle$ — средняя кинетическая энергия носителей.

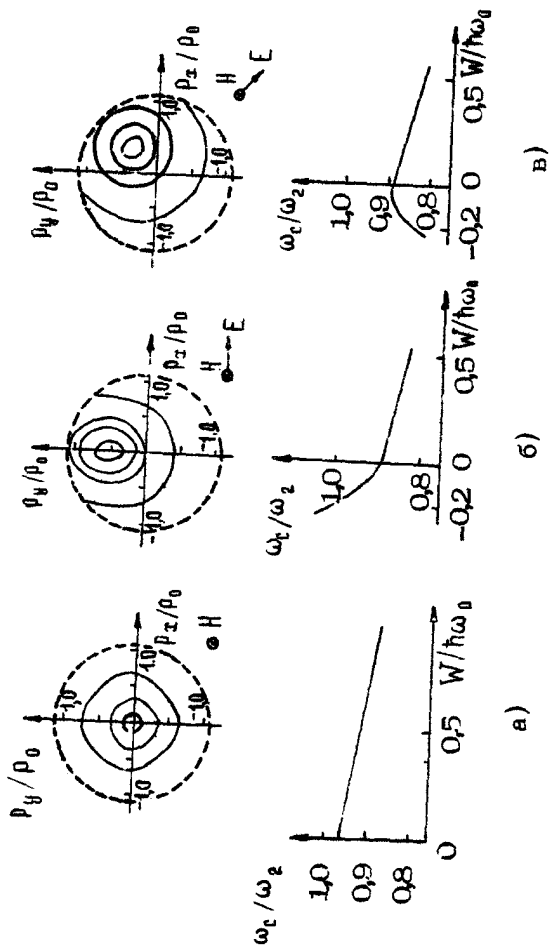
Траектории и частоты легких и тяжелых дырок германия представлены на рис. (1,2) ^{*)}. Постоянное электрическое поле $\vec{E} \perp \vec{H}$ "разрушает" сложное состояние равновесия в точке $\vec{p} = 0$. Образуется простое состояние равновесия типа центр (или два центра и седло [15]). Частота гармонических колебаний вблизи центра отличается от циклотронной частоты дырок в отсутствие электрического поля и в области малых энергий ϵ , когда можно пренебречь непараболичностью зоны, зависит лишь от кристаллографической ориентации \vec{E} . Непараболичность подзон легких и тяжелых дырок приводит к уменьшению циклотронных частот на $10 \pm 12\%$, если траектория проходит в области $\epsilon \sim \hbar\omega_c$ ^{**)}. При данной ориентации \vec{E} и \vec{H} максимальные значения ω_c приходятся на центры вращения. На сепаратрисе седла циклотронная частота тяжелых дырок равна нулю. Для траекторий, расположенных вне области, ограниченной "главной" траекторией (проходящей через начало координат, $W = 0$), циклотронные частоты легких и тяжелых дырок слабо меняются с ростом W и близки к значениям при $\vec{E} = 0$ ^{***)}.

Как уже отмечалось, циклотронное движение дырок в анизотропной и непараболичной зоне является негармоническим. В германии анизотропия закона дисперсии наиболее ярко выражена в тяжелой подзоне. Гармоники циклотронного резонанса тяжелых дырок ω_c при $\vec{E} = 0$ наблюдались экспериментально [111]. Исходя из симметрии кристаллической решетки ω_c можно показать, что для ориентации магнитного поля $\vec{H} \parallel [001]$ при $\vec{E} = 0$ "разрешенными" являются только нечетные гармоники, причем для 1,5,9-й и т.д. гармоник резонансно активной является "дырочная" круговая

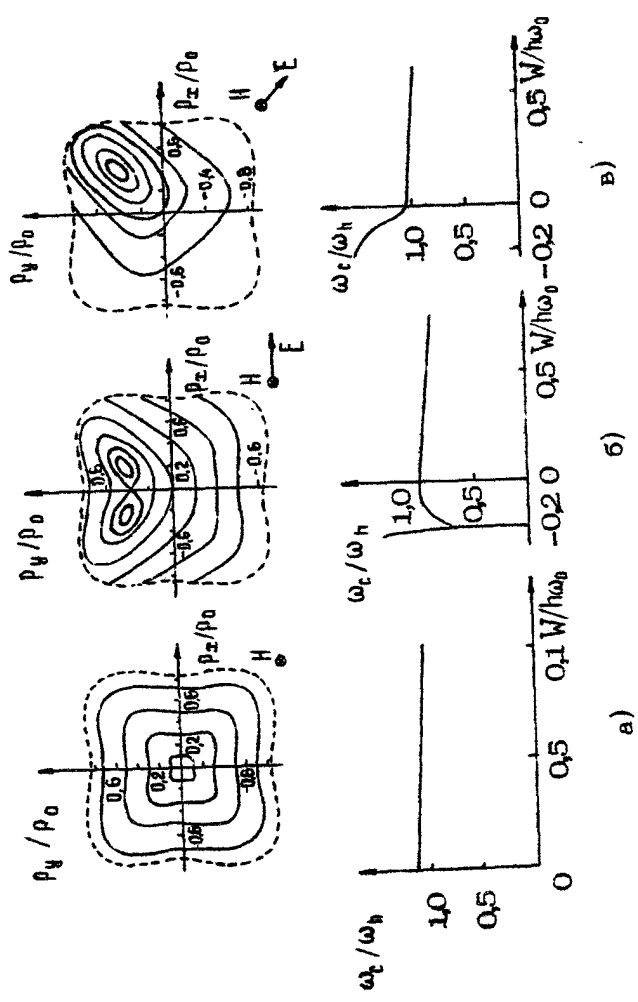
*) Как следует из расчетов [177], выполненных для $\vec{E} = 0$, и как будет показано ниже, основной вклад в проводимость на циклотронном резонансе вносят именно дырки с $p_x = 0$.

***) Вблизи дна валентной зоны закон дисперсии легких и тяжелых дырок ω_c сравнительно простой, что позволяет выявить все качественные особенности решения (1) аналитически. Зависимость $\epsilon(\vec{p})$ в общем случае определялась из кубического секулярного уравнения [114].

****) Небольшое уменьшение ω_c в области $W > 0$ связано (как и в случае $\vec{E} = 0$) с непараболичностью подзон легких и тяжелых дырок.



Р и с. 1. Траектории и спектры циклотронных частот легких дырок $\beta_z = 0$ в плоскости $\vec{H} \parallel [001]$; а - $E = 0$, $\beta_z = 0$ для $[001]$; б - $E \parallel [011]$; $\beta_z = \sqrt{2\hbar\omega_0 m_2}$, $m_2 = 0,042 m_0$, $\omega_2 = eH/m_2 c$. Пунктир - $\epsilon(\vec{\beta}) = \text{const}$, $W = \epsilon + (\epsilon/H)(E_x p_y - E_y p_x)$



Р и с. 2. Траектории и спектры циклотронных частот тяжелых дырок ρ_e в плоскости $\rho_z = 0$ для $H \parallel [001]$; а) $E = 0$, $b = E \parallel [001]$, $\rho_0 = \sqrt{2} \hbar \omega_0 m_1$, $m_1 = 0,32 m_0$, $\omega_h = eH/m_1 c$, $W = e + (c/H)(E_x \rho_y - E_y \rho_x)$. Пунктир - $e(\rho) = \text{const}$

поляризации электромагнитной волны, а для 3,7,11-й и т.д. — "электронная" круговая поляризация^{*)}. Постоянное электрическое поле понижает симметрию траекторий (см. рис.1), и в спектре циклотронного вращения появляются четные гармоники. Поляризация, амплитуда гармоник и частоты циклотронного движения меняются от траектории к траектории, т.е.

$$v_j = \sum_{k=-\infty}^{\infty} V_j^{(k)}(W, \rho_z) \exp \left\{ ik [\omega_c(W, \rho_z)t + \varphi_0] \right\}, \quad (4)$$

где $j = x, y$, $v_j = \partial \epsilon / \partial p_j$. Поскольку в рассматриваемом случае траектории дырок симметричны относительно оси ρ_y (рис.1), выбором начальной фазы φ_0 можно привести v_j к такому виду, когда $v_y(t)$ является четной, а $v_x(t)$ — нечетной функциями времени, т.е. $V_y^{(k)}$ являются действительными, а $V_x^{(k)}$ — чисто мнимыми величинами. Зависимости $V_{x,y}^{(k)}$ от W для первых трех гармоник на траекториях вне сепаратрисы седла представлены на рис. 3.

2.2. Тензор проводимости

Тензор проводимости найдем из решения кинетического уравнения для функции распределения f носителей заряда в магнитном \vec{H} и электрическом $\vec{E}_{tot} = \vec{E} + \vec{E}_1$ полях. Для слабого переменного поля $E_1 \ll E$ функцию распределения удобно представить в виде стационарной и осциллирующей частей $f = f_0 + f_1$, так что кинетические уравнения нулевого и первого приближения по малому параметру $f_1/f_0 \ll 1$ будут

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} \left(e \vec{E} + \frac{e}{c} \left[\frac{\partial \epsilon}{\partial \vec{p}} \vec{H} \right] \right) = I^{(0)}, \quad (5)$$

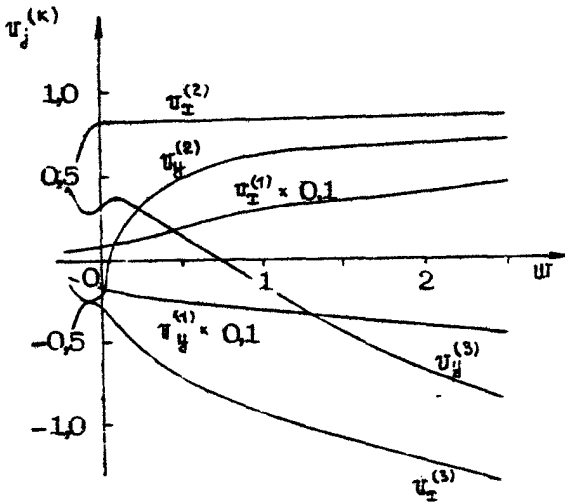
$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \frac{\partial f_1}{\partial \vec{p}} \left(e \vec{E} + \frac{e}{c} \left[\frac{\partial \epsilon}{\partial \vec{p}} \vec{H} \right] \right) = -e \vec{E}_1 \frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}} + I^{(1)}. \quad (6)$$

Фигурирующие в (5), (6) интегралы столкновений I^0, I^1 имеют вид

^{*)} Электронный характер круговой поляризации 3-й гармоники циклотронного резонанса тяжелых дырок в Ge при $\vec{H} \parallel [001]$ и $E = 0$ установлен экспериментально [113].

$$I^{(0,1)} = -v f_{01} + I_{pp}^{(0,1)}, \quad (7)$$

где первое слагаемое описывает уход частиц из точки \vec{p} в результате рассеяния, а $I_{pp}^{(0,1)}$ - приход в эту точку.



Р и с. 3. Коэффициенты Фурье циклотронного вращения тяжелых дырок \bar{u}_e при $\rho_E = 0$ для анизотропного параболического закона дисперсии; $v_{\pm}^{(k)} = V_c^{-1} (\int m V_{\pm}^{(k)}, v_y^{(k)})$, $\psi = W / (\frac{m_0}{2} V_c^2)$, $V_c = e c E / \hbar$; $\vec{E} \parallel [100]$, $\vec{H} \parallel [001]$

Решению уравнений (5) - (7) применительно к дыркам германия посвящен целый ряд работ (см., например, [11, 14, 15]).

В предлагаемом ниже решении уравнений (5) - (6) в $\vec{E} \parallel \vec{H}$ полях используется условие резонансного взаимодействия поля E_1 с носителями, вращающимися по замкнутым в пассивной области энергий траекториям. Это позволяет получить аналитическое решение кинетического уравнения, не конкретизируя вида $I_{pp}^{(0,1)}$ в (7).

Интегрирование (5) удобно осуществить в переменных ψ (угол) и J (действие) [78]:

$$\begin{cases} \dot{\varphi} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial J} = \omega_c(J, \rho_2) \\ \dot{J} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \varphi} = 0 \end{cases} \quad (8)$$

В этих переменных из (5) получим

$$\omega_c(J, \rho_2) \frac{\partial f_0}{\partial \varphi} + \nu(\varphi, J, \rho_2) f_0 = I_{ns}^{(0)} \quad (9)$$

Интегрируя (9) по φ и используя естественное условие периодичности функции распределения f_0 по φ при $\nu/\omega_c \ll \ll 1$, получаем

$$f_0 = \frac{1}{\mu(2\pi)} \int_0^{2\pi} \frac{I_{ns}^{(0)}}{\omega_c} e^{i\mu(\varphi)} d\varphi, \quad (10)$$

где $\mu(\varphi) = \int_0^\varphi \frac{\nu(\varphi')}{\omega_c} d\varphi'$. Как видно из (10), функция распределения f_0 при $\nu/\omega_c \ll 1$ не зависит от φ - дырки в $E \cap H$ полях равномерно заселяют траекторию $W = \text{const}$, даже если приход носителей в любую точку траектории и уход из нее не равновероятны.

В переменных φ, J уравнение (6) переписется в виде

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \nu f_1 + \omega_c \frac{\partial f_1}{\partial \varphi} = -e E_1 \frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{H}} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \rho} + I_{ns}^{(1)} \quad (11)$$

Здесь учтено, что $\partial f_0 / \partial \varphi = 0$, $\frac{\partial f_0}{\partial J} \frac{\partial J}{\partial \rho} = \frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{H}} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \rho}$.

Значение $\partial \mathcal{H} / \partial \rho$ может быть найдено из (2) - (4):

$$\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \rho} = \frac{eH}{c} \sum_{k \neq 0} V_j^{(k)} e^{ik\varphi} \quad . \quad \text{Решение уравнения (11) для}$$

$E_1 \sim e^{i\omega t}$ имеет вид

$$f_1 = e^{-i\mu(\varphi)} \left[C + \int_0^\varphi \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{H}} \frac{e^2 H}{c \omega_c} E_1 \sum_{k \neq 0} V_j^{(k)} e^{ik\varphi'} + \frac{I_{ns}^{(1)}}{\omega_c} \right) e^{i\mu(\varphi')} d\varphi' \right],$$

где $\mu(\varphi) = \int_0^\varphi \frac{\omega + \nu}{\omega_c} d\varphi'$. Используя условие периодичности $f_1(\varphi=0) = f_1(\varphi=2\pi)$ при $\bar{\nu} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \nu(\varphi) d\varphi \ll 1$, найдем вблизи

n -й гармоники циклотронного резонанса ($\Delta_n = \omega - n\omega_c \ll \omega$)

$$f_1 = \frac{e^2 H}{c} \frac{E_d}{i\Delta_n + \nu} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{E}} \right) (V_d^{(n)})^* e^{-i n \varphi} + \\ + \frac{\omega_c e^{-i n \varphi}}{2\pi (i\Delta_n + \nu^*)} \int_0^{2\pi} \frac{I_{np}^{(1)}}{\omega_c} e^{i n \varphi} d\varphi. \quad (12)$$

Будем предполагать, что приход частиц на траекторию под действием поля E_d происходит в случайной фазе ($I_{np}^{(1)}$ не зависит от φ), при этом второе слагаемое в (12) обращается в нуль. Зная функцию распределения f_1 , находим плотность тока и тензор проводимости:

$$\sigma_{ij}^{(n)} = Ne^2 \frac{2\pi H}{c} \iint dW d\rho_x \left(-\frac{\partial f_0}{\partial W} \right) \frac{V_i^{(n)} (V_d^{(n)})^*}{\omega_c (i\Delta_n + \nu)}. \quad (13)$$

К выражению (13) можно прийти и другим путем, если рассмотреть аналогично [52] возмущение циклотронного движения носителей слабым переменным электрическим полем E_1 .

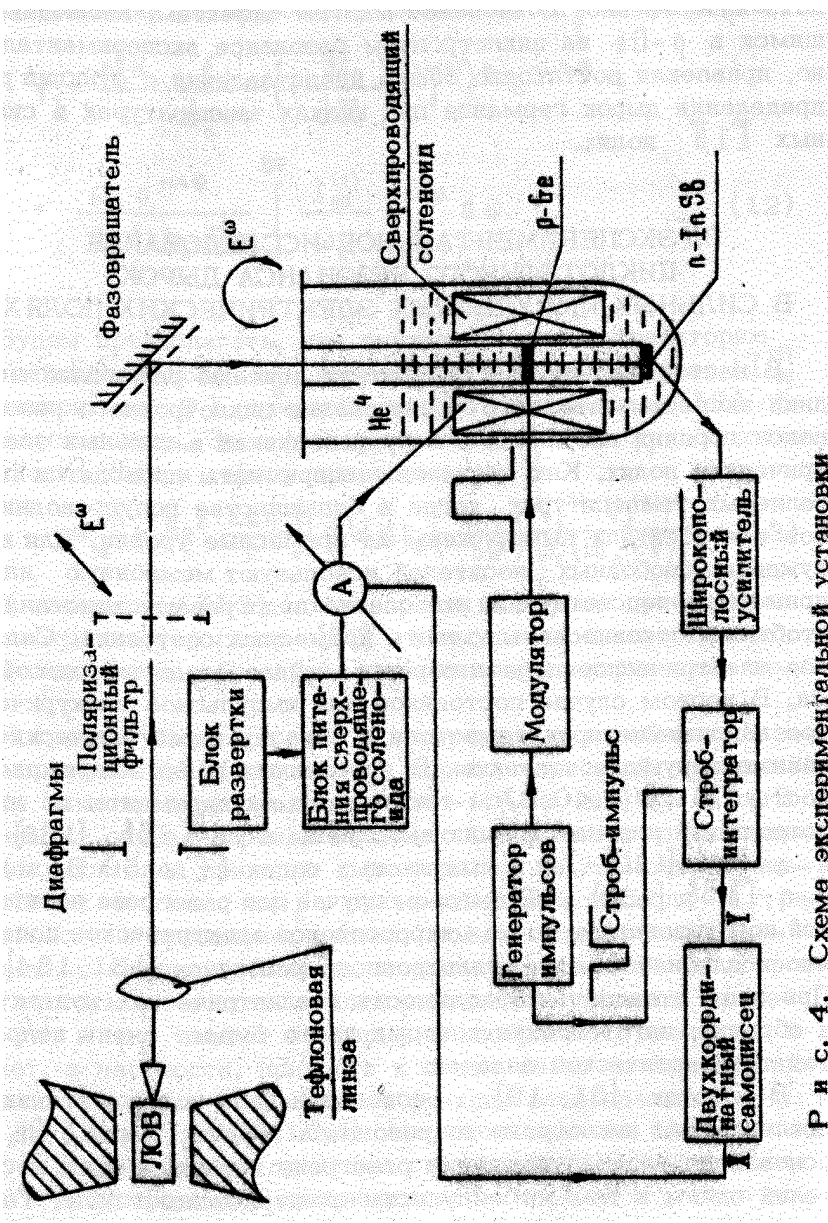
Нетрудно убедиться, что в изотропной и параболической зоне выражение (13) приводит к хорошо известной лоренцевой линии циклотронного резонанса $\sigma \sim [i(\omega - \omega_c) + \nu]^{-1}$. В общем же случае картина весьма сложна. Ангармонизм движения носителей приводит к резонансам на гармониках циклотронной частоты $n\omega_c$, причем поляризация поля E_1 , резонансного с вращением частиц, может существенно отличаться от круговой. В свою очередь, зависимость циклотронной частоты и частоты столкновений от интегралов движения W и ρ_x влияет на форму циклотронного резонанса и может, в частности, привести к смене знака поглощения при наличии инверсии стационарной функции распределения по W : $\partial f_0 / \partial W > 0$ [113, 16, 4]. Анализ выражения (13) осложняется еще и низкой степенью симметрии тензора проводимости в поперечном электрическом поле $E \perp H$, даже если магнитное поле ориентировано вдоль одной из осей симметрии кристалла. В силу сказанного, детальный количественный анализ (13) возможен лишь путем численных расчетов с учетом реальной функции распределения дырок по траекториям. И все же, опираясь на выражение (13), удается

дать качественное объяснение многим эффектам, наблюдавшимся в р-Ge на циклотронном резонансе экспериментально, привлекая достаточно общие представления о функции распределения дырок германия при низких температурах в сильных $E \perp H$ полях.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА ДЫРОК В СИЛЬНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

В настоящее время в литературе описаны различные методики экспериментального исследования циклотронного резонанса горячих носителей в полупроводниках в сильных электрических полях. Как правило, эксперименты проводятся при гелиевых температурах, когда в большинстве полупроводников все носители выморожены на примесные уровни. Для возбуждения свободных носителей используют межзонную или примесную подсветку или же слегка подогревают кристалл, чтобы термоионизовать часть примесных состояний. Сильное электрическое поле в образце создается двумя способами. В первом случае постоянное или импульсное электрическое напряжение прикладывается к образцу через омические неинжектирующие контакты. В постоянных полях напряженностью до $20 + 40$ В/см такого рода эксперименты по циклотронному резонансу были выполнены в n-InSb [158] и n-Ge [130], а в импульсных полях ($E < 50$ В/см) — в n-InSb [156]. Во втором случае для разогрева носителей использовалось то же микроволновое электрическое поле, что и для наблюдения циклотронного резонанса [131, 134]. При этом отпадает необходимость в электрических контактах к образцу, изготовление которых часто бывает очень непродолжительной технологической задачей.

В работах [51, 19] использовалась новая методика исследования циклотронного резонанса горячих дырок Ge, основанная на возбуждении и разогреве неравновесных носителей одним и тем же импульсом электрического поля. Такая методика значительно облегчает проведение эксперимента в полях $E > E_*$, где E_* — характерное поле ионизации мелких примесей (в Ge $E_* \sim 5 + 20$ В/см для $N_I \sim 10^{13} + 10^{14}$ см⁻³). Схема установки [19] представлена на рис.4. Миллиметровое излучение ($\lambda = 1 + 2$ мм) лампы



Р и с. 4. Схема экспериментальной установки

обратной волны (ЛОВ) коллимировалось тефлоновой линзой в параллельный пучок, распространяющийся по квазиоптическому тракту, образованному системой диафрагм, зеркал и проволочных сеток. Последние использовались в качестве поляризаторов и отражателей излучения. Квазиоптический тракт продолжался в гелиевом криостате [49], где в него помещался образец $p\text{-Ge}$. Прходящее через образец излучение регистрировалось приемником из $n\text{-InSb}$. Измерения проводились при линейной и круговой поляризации волны. Круговая поляризация формировалась с помощью отражательного сеточного поляризатора [76], который обеспечивал фазовый сдвиг $\pi/2$ для двух компонент излучения, линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях. Степень эллиптичности поляризации контролировалась по соотношению амплитуд линии циклотронного резонанса легких дырок при двух противоположных направлениях магнитного поля.

Для измерений использовались образцы $\text{Ge}(\text{Ga})(N_A - N_D) \sim 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\mu_{7K} = 3,3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В.с}$, вырезанные по кристаллографическим осям типа [001] в виде прямоугольных пластинок размером $3 \times 5 \text{ мм}$ и толщиной $0,7 \times 1,0 \text{ мм}$, на противоположные торцы которых наносились омические неинжектирующие контакты. Образец помещался в центре сверхпроводящего солена так, что его плоскость была перпендикулярна магнитному полю и волновому вектору излучения, и находился в непосредственном контакте с жидким He^4 . В отсутствие электрического поля все носители вымораживались на примесные уровни и кристалл становился практически прозрачным для миллиметрового излучения. В полях $E > E_*$ происходила ударная ионизация акцепторных примесей (за времена $\tau < 10^{-6} \text{ с}$ при $E \geq 50 \text{ В/см}$), что приводило к изменению проводимости полупроводника в течение времени действия импульса $\tau_{\text{имп}} \sim 10^{-5} \text{ с}$, и следовательно к модуляции излучения ЛОВ, проходящего через образец. Низкая частота повторения импульсов $3,3 \text{ Гц}$ обеспечивала остывание образца и вымораживание дырок на акцепторы за время между импульсами. Таким образом, непосредственно измеряемой величиной являлась изменение пропускания электромагнитного излучения ЛОВ через образец при подаче на него импульса сильного поля.

Сигнал с приемника из $n\text{-InSb}$ усиливался видеосулителем и детектировался строб-интегратором. Накопление сигнала

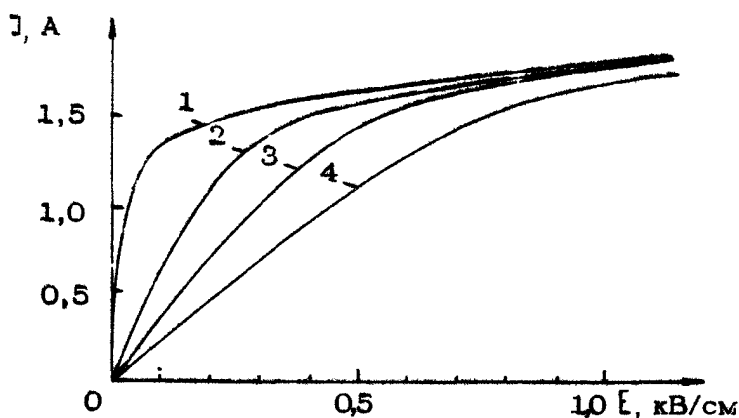
ла на строб-интеграторе происходило во время поступления на него строб-импульса длительностью $\tau_{\text{стр}} = 2,7 \cdot 10^{-6}$ с, синхронизованного с импульсом напряжения на образце, имелась возможность вводить задержку между этими импульсами. С выхода строб-интегратора сигнал подавался на Y -вход двухкоординатного самописца. На X -вход поступал сигнал, пропорциональный напряженности магнитного поля. Запись спектра циклотронного резонанса осуществлялась при автоматической развертке магнитного поля.

Для проверки качества контактов и контроля за величиной мощности, выделяемой во время действия импульса, в этих экспериментах снимались вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов. Запись ВАХ осуществлялась на двухкоординатном самописце при непрерывной развертке электрического поля. На X - и Y -входы подавались сигналы с двух строб-интеграторов, измерявших соответственно напряжение и ток через образец. Типичные ВАХ представлены на рис.5. При $H = 0$ в измеренных электрических полях $U/l \leq \leq 100$ В/см наблюдалось быстрое нарастание тока, в сильных полях ток насыщался^{*}. Такое поведение ВАХ свидетельствует о возникновении в образце стриминга [48], когда подвижность определяется ускорением дырок в электрическом поле до энергий $\epsilon \approx \hbar\omega_0$ за время $\tau \sim \omega_E^{-1} = \rho_0/eE$ и последующим неупругим рассеянием на оптическом фононе. Положительное магнитосопротивление связано, очевидно, с искривлением линий тока в образце данной конфигурации под действием силы Лоренца. В этих условиях ВАХ выходит на насыщение в более сильных электрических полях, когда пролетная частота ω_E становится сравнимой с циклотронной частотой носителей ω_c .

На рис.6 представлены спектры циклотронного резонанса дырок в Ge в $E \perp H$ полях, полученные в работе [19]. Записи 1 - 5 сделаны при двух круговых поляризациях волны: "дырочной" - сплошная линия и "электронной" - пунктир. Записи 6 + 10 выполнены при линейной поляризации волны, выборочные измерения показали, что для этих линий резонансное поглощение наблюдается лишь при "дырочной" круговой поляризации электромагнитной волны, при "электронной" поляризации резонансное поглощение отсутствует. Спектры 2 + 5 и 7 + 10 записаны в условиях, когда строб-

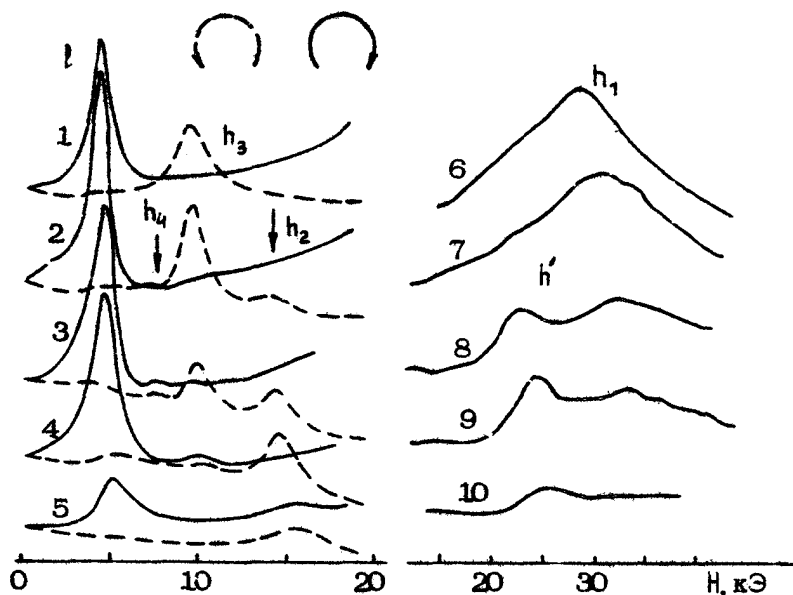
*) В масштабе рис.5 не виден участок допробойных электрических полей $E \leq 5$ В/см.

импульс совпадал по времени с импульсом сильного электрического поля (см. далее вставку на рис.8), а спектры 1, 6 - когда строб-импульс следовал непосредственно за этим импульсом поля. В последнем случае выбиралось достаточно большое значение поля, так что за время действия импульса образец разогревался до $T_0 \sim 30$ К (по оценке для адиабатического разогрева). За времена порядка 10^{-8} с после окончания действия импульса поля происходила релаксация функции распределения к равновесной с температурой T_0 . Таким образом, записи 1, 6 есть спектры циклотронного резонанса равновесных дырок и могут в дальнейшем служить в качестве некоего репера для выявления эффектов сильного электрического поля на циклотронном резонансе.



Р и с. 5. ВАХ образца p-Be ($N_A - N_D \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) размерами $4,7 \times 4,7 \times 0,7$ мм:
 1 - $H = 0$; 2 - $H = 3$ кЭ; 3 - $H = 6$ кЭ; 4 -
 $H = 9$ кЭ

*) Как показали специальные измерения, характерное время остывания образца после импульса поля в условиях эксперимента было больше 10^{-3} с, что значительно превышало время задержки строб-импульса.



Р и с. 6. Спектры циклотронного резонанса легких (l) и тяжелых (h) дырок в электрическом поле $E \perp H$ ($H \parallel [001]$) на длине волны $\lambda = 1,1$ мм. Спектры 1-5 сняты при "дырочной" (сплошная линия) и "электронной" (пунктир) круговых поляризациях электромагнитной волны; спектры 6-10 - при линейной поляризации; h_1-h_4 - линии 1-4-й гармоник циклотронного резонанса тяжелых дырок, h_1' - новая линия в $E \perp H$ полях

4. ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТОВ СИЛЬНОГО ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В p-Ge НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ

4.1. Положение и ширина линий циклотронного резонанса в электрическом поле

Обсудим наблюдавшиеся в эксперименте значения добротности и положения линий резонансного поглощения на при-

мере легких дырок, спектры циклотронного резонанса которых сняты в широком интервале электрических полей в диапазоне длин волн $\lambda = 1,1 \div 2,1$ мм. Как видно из рис.6, резонансное поглощение легких дырок наблюдается на "дырочной" круговой поляризации электромагнитной волны, а форма линии циклотронного резонанса в равновесном случае при $T \sim 30$ К (рис.6, запись 1) близка к лоренцевой, и ее добротность $Q = 2H_{PE3}/\Delta H \sim 6,8$ при $\lambda \approx 1,1$ мм (здесь H_{PE3} - магнитное поле, соответствующее максимуму поглощения, ΔH - ширина линии на полувысоте).

Резонансное магнитное поле соответствует циклотронной частоте легких дырок с нулевым продольным импульсом $p_x = 0$ [177], эффективная циклотронная масса которых на дне зоны $m_{c0} = 0,0437m_0$ при $\vec{H} \parallel [001]$. Ширина линии циклотронного резонанса определяется как процессами релаксации импульса дырок в результате актов рассеяния, так и механизмами неоднородного уширения. Основными процессами рассеяния легких дырок в пассивной области энергий $\epsilon < \hbar\omega_0$ являются кулоновское рассеяние на заряженных центрах (в первую очередь на ионизованных примесях и тяжелых дырках) и рассеяние на акустических фононах. В равновесном случае при $T \sim 30$ К в наших образцах доминирует рассеяние на заряженных центрах, так как средняя частота рассеяния на акустических фононах мала $\langle \nu_a \rangle \approx \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} \sim 10^{-2} \omega$ ($\lambda \sim 1$ мм) [62]. Неоднородное уширение линии циклотронного резонанса может быть связано с непараболичностью зоны легких дырок - их циклотронная масса в плоскости $p_x = 0$ при $\vec{H} \parallel [001]$ увеличивается на 8% при $\epsilon = \hbar\omega_0$ по сравнению с массой на дне зоны, однако ясно, что такое уширение при $T \sim 30$ К незначительно. С другой стороны, в этих условиях уже возможно проявление квантовых эффектов. На длине волны $\lambda = 1,1$ мм $kT/\hbar\omega \sim 2$, так что при $H \sim H_{PE3}$ заселенными оказываются лишь несколько нижних подзон Ландау легких дырок $\uparrow e$, которые существенно неэквидистантны и непараболичны (так называемые "квантовые деформации" валентной зоны - см., например, [124]). Это может привести к значительному уширению линии циклотронного резонанса. Таким образом, представляется, что кулоновское рассеяние дырок и эффект "квантовой деформации" и определяют в первую очередь ширину линии циклотронного резонанса на длине волны $\lambda = 1,1$ мм в равновесном случае. С уменьше-

нием частоты роль квантовых эффектов в уширении линии должна становиться менее существенной (растет число заполненных уровней), а добротность, связанная с рассеянием дырок на заряженных центрах, падает как ω . Это подтверждается результатами измерений спектров циклотронного резонанса на длине волны $\lambda \sim 2,2$ мм, где добротность линии легких дырок $Q \approx 5,6$ при $T \approx 30$ К, т.е. при изменении длины волны вдвое добротность падает лишь на 20%.

Прекующее электрическое поле $\vec{E} \perp \vec{H}$ приводит к деформации функции распределения, изменению средних по траекториям частот релаксации импульса дырок, а также к изменению спектра собственных частот дырок $\omega_c(W, p_x)$ в анизотропных и непараболических зонах (см. рис.1, 2). Это проявляется в изменении положения и ширины линии циклотронного резонанса. В достаточно сильных электрических полях появляются дырки с большой энергией, циклотронная масса которых вследствие непараболичности зоны превышает m_{c0} , что приводит к сдвигу линии в сторону больших магнитных полей. Так, по оценкам максимум поглощения на циклотронном резонансе легких дырок, движущихся по главной траектории, касающейся $\epsilon = \hbar\omega_D$, должен приходиться на магнитное поле в 1,16 раза большее резонансного магнитного поля равновесных дырок при $T \approx 30$ К^{*)}. В эксперименте такой главной траектории при $H \sim 5$ кЭ соответствовало электрическое поле $E \sim 1,3$ кВ/см. Смещение линии циклотронного резонанса легких дырок при этом составляло около 20%. Такое большое смещение можно интерпретировать как свидетельство локализации функции распределения вблизи главной траектории и образования инверсии ($\partial f_0 / \partial W > 0$) в области $W < 0$ [51].

В электрическом поле меняется соотношение частот релаксации импульса дырок при рассеянии на акустических фоновых (ν_a) и кулоновском рассеянии (ν_i). Вынос дырок полем в область больших значений энергии $\epsilon \leq \hbar\omega_D$ приводит к уменьшению среднего вдоль траектории значения

*) Это является следствием как увеличения циклотронной частоты, так и изменения формы линии в сильных электрических полях, проявляющегося в опускании левого и приподнятии правого (по H) крыльев линии циклотронного резонанса легких дырок (см. рис.6, запись 5).

частоты $\bar{\nu}_i$, ибо $\nu_i \sim \epsilon^{3/2}$. В свою очередь возрастает $\bar{\nu}_c$: $\nu_c \sim \epsilon^{1/2}$ [147], $\nu_c \sim 9 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ при $\epsilon = \hbar\omega_c$ и $T = 30 \text{ К}$. Таким образом, рассеяние на акустических фононах может уже давать заметный вклад в ширину линии циклотронного резонанса. В электрическом поле $\vec{E} \perp \vec{H}$ увеличивается и неоднородное уширение линии, так как теперь уже даже в плоскости $p_z = 0$ существует достаточно широкий спектр собственных частот циклотронного вращения дырок $\Delta\omega_c / \omega_{c0} \sim 0,1$ (см. рис. 1, 2), на которых возможно поглощение. Относительный вклад каждого из перечисленных здесь механизмов, ответственных за ширину линии циклотронного резонанса, зависит от конкретного вида функции распределения дырок по траекториям циклотронного вращения в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях, но ясно, что все они могут давать вклад в уширение, сравнимый с наблюдаемым в эксперименте^{*)}. Наконец остается открытым вопрос о влиянии сильного электрического поля на "квантовые деформации" валентной зоны Ge в магнитном поле и роли этого эффекта в формировании линии циклотронного резонанса.

4.2. Эффект накопления легких дырок

Накопление легких дырок Ge при низких температурах в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях всесторонне исследуется в настоящее время в связи с проблемой создания лазера на оптических переходах между подзонами легких и тяжелых дырок. Метод циклотронного резонанса дает исключительную возможность прямого наблюдения эффекта накопления легких дырок по изменению их проводимости на циклотронном резонансе. Метод концентрации легких дырок в этом случае служит интегральная интенсивность линии поглощения

$$S = \int I(H) dH \sim \int I(\omega) d\omega,$$

если считать, что экспериментально измеряемое изменение

*) Следует отметить, что добротность линии циклотронного резонанса легких дырок в электрическом поле заметно не изменяется при увеличении длины волны λ от 1,1 до 2,1 мм.

пропускания образца I пропорционально $\text{Re } \epsilon^{**}$. Учтя, что легкие дырки в $E \perp H$ полях вращаются по траекториям, близким к круговым ($|V_x| = |V_y| = V$, $W = \frac{eH}{c} \frac{V^2}{2\omega_c}$), можно показать, что отношение концентраций легких дырок в электрическом поле N_E и в равновесном случае N_T близко к отношению площадей линий S_E и S_T : $N_E/N_T \approx S_E/S_T$, причем эта оценка дает заниженное на несколько процентов значение N_E/N_T^{**} . На рис. 7 приведены значения S_E/S_T , полученные из измерений спектров циклотронного резонанса на длинах волн $\lambda = 1,1$ мм ($H \sim 5$ кЭ) и $\lambda = 2,1$ мм ($H = 2,5$ кЭ). Уже в умеренных электрических полях $E \sim 100$ В/см имеет место перенаселенность подзоны легких дырок f_E ($S_E/S_T > 1$). Перенаселенность в столь низких полях наблюдалась, по-видимому, впервые в работе [51]. С ростом электрического поля происходило падение интегральной интенсивности линии — отсечка циклотронного резонанса, что естественно связать с уменьшением области замкнутых траекторий в ρ -пространстве. Экстраполяция полученных зависимостей до пересечения с осью абсцисс дает значения электрических полей, близкие к расчетным полям исчезновения области замкнутых траекторий в легкой зоне f_E [18] $E/H \approx 0,5$ В/см.Э.

На рис. 8 показано влияние адиабатического разогрева образца за время действия импульса сильного электрического поля на концентрацию легких дырок. Увеличение задержки строба относительно переднего фронта импульса от 4 до

*) Можно показать, что модуляция пропускания пластинки $I \sim \text{Re } \epsilon$, когда ее оптическая толщина кратна целому числу полуволн, а поглощение мало ($\alpha d \ll 1$). Второе требование всегда удовлетворялось на циклотронном резонансе легких дырок, а для выполнения первого условия надлежащим образом подбиралась длина волны, что контролировалось по симметричности линии циклотронного резонанса равновесных дырок.

***) Строго говоря, при такой оценке оказываются неучтенными дырки, движущиеся по разомкнутым в пассивной области энергий $\epsilon < \hbar\omega_p$ траекториям, для которых $\nabla/\omega_c > 1$ и поглощение носит нерезонансный характер. В условиях стриминга число таких дырок не превышает 35% от равновесной концентрации легких дырок в отсутствие электрического поля [147].

20 мкс (см. вставку к рис.8) приводило, как следует из оценок, к увеличению температуры образца не менее чем в 1,5 раза, что вызывало, однако, лишь незначительное уменьшение концентрации легких дырок. Это позволяет считать, что время жизни легких дырок в пассивной области определяется не рассеянием на акустических фонах, для которых $\nu_a \sim T$, а другими процессами.

Как видно из рис.7, увеличение магнитного поля с 2,5 до 5 кЭ (и, соответственно, электрического поля) практически не приводит к возрастанию концентрации легких дырок, предсказываемому теорией (см., например, [72]). Это может быть связано с наличием неконтролируемой компоненты электрического поля \vec{E} вдоль \vec{H} вследствие неоднородностей вблизи контактов или в объеме образца. Подобная ситуация обсуждается в статье В.И.Гавриленко, В.Н.Мурзина и А.П.Чеботарева в настоящем сборнике (см. с.100) применительно к спонтанному излучению p - $h\nu_e$ в дальней ИК-области. В этой связи значительный интерес представляют дальнейшие исследования эффекта накопления легких дырок в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях методом циклотронного резонанса в образцах различных конфигураций

4.3. Поглощение вблизи фундаментальной частоты циклотронного резонанса тяжелых дырок Ge.

Новая линия поглощения в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях

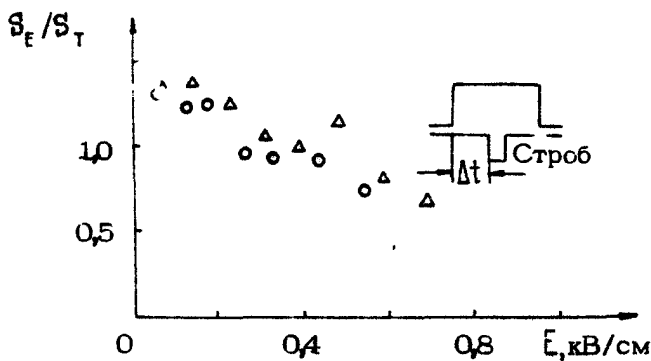
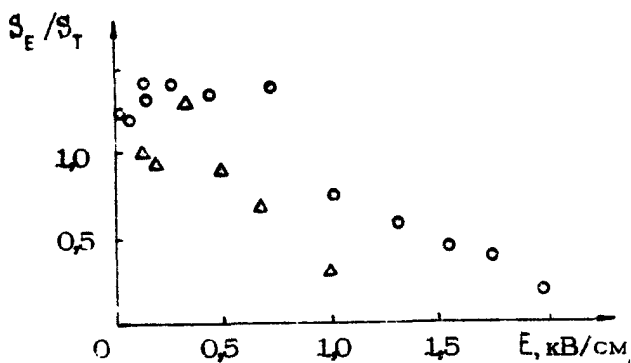
Спектры поглощения тяжелых дырок в равновесном случае и в гроющем электрическом поле приведены на рис.6 (записи 6-10). Добротность линии циклотронного резонанса тяжелых дырок при $E = 0$, $T \approx 30$ К составила $Q \approx 4$ на длине волны $\lambda = 1,1$ мм, максимум поглощения пришелся на магнитное поле $H \approx 28$ кЭ, соответствующее резонансу дырок с продольным импульсом $p_x = 0$ [177], масса которых $m_{c0} = 0,28 m_0$ при $H \parallel [001]$. С включением электрического поля наблюдалось смещение линии циклотронного резонанса в сторону больших магнитных полей, а также уменьшение ее амплитуды. Такое смещение объясняется, очевидно, как и для легких дырок, увеличением числа носителей с большой энергией, а следовательно и меньшей циклотронной частотой, вследствие деформации функции распределения в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях в условиях рассеяния дырок

на оптических фонах. Уменьшение интенсивности линии циклотронного резонанса вызвано, по-видимому, в первую очередь дополнительным неоднородным уширением, связанным с особенностью динамики тяжелых дырок в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях - сильной неизохронностью вращения дырок в плоскости $\rho_z = 0$ и широким спектром собственных циклотронных частот. В этих условиях обнаружена новая линия циклотронного резонанса тяжелых дырок [19] в магнитном поле, в 1,3 раза меньшем резонансного магнитного поля равновесных тяжелых дырок на дне зоны. Эта линия обусловлена поглощением дырками, вращающимися вблизи состояний равновесия типа центр в плоскости $\rho_z = 0$ импульсного пространства [10, 15] (см. рис.2)*).

Новая линия поглощения имеет выраженный резонансный характер, однако свойства этого резонанса представляются существенно иными, чем для циклотронного резонанса носителей с изотропным параболическим законом дисперсии, когда дифференциальная проводимость в линейном приближении по переменному полю имеет особенность вида $(\omega - \omega_c)^{-1}$ при $\nu \rightarrow 0$. Непараболическость и анизотропия зоны приводят к неоднородному уширению линии. При этом резонанс возникает на экстремальных циклотронных частотах $\omega_{c\pm}$ [84], соответствующих максимуму (минимуму) $\omega_c(W, \rho_z)$. Проводимость при $\omega = \omega_{c\pm}$ и $\nu \rightarrow 0$ обращается в бесконечность только в том случае, если амплитуды циклотронных колебаний V_x, V_y (см. (13)) отличны от нуля. Так, для тяжелых дырок \vec{v}_e при $\vec{H} \parallel [001]$ в равновесном случае экстремальные значения циклотронной частоты достигаются на осях пяти конусов постоянных циклотронных масс [68] с вершинами в точке $\rho = 0$ и на всей плоскости $\rho_z = 0$, но лишь на этой плоскости отличны от нуля амплитуды циклотронных колебаний, чем и объясняется тот факт, что максимум линии циклотронного резонанса приходится как раз на эту экстремальную частоту (при $(\omega - \omega_{c\pm}) \rightarrow 0$ и $\nu \rightarrow 0$ $\epsilon \sim [(\omega - \omega_{c\pm})/\nu]^{1/2}$). В электрическом поле $\vec{E} \perp \vec{H}$ существенно меняется топология траекторий и спектры собственных

*) Новая линия явно вырисовывается на фоне фундаментальной линии циклотронного резонанса в достаточно сильных электрических полях, когда в пассивной области энергии остаются замкнутыми лишь траектории внутри главной, для которых $W < 0$.

частот дырок [10,15], так что экстремум циклотронной частоты дырок с нулевым продольным импульсом достигается лишь в центрах вращения. Амплитуда циклотронных колебаний в этих точках равна нулю, следовательно, при любых ν поглощение в области $\omega \sim \omega_{c2}$ должно оставаться конечным.



Р и с. 7. Интегральная интенсивность линии циклотронного резонанса легких дырок β_e в электрическом поле. Кружки - $\lambda = 1,1$ мм ($H \sim 5$ кЭ), треугольники - $\lambda = 2,1$ мм ($H \sim 2,5$ кЭ).

Р и с. 8. Изменение интегральной интенсивности линии циклотронного резонанса легких дырок β_e в электрическом поле при различных задержках строб-импульса; $\lambda \approx 1,7$ мм ($H \sim 3$ кЭ). Кружки - $\Delta t = 20$ мкс, треугольники - $\Delta t = 4$ мкс

4.4. Гармоники циклотронного резонанса тяжелых дырок

Как видно из рис.6, наряду с поглощением на фундаментальных циклотронных частотах тяжелых и легких дырок наблюдались вторая - четвертая гармоники циклотронного резонанса тяжелых дырок. В равновесном спектре присутствует нечетная третья гармоника, что является следствием осевой симметрии четвертого порядка кристалла Ge при $\vec{H} \parallel [001]$ (см. п.2.1). Постоянное электрическое поле $\vec{E} \perp \vec{H}$ понижало степень симметрии (см., например, рис.1.2), что приводило к возникновению четных второй и четвертой гармоник [15,51,19]. С ростом электрического поля менялась интенсивность и поляризация гармоник. Эти экспериментальные факты находят удовлетворительное объяснение на основе изложенных в разд.2 представлений о динамике и проводимости на циклотронном резонансе тяжелых дырок Ge в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях.

Прежде чем перейти к сопоставлению теории и эксперимента, следует отметить, что гармоники циклотронного резонанса наблюдались в полях \vec{E}, \vec{H} , отношение которых не превышало значения $0,1 \text{ В/см} \cdot \text{Э}$, т.е. в условиях, когда в пассивной области ($\epsilon < \hbar\omega_0$) существовала замкнутая главная траектория. Это дает основание предполагать, что гармоники циклотронного резонанса связаны в первую очередь с движением дырок по траекториям, соответствующим той части дисперсионной кривой $\omega(W, p_x)$ (см. рис. 2), где циклотронная частота меняется достаточно плавно ($W > 0$) и неоднородное уширение не столь сильно подавляет резонанс, как это имеет место на траекториях вблизи сепаратрисы седла.

Обратимся к рис.3. В слабых полях большая часть пассивной области заполнена маловозмущенными полем \vec{E} траекториями с $W \gg W_c$ ($W_c = \frac{m_0}{2} \left(c \frac{E}{H} \right)^2$ - нормировочная энергия, имеющая смысл энергии холловского дрейфа^{ХД} дырки с массой m_0), для которых $N_x^{(k)} \approx |V_y^{(k)}|^{*1}$,^{ЭГ} причем

*1) Для первой и третьей гармоник это является проявлением осевой симметрии кристалла при $\vec{E} = 0$, а для второй гармоники (отсутствующей при $\vec{E} = 0$) - следствием конкретного вида траекторий тяжелых дырок p-Ge в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях.

$\text{Im } V_{\pm}^{(1)}$ и $V_{\psi}^{(1)}$ имеют разные знаки, что соответствует "дырочной" круговой поляризации, а $\text{Im } V_{\pm}^{(2,3)}$ и $V_{\psi}^{(2,3)}$ — одинаковые знаки, что соответствует "электронной" круговой поляризации. При $W/W_c \rightarrow \infty$ $|V_{\pm, \psi}^{(1,3)}| \sim \sqrt{W}$, в то время как $|V_{\pm, \psi}^{(2)}|$ выходят на насыщение. Таким образом, в слабых электрических полях ($W_c \ll W$) интенсивность второй гармоники мала по сравнению с интенсивностями нечетных первой и третьей гармоник. С ростом электрического поля граница пассивной области на оси W на рис.3 смещается к началу координат, в результате чего возрастает доля сильно возмущенных электрическим полем траекторий дырок со значениями W/W_c близкими к нулю. В этих условиях амплитуда скорости на второй гармонике оказывается сравнимой или даже превосходит соответствующую величину на частоте $3\omega_c$. Кроме того, при этом меняется поляризация гармоник: во-первых, резко падает $V_{\psi}^{(2)}$ — вторая гармоника оказывается линейно поляризованной и должна наблюдаться при обеих круговых поляризациях волны; во-вторых, меняет знак $V_{\psi}^{(3)}$ — третья гармоника становится эллиптически поляризованной с "дырочным" направлением вращения. Все это в значительной мере наблюдалось в эксперименте (см. рис.6, записи 1-5).

4.5. О поглощении на циклотронном резонансе дырок с инвертированной функцией распределения

При обсуждении сдвига линии циклотронного резонанса в электрическом поле (п. 4.1) было высказано предположение о проявлении на циклотронном резонансе эффекта инвертированного распределения легких дырок по энергии циклотронного вращения — $\partial f_D / \partial W > 0$ (классический аналог инверсии по уровням Ландау). Такая энергия может быть обусловлена двумя главными причинами: локализацией источника поступления дырок в пассивной области на траекториях со значениями $W > W_{\min}$ (W_{\min} — значение энергии в центре вращения), и уменьшением \bar{v} с ростом W в случае широкого источника, связанным, например, с особенностями примесного рассеяния — см. (10). Инвертированные распределения найдены в численных экспериментах как для тяжелых [144], так и для легких дырок [75].

Возможно, что с такой инверсией легких дырок связана генерация излучения в $E \perp H$ полях, обнаруженная на длине волны $\lambda \sim 0,3 \text{ мм}$ [67]. Все это служит основанием для обсуждения здесь проявления инверсии горячих дырок по W на циклотронном резонансе и возможности отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) в $E \perp H$ полях на циклотронном резонансе *).

Для ОДП на циклотронном резонансе наряду с инверсией необходимо наличие факторов, способствующих преимущественному излучению, а не поглощению фотонов неравновесными носителями. В анизотропной и непараболической зоне таким фактором является зависимость циклотронной частоты от W приводящая к изменению формы линии и смене знака поглощения в определенном интервале частот. К изменению формы линии поглощения и возникновению ОДП может привести и зависимость частоты релаксации импульса от интеграла движения W . Кроме того, как показано ниже, поглощение и усиление носителями в анизотропной зоне в $E \perp H$ полях различным образом зависят от поляризации электромагнитной волны, и в определенных условиях поглощение может смениться на усиление без изменения формы линии. Эти особенности удобно проиллюстрировать на примере δ -образного распределения дырок в импульсном пространстве:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \frac{c}{eH} \omega_c \delta(W - W^{(0)}) \delta(p_x - p_x^{(0)}) \quad (14)$$

Поглощение электромагнитной волны средой, характеризующейся тензором проводимости второго ранга ϵ_{ij} (см. (13)), как нетрудно убедиться, имеет вид:

$$Q = \frac{1}{2} \text{Re} \epsilon_{ij} E_i E_j^* = \frac{1}{2} (\lambda_1 |E_1|^2 + \lambda_2 |E_2|^2), \quad (15)$$

где $\lambda_{1,2}$ - действительные части собственных значений тензора ϵ_{ij} , $E_{1,2}$ - проекции переменного электрического поля на собственные векторы этого тензора. Если траектории дырок близки к круговым, собственные векторы $\vec{r}_{1,2}$ имеют вид $\vec{r}_{1,2} = \vec{e}_x \pm i\vec{e}_y$ ($\vec{e}_{x,y}$ - орты вдоль $\vec{p}_{x,y}$), а поглощение на круговой поляризации, резонансной с вращением дырок в магнитном поле, пропорционально $\text{Re} \epsilon_+$.

*) Здесь не рассматривается ОДП на циклотронном резонансе, связанная с другими возможными путями создания инвертированных распределений (например, продольным электрическим полем $E \parallel H$, оптической накачкой и др.).

$$+ \left\{ \frac{Ne^2}{m_c \bar{v}} + \frac{\bar{v}^2}{\Delta^2 + \bar{v}^2} \left[1 + \frac{W}{\omega_c} \frac{\partial \omega_c}{\partial W} \frac{2\Delta\omega_c}{\Delta^2 + \bar{v}^2} + \frac{W}{\bar{v}} \frac{\partial \bar{v}}{\partial W} \left(1 - \frac{2\bar{v}^2}{\Delta^2 + \bar{v}^2} \right) \right] \right\} W = W^{(0)}, \rho_x = \rho_x^{(0)}. \quad (16)$$

Здесь при интегрировании в (13) по W положено для простоты $|V_x| = |V_y| = V \sim \sqrt{W}$ (иной случай рассмотрен ниже), $\Delta = \omega_1 - \omega_c$. Из (16) следует, что зависимость ω_c от W приводит к ОДП, если

$$\left\{ \frac{W}{\bar{v}} \left| \frac{\partial \omega_c}{\partial W} \right| \right\}_{W=W^{(0)}, \rho_x = \rho_x^{(0)}} > 1, \quad (17)$$

а зависимость \bar{v} от W приводит к ОДП, если

$$\left\{ \frac{W}{\bar{v}} \left| \frac{\partial \bar{v}}{\partial W} \right| \right\}_{W=W^{(0)}, \rho_x = \rho_x^{(0)}} > 1 \quad (18)$$

(см. рис.9, ср. с [5]).

Как отмечено в [19], ОДП на циклотронном резонансе носителей в анизотропной зоне в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях может возникать и при отсутствии зависимостей $\omega_c(W)$ и $\bar{v}(W)$. Собственные значения $\lambda_{1,2}$ тензора проводимости (13) на n -й гармонике циклотронной частоты в этом случае имеют вид

$$\lambda_{1,2} = \frac{Ne^2}{\bar{v}} (\rho_{\pm} \pm \sqrt{\rho^2 + Q^2}), \quad (19)$$

где

$$\left\{ \begin{aligned} \rho &= \text{Re} \left[V_x^{(n)} \frac{d(V_x^{(n)})^*}{dW} + V_y^{(n)} \frac{d(V_y^{(n)})^*}{dW} \right]_{W=W^{(0)}, \rho_x = \rho_x^{(0)}} \\ Q &= \left| V_x^{(n)} \frac{dV_y^{(n)}}{dW} - V_y^{(n)} \frac{dV_x^{(n)}}{dW} \right|_{W=W^{(0)}, \rho_x = \rho_x^{(0)}} \end{aligned} \right. \quad (20)$$

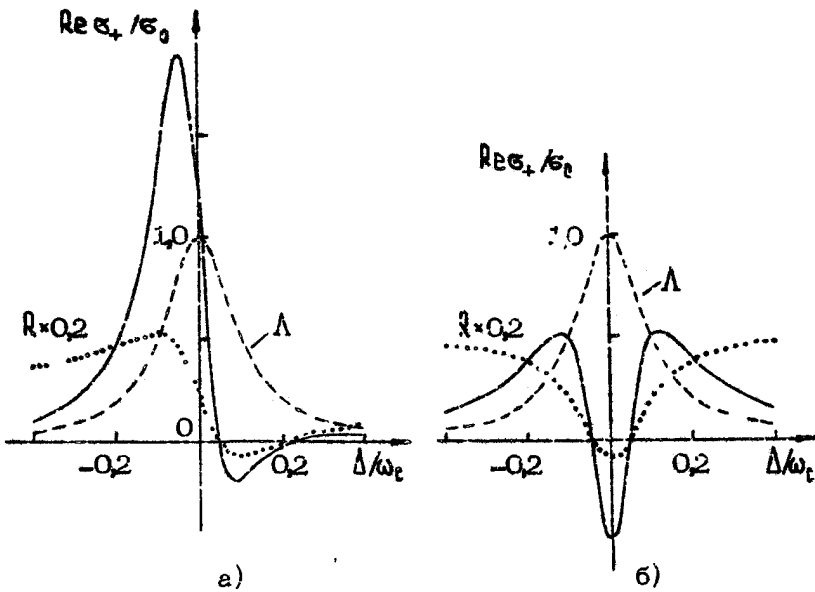
Выражения (19), (20) описывают проводимость на n -й гармонике циклотронного резонанса носителей при двух ортогональных эллиптических поляризациях электрического поля, причем $\lambda_1 > 0$, а $\lambda_2 < 0$, за исключением случаев, когда $Q = 0$ и $\lambda_2 = 0$. Последнее имеет место при циклотронном резонансе носителей в изотропной параболической зо-

не, когда собственным векторам тензора проводимости соответствуют две циркулярно поляризованные волны. Одна из этих волн резонансно поглощается в среде ($\lambda_1 > 0$), для другой — резонансное взаимодействие отсутствует ($\lambda_2 = 0$)^{*}. При негармоническом движении носителей по траектории в $E \perp H$ полях резонансными являются уже обе собственные (вообще говоря, эллиптические) поляризации электрического поля, причем в первом случае волна будет поглощаться ($\lambda_1 > 0$), а в другом — усиливаться ($\lambda_2 < 0$). Необходимым условием для реализации ОДП является, естественно, малость нерезонансного поглощения в среде. Для количественных оценок была рассмотрена модель подзоны тяжелых дырок Γ_6 , в которой изоэнергетические поверхности $\varepsilon(\vec{p}) = \text{const}$ имеют форму куба. В этой модели амплитуды $V_{z,\psi}^{(n)}$ могут быть выражены аналитически^{**}. Наибольшее значение $|\lambda_2|$ достигается на частоте $2\omega_c$ для дырок, вращающихся по главной траектории $W^{(n)} = 0$, $\rho_z^{(n)} = 0$: $\lambda_2^{(2)} = -0,2 \lambda_{1,0}^{(1)}$, где $\lambda_{1,0}^{(1)}$ — резонансная проводимость тяжелых дырок на основной частоте в отсутствие электрического поля. Нерезонансное поглощение второй гармоники может быть связано, в частности, с "хвостами" линий поглощения на соседних гармониках циклотронного резонанса — в данном случае на первой и третьей гармониках. Расчет показывает, что усиление сохраняется, если $\omega_c/\nu > 2,5$.

Как следует из численных расчетов методом Монте-Карло, инвертированные распределения легких и тяжелых дырок германия далеки от δ -образных, так что приведенные выше критерии (17), (18) являются скорее необходимыми, чем достаточными для достижения ОДП на циклотронном резонансе. Ясно, однако, что добротность линии циклотронного резонанса должна быть достаточно большой ($\omega_c/\bar{\nu} \gg 1$). Этому условию легче удовлетворить в субмиллиметровом диапазоне волн, однако там становятся существенными кван-

*) При выводе (13) учитывались лишь резонансные эффекты на частотах $|n\omega_c - \omega| \leq \bar{\nu}$.

**) Найденные таким образом зависимости $V_{z,\psi}^{(n)}$ от W для первых трех гармоник циклотронного вращения удовлетворительно согласуются с полученными численным путем на основе реального закона дисперсии.



Р и с. 9. Проводимость на циклотронном резонансе $\text{Re} \epsilon_+ / \epsilon_0 = \Lambda \cdot R$ (сплошная линия) при локализации носителей на одной траектории. Пунктир — лоренцевый множитель $\Lambda = \bar{v}^2 / (\Lambda^2 + \bar{v}^2)$, точечная кривая — функция R (см. (16)); $\epsilon_0 = e^2 N / m \bar{v}$, $\omega_c / \bar{v} = 10$.

$$а - \frac{\partial \omega_c}{\partial W} \frac{W}{\omega_c} = -0,15, \quad \frac{\partial \bar{v}}{\partial W} = 0;$$

$$б - \frac{\partial \omega_c}{\partial W} = 0, \quad \frac{\partial \bar{v}}{\partial W} \frac{W}{\bar{v}} = 1,5$$

товые эффекты (см. п. 4.1). Функции распределения дырок по уровням Ландау будут отличаться от рассчитанных в классическом приближении, но в каком-то смысле окажутся более близкими к обсуждавшимся выше δ -образным функциям, если заполненными будут всего несколько нижних уровней. Инверсия населенностей этих уровней в $E \perp H$ полях может возникать по тем же причинам, что и в квазикласси-

ческом случае, а преимущественное излучение квантов $\hbar\omega_c$ — за счет "квантовых деформаций", приводящих к гораздо большей неэквидистантности уровней (см. [124]), чем анизотропия и непараболичность закона дисперсии в случае $\hbar\omega_c \ll \langle \epsilon \rangle$. Все это указывает на целесообразность проведения экспериментальных исследований германия, подобных изложенным в настоящей работе, на субмиллиметровых волнах.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальное исследование горячих дырок Γ_6 в сильных $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях привело в последние годы к развитию двух новых методов спектроскопии горячих дырок в дальнем инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах длин волн: "пассивной" люминесцентной спектроскопии и "активной" спектроскопии на циклотронном резонансе. Изучение спектров спонтанного излучения и поглощения расширило существующие представления о свойствах германия в сильных $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях и позволило вести направленный поиск условий возникновения инвертированных распределений горячих носителей заряда в целях создания активных полупроводниковых устройств, представлявших бы практический интерес.

В данной работе методом циклотронного резонанса выявлен целый ряд особенностей динамики дырок Γ_6 со сложным законом дисперсии в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях. Полученные экспериментально спектры поглощения позволили судить о доминирующих механизмах релаксации импульса дырок, о роли анизотропии и непараболичности валентной зоны в поглощении на циклотронном резонансе легких и тяжелых дырок при низких температурах.

Большая часть наблюдаемых эффектов нашла удовлетворительное объяснение на основе теории классического циклотронного резонанса носителей со сложным законом дисперсии в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях, развитой в настоящей работе. Вместе с тем полученные результаты свидетельствуют о том, что на длине волны $\lambda \sim 1$ мм при температуре решетки $T \sim 30$ К уже сказываются "квантовые деформации" в

ной зоны Γ_6 в магнитном поле. На более коротких волнах роль квантовых эффектов в спектрах циклотронного резонанса может оказаться во многом определяющей; сильная неэквидистантность и непараболичность подзон Ландау у дна валентной зоны Γ_6 может привести при наличии инверсии к мазерному эффекту. В этой связи представляется чрезвычайно актуальным проведение теоретических и экспериментальных (в первую очередь методом циклотронного резонанса) исследований квантовых эффектов в валентной зоне Γ_6 в $E \perp H$ полях в коротковолновой части субмиллиметрового диапазона. Дальнейшее развитие циклотронного резонанса в сторону более коротких длин волн и люминесцентной спектроскопии в длинноволновую область должно привести к перекрытию диапазонов, доступных этим методам исследований.

Авторы выражают признательность А. А. Андронову за плодотворные дискуссии, стимулировавшие развитие теории и экспериментальные исследования циклотронного резонанса горячих дырок Γ_6 . Авторы благодарны Ю. Н. Ноздрину и М. Д. Чернобровцевой за сотрудничество, О. Ф. Гришину и М. И. Овсянникову за предоставление образцов Γ_6 и их технологическую подготовку к эксперименту.

СПОНТАННОЕ И СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЛЕГКИХ ДЫРОК ГЕРМАНИЯ В СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ ОБЛАСТИ

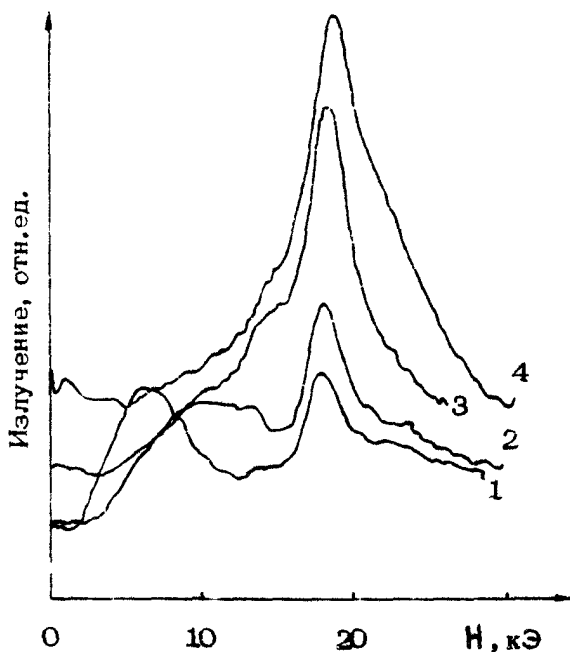
Ю.Л.Иванов

С целью расширения спектральной области регистрации излучения легких дырок германия, помещенных в сильные скрещенные электрическое E и магнитное H поля, был применен приемник из эпитаксиального арсенида галлия высокой чистоты. Как известно ^{*)}, такой приемник имеет фоточувствительность в пределах 100 – 400 мкм, причем на фоне сравнительно равномерного плато наблюдается узкий пик на длине волны 281 мкм, где чувствительность в 3–4 раза выше. Наличие пика позволяет в некотором приближении считать такой приемник селективным.

Исследовались образцы дырочного германия традиционной формы, когда можно пренебречь холловским полем (см., например, [64]). Концентрация дырок составляла $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, размеры образцов – $14 \times 2 \times 1,5 \text{ мм}^3$, причем излучающими были грани с размером $14 \times 1,5 \text{ мм}^2$. Пример записи излучения в зависимости от магнитного поля представлен на рис.1. В сравнительно небольших полях E четко выделяется максимум возгорания, связанный с оптическими переходами легких дырок в тяжелую подзону. Его положение и начало на оси H существенно зависят, как и в [64], от величины E . Вместе с тем при $H \approx 18\,500 \text{ Э}$ наблюдает-

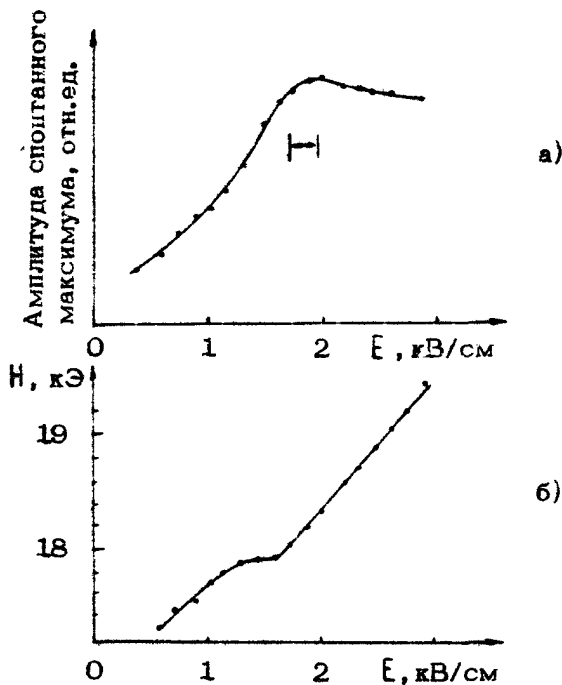
^{*)} См.: Берман Л.В., Жуков А.Г., Сабансва Л.Д., Сидоров В.И. Приемник субмиллиметрового излучения на диапазоне 0,1 – 0,45 мм. – Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1974, вып.12, с.81–87.

ся более узкий максимум, положение которого на оси H очень слабо зависит от величины E , а амплитуда сильно возрастает с увеличением E . Естественно предположить, что этот максимум является результатом детектирования пиком приемника циклотронного излучения легких дырок. Действительно, зная длину волны излучения λ и величину магнитного поля H в максимуме, можно найти значение эффективной массы легких дырок $m = \lambda e H / 2\pi c^2$ (здесь e - заряд электрона, c - скорость света). Для $H = 18\,500$ Э $m \approx 0,043 m_0$, что согласуется с данными работы [168] (m_0 - масса свободного электрона).



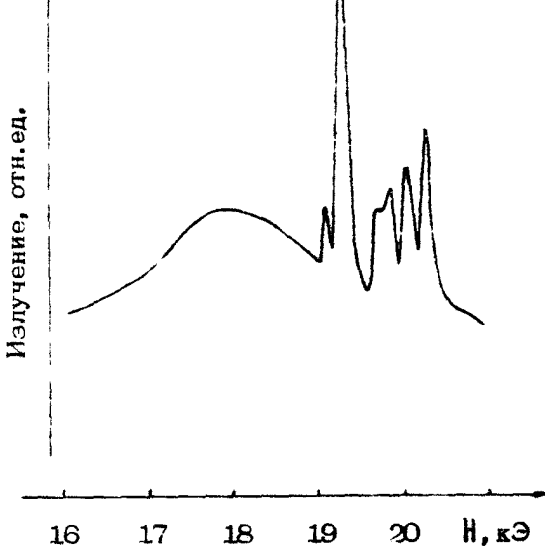
Р и с. 1. Спонтанное циклотронное излучение. Кривым соответствуют поля E ($\text{В}\cdot\text{см}^{-1}$): 1 - 730, 2 - 1170, 3 - 1680, 4 - 2130

Результаты более точного определения положения циклотронного максимума на оси H и его амплитуды в зависимости от E представлены на рис.2. Эти зависимости можно объяснить, исходя из следующих соображений. По мере роста E увеличивается размер источника в импульсном



Р и с. 2. Амплитуда спонтанного максимума циклотронного излучения (а) и его положение на оси H (б) в зависимости от величины поля E

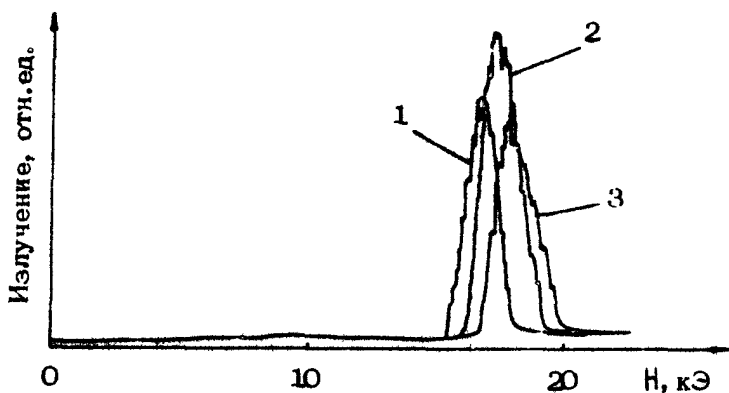
пространстве легких дырок, который образуется в результате рассеяния в основном тяжелых дырок (см., например, [36]). При этом заполняются все более высокие уровни Ландау подзоны легких дырок, характеризующиеся более высоким значением эффективной массы вследствие непараболичности подзоны. Вместе с тем при увеличении энергии уровней Ландау увеличивается вероятность циклотронных переходов. Эти обстоятельства должны приводить к увеличению значения магнитного поля в максимуме и увеличению его амплитуды, что и наблюдается на опыте. Наблюдаемое постоянство положения максимума на оси H в некотором интервале электрического поля может быть связано со сложной структурой уровней Ландау в легкой подзоне [124] и



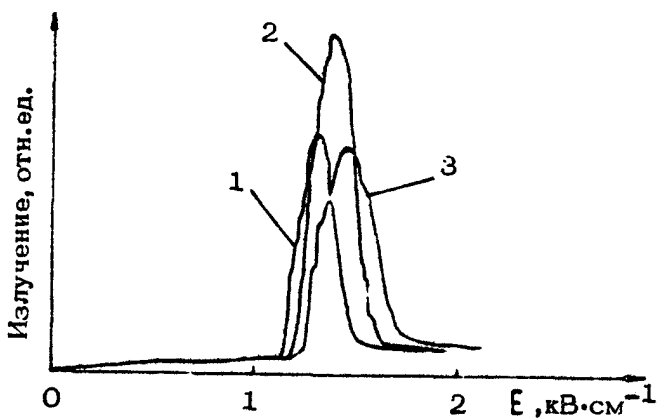
Р и с. 3. Линии стимулированного излучения при $E = 1750 \text{ В см}^{-1}$

для его объяснения требуются дополнительные эксперименты. Что касается спада амплитуды циклотронного максимума в полях $E > 2000 \text{ В см}^{-1}$, то его можно объяснить выходом уровней Ландау, заселяемых легкими дырками при большой величине источника, за пределы пассивной области. Время жизни дырок на этих уровнях резко падает вследствие сильного рассеяния в активной области, и эффективность оптических переходов уменьшается. Было замечено, что, как и следует ожидать, ширина максимума циклотронного излучения при этом сильно увеличивается, причем его расширение происходит в сторону больших магнитных полей.

В процессе подробного определения положения максимума циклотронного излучения на оси H в зависимости от величины E в некотором его интервале, отмеченном на рис. 2 стрелкой, на краю циклотронного максимума были замечены весьма узкие по магнитному полю линии излучения; а 2 - 3 раза превосходящие циклотронный максимум по амплитуде (рис. 3). Положение этих линий на оси H смещает-



а)



б)

Р и с. 4. Стимулированное излучение от образца с большей длиной активной области: а - E ($V \cdot cm^{-1}$): 1 - 1230, 2 - 1360, 3 - 1520; б - H (Э): 1 - 16500, 2 - 17200, 3 - 17800

ся в сторону больших H при увеличении E , и они наблюдаются только на тех образцах, излучающие грани которых оказались параллельными с точностью измерения до $30''$. Узость линий (по магнитному полю) и необходимость параллельности излучающих граней навели на мысль о стимулированном характере излучения в них. Для проверки этого предположения был изготовлен образец (нетрадиционной формы

из-за ограниченности количества материала, когда холловским полем пренебрегать нельзя) с большим расстоянием между излучающими гранями (8 мм). Максимум спонтанного циклотронного излучения от этого образца выражен менее ярко, а в некотором интервале электрического поля (близком тому, при котором наблюдаются линии) при параллельности излучающих граней возникает излучение в 30 раз сильнее, чем в линиях (рис.4). По магнитному полю оно преобразовалось в широкую полосу, однако сохранило структуру, присущую линиям. Неоднократное нарушение и восстановление параллельности граней приводило соответственно к исчезновению и появлению вновь этого излучения.

Совокупность изложенных фактов подтверждает предположение о стимулированном характере наблюдаемого излучения. Вместе с тем его зависимости и взаимозависимости от E и H при сопоставлении с аналогичными характеристиками спонтанного максимума позволяют предполагать, что наблюдаемое сильное излучение связано с переходами между уровнями Ландау. Установка специальных фильтров показала, что излучение имеет длину волны, большую чем 200 мкм. Легко подсчитать, что длины волн, например для условий рис.4,а (кривая 2) лежат в пределах примерно от 250 до 310 мкм.

ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ ПРИ МЕЖДОЛИННОМ ПЕРЕНОСЕ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫЕ ЭФФЕКТЫ

ПЛАЗМЕННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ДВУХДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Ю.Пожела, А.Реклайтис

ВВЕДЕНИЕ

До сих пор в полупроводниковой плазме рассматривались в основном неустойчивости пучкового типа, когда из-за наличия нескольких сортов носителей заряда (электроны в неэквивалентных долинах [120], электроны и дырки [169, 22,28]), имеющих в электрическом поле разные дрейфовые скорости, могут возникнуть электростатические колебания. Имеются, однако, и другие возможности генерации электростатических волн в полупроводниках с горячими носителями даже одного типа. Как известно, в плазме с определенной формой функции распределения заряженных частиц по скоростям могут возникнуть электростатические неустойчивости. С другой стороны, в полупроводниках при определенных условиях функция распределения носителей тока может приобретать различную форму, в том числе и необходимую для возникновения электростатических волн. Одним из типов функции распределения, перспективным для возбуждения электростатической неустойчивости, являются многогорбые, или так называемые инвертированные, распределения. Такие распределения, в частности, могут формироваться в полупроводниках, в которых при определенной энергии резко включается сильный механизм рассеяния [1]. В этом отношении перспективными полупроводниками являются соединения A^3B^5 , в которых роль такого механизма может играть рассеяние между неэквивалентными долинами.

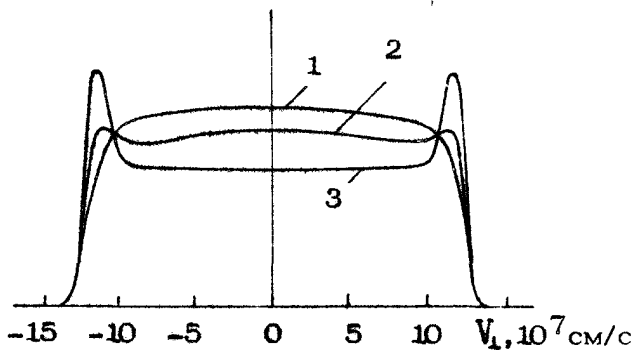
В работах [90,91] предсказан новый тип плазменной не-

устойчивости с частотой порядка 10^{13} Гц в полупроводниках, в которых нижняя долина имеет малую эффективную массу, а долины, расположенные выше, — большую. Экспериментально неустойчивость может быть реализована в соединениях A^3B^5 и A^2B^6 с сильным междолинным рассеянием. Расчеты проведены на примере n -GaAs.

1. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Инверсия функции распределения в Γ -долине n -GaAs в перпендикулярном электрическому полю направлении была обнаружена численными расчетами [118] при $E = 15$ кВ/см, однако инверсия наблюдается только вдоль прямой, пересекающей точку импульсного пространства $\vec{k} = 0$. Аналогичная инверсия имеет место и в n -GaAs [105]. Как показали расчеты [90,91] для двухдолинной модели n -GaAs, использованной в работе [118], на зависимости функции распределения от поперечной полю компоненты волнового вектора \vec{k}_\perp , проинтегрированной по всем значениям $\vec{k} \parallel E$, инверсия отсутствует. Для возникновения электростатической неустойчивости необходима инверсия именно такой функции распределения. Кроме того, в работе [118] расчеты были проведены для двухдолинной (Γ -X) модели n -GaAs. Как теперь известно, на свойства горячих электронов в n -GaAs оказывают существенное влияние также и L-долины, которые в [118] не учитывались. Поэтому в работах [90,91] была вычислена функция распределения в GaAs с использованием трехдолинной модели [161,162]. Результаты расчета зависимости функции распределения в Γ -долине от перпендикулярной электрическому полю скорости электронов приведены на рис.1. Как видно из данных результатов, инверсия функции распределения появляется при $E > 60$ кВ/см. Возникновение инверсии обусловлено сильным междолинным рассеянием между Γ - и X-долинами. Влияние междолинного рассеяния между Γ - и L-долинами на формирование распределения в Γ -долине в данной области полей является несущественным из-за слабой связи между данными долинами. Отсутствие инверсии при меньших значениях E обусловлено тем, что при понижении E увеличивается роль внутриволинного рассеяния в Γ -долине, а также междолинного рассеяния между Γ - и L-долинами. Следует

отметить, что согласно расчетам инверсия функции распределения в параллельном полю направлении отсутствует во всем исследованном интервале электрических полей до $E = 200$ кВ/см. Поэтому волны пространственного заряда, обусловленные инверсией распределения в Γ -долине, могут возникать только в направлении, перпендикулярном сильному электрическому полю.



Р и с. 1. Зависимость функции распределения электронов в Γ -долине от перпендикулярной электрическому полю скорости электронов при $E = 40$ (1), $E = 60$ (2), $E = 100$ кВ/см (3). Функции распределения проинтегрированы по параллельной полю компоненте волнового вектора

2. ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ

Как видно из рис.1, при $E = 100$ кВ/см на зависимости распределения в Γ -долине от V_1 при $\bar{V}_1 = V_0 \approx 10^8$ см/с имеются отчетливо выраженные максимумы. Такой же вид распределение имеет, естественно, и в любом другом перпендикулярном электрическому полю направлении. Для проведения качественного анализа возможности возбуждения электростатических волн аппроксимируем приведенную на рис.1 функцию распределения в Γ -долине выражением

$$f_1(V) \sim \delta(V_0^2 - V_x^2 - V_y^2) \quad (1)$$

При полях, в которых возникает инверсия распределения в Γ -долине, наибольшее количество электронов находится в X -долинах. При $E = 100$ кВ/см число электронов в X -долинах (n_2) составляет около 80% от общего их числа. Поэтому в дисперсионном уравнении следует учесть и электроны в данных долинах. Проведенные расчеты показали, что распределение электронов в X -долинах в поперечном полю направлении близко к максвелловскому распределению со средней тепловой скоростью в данном направлении $\sqrt{V_T^2} < 10^7$ при $E \leq 100$ кВ/см, что существенно меньше соответствующего значения для электронов в Γ -долине. Поэтому распределение электронов в X -долинах можно аппроксимировать δ -функцией:

$$f_2(V) \sim \delta(V_x^2 + V_y^2). \quad (2)$$

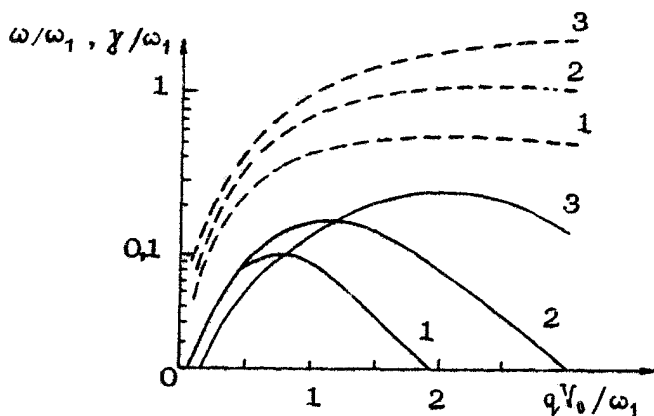
Дисперсионное уравнение для электростатических волн, распространяющихся в плазме, состоящей из электронов в Γ -долине с функцией распределения (1) и из электронов в X -долинах с функцией распределения (2), можно получить из приведенного в работе [169] дисперсионного уравнения волн в многопучковой плазме. Электроны с распределением (1) можно рассматривать как бесконечное множество пучков, имеющих одинаковое абсолютное значение скорости V_0 . При этом скорость пучка в направлении x равна $V_x = V_0 \cos \theta$, где θ - угол между осью x и радиусом-вектором соответствующего пучка. Электроны в X -долинах следует рассматривать как один пучок, имеющий нулевую скорость. Для распределений (1) и (2) тепловые скорости равны нулю, тогда получаем дисперсионное уравнение [90, 91]:

$$1 - \frac{\omega_1^2}{i\nu_1} \left[\frac{\operatorname{sign}(|\omega - i\nu_1 + \sqrt{(\omega - i\nu_1)^2 - (qV_0)^2}| - qV_0)}{\sqrt{(\omega - i\nu_1)^2 - (qV_0)^2}} - \frac{\operatorname{sign}(|\omega + \sqrt{\omega^2 - (qV_0)^2}| - qV_0)}{\sqrt{\omega^2 - (qV_0)^2}} \right] - \frac{\omega_2^2}{\omega(\omega - i\nu_2)} = 0, \quad (3)$$

где ω и q - частота волны и волновой вектор; ω_1 и ω_2 - плазменные частоты электронов в Γ - и X -долинах соответственно; ν_1 и ν_2 - частота соударений электронов

в соответствующих долинах.

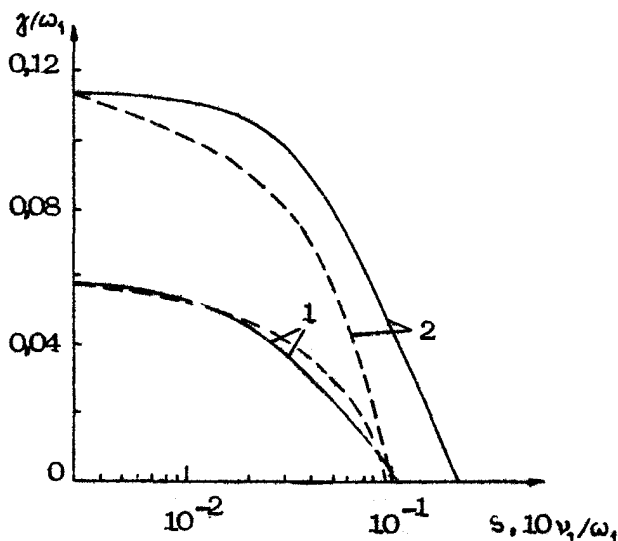
Рассмотрим возможность возбуждения колебаний в отсутствие столкновений. Полагая в уравнении (3) $\nu_2 = 0$, совершая предельный переход $\nu_1 \rightarrow 0$ и освобождаясь в (3) от радикала, получим уравнение 10-го порядка относительно ω (считаем $\omega = \omega_r + i\gamma$, а Q - действительным), которое было решено численно. При этом из десяти полученных зависимостей $\omega(Q)$ были выбраны те ветви $\omega(Q)$, которые являются решениями уравнений (3). Ветвь, соответствующая возбуждению колебаний, приведена на рис.2 для разных значений отношения ω_2/ω_1 . Видно, что с ростом отношения ω_2/ω_1 частота плазменных колебаний увеличивается. При этом максимальное значение инкремента нарастания волн сдвигается в область больших значений Q . Отметим, что для неустойчивости необходимы не только инверсия распределения в легкой долине, но и одновременное наличие электронов в тяжелых долинах, так как отдельно распределение $f_1 \sim \delta(V_1^2 - V_0^2)$ является устойчивым, на что указывает и решение (3) с правой частью равной единице.



Р и с. 2. Решение уравнения (3), соответствующее возбуждению колебаний (сплошные кривые - инкремент нарастания, штриховые - частота):
 1 - $\omega_1/\omega_2 = 0,5$; 2 - $\omega_1/\omega_2 = 1$; 3 - $\omega_1/\omega_2 = 2$. Результаты нормированы к плазменной частоте электронов в Γ -долине

3. ВЛИЯНИЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И НЕИДЕАЛЬНОСТИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Оценим влияние столкновений на возбуждение неустойчивости. Будем считать, что $\nu_1 \ll |\omega|$. Из уравнения (3), разлагая левую часть уравнения по ν_1 и ограничиваясь линейным членом, можно найти зависимость инкремента нарастания неустойчивости γ от ν_1 (рис. 3). Из рис. 3 следует, что для возникновения неустойчивости необходимо, чтобы плазменные частоты превышали частоты столкновений.



Р и с. 3. Зависимость инкремента нарастания неустойчивости от ν_1 при $\nu_2 = 2\nu_1$ и $s = 0$ (сплошные кривые) и от s (штриховые кривые) при $\nu_1 = \nu_2 = 0$: 1 - $qV_0/\omega_1 = 0,3$; 2 - $qV_0/\omega_1 = 0,6$; $\omega_1 = \omega_2$

Как видно из рис. 1, идеализация распределения легких электронов дельта-функцией даже при $E = 100$ кВ/см является грубой. Исследуем влияние фона легких электронов, скорость которых отлична от V_0 . Для этого положим, что распределение легких электронов состоит из двух частей: из электронов с распределением в виде дельта-функции

$\delta(V_1^2 - V_0^2)$ и фоновых электронов с постоянной функцией распределения, не зависящей от V при $V < V_0$ и рав. нулю при $V > V_0$. В этом случае, без учета столкновений, дисперсионное уравнение принимает вид

$$\frac{\omega_1^2 \omega \operatorname{sign} \left(\left| \omega/q V_0 + \sqrt{(\omega/q V_0)^2 - 1} \right| - 1 \right)}{\left[\omega^2 - (q V_0)^2 \right]^{3/2}} \times \left[1 - s (q V_0 / \omega)^2 \right] = 1 - \omega_2^2 / \omega^2,$$

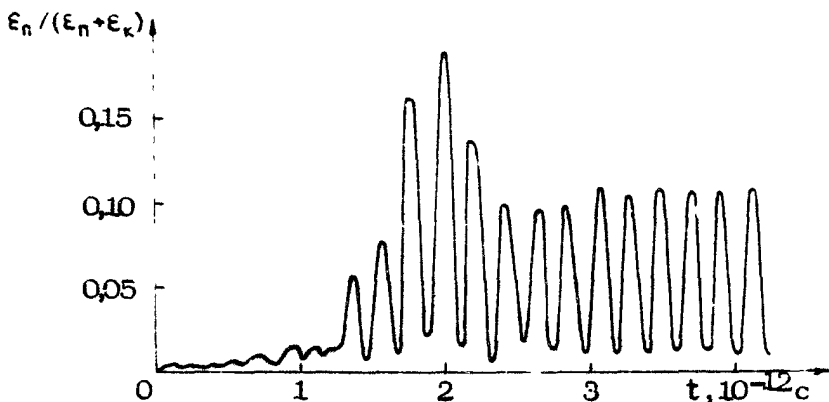
где s — отношение концентрации фоновых электронов к той же концентрации легких электронов. Зависимость γ от s — полученная из (4), приведена на рис. 3, из которой следует, что при $s \lesssim 0,8$ неустойчивость должна иметь место.

Приведем численные оценки, соответствующие n - GaAs . При $E = 100$ кВ/см отношение $n_2/n_1 \approx 8$ [162], поэтому $\omega_1 \approx \omega_2$. Этому случаю соответствуют кривые 2 на рис. 3. Значения ν_1 и ν_2 в зависимости от энергии электрона находятся в пределах $10^{12} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Тогда ввиду необходимости соблюдения неравенства $\omega_{1,2} > \nu_{1,2}$ нижний предел концентрации электронов имеет порядок 10^{17} см^{-3} . Значение s близко к 0,6. Частота электростатических колебаний при этом будет порядка 10^4 ГГц. Аналогичная ситуация, видимо, имеет место и в других полупроводниках типа A^3B^5 и A^2B^6 .

При рассмотрении неустойчивости пренебрегалось влиянием электронов, находящихся в L -долинах. Расчеты показали, что, несмотря на значительный разогрев электронов в данных долинах, инверсия функции распределения электронов в L -минимумах отсутствует. Поэтому следует ожидать, что наличие электронов в L -долинах будет затруднять возбуждение неустойчивости. Однако данное обстоятельство, видимо, не имеет решающего значения. Из-за сравнительно большой эффективной массы электронов в L -долинах и малой концентрации электронов в них (11% при $E = 100$ кВ/см) плазменная частота электронов в данных долинах будет мала. Поэтому вклад соответствующего члена в дисперсионное уравнение будет незначительным.

Для исследования неустойчивости в нелинейной стадии

развития было применено численное моделирование методом плоских листов [116]. В момент времени $t = 0$ начальные функции распределения легких и тяжелых электронов соответствовали распределениям (1) и (2). В этот момент времени электроны в пространстве были распределены гомогенно. Рассеяние электронов не учитывалось. Численные значения параметров соответствовали $n_1 \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Результаты расчета временной зависимости потенциальной энергии приведены на рис. 4. Отметим, что при отсутствии рассеяния сумма потенциальной ϵ_n и кинетической энергии ϵ_k всех электронов является сохраняющейся величиной. После линейной стадии развития возникают периодические колебания пространственного распределения электронов и распределения их по скоростям. Как видно из рис. 4, продолжительность линейной стадии в несколько раз превышает период колебаний. Это находится в соответствии с решением дисперсионного уравнения (3), согласно которому инкремент нарастания в несколько раз меньше частоты неустойчивости (см. рис. 2).



Р и с. 4. Зависимость потенциальной энергии всех электронов от времени. Численные значения параметров: $n_1 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $n_2 = 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $m_r^* = 0,063 m_0$, $m_x^* = 0,52 m_0$, $v_0 = 10^3 \text{ см/с}$

Следует подчеркнуть, что для возникновения неустойчивости необходимы не только инверсия функции распределения легких электронов, но и одновременное наличие тяже-

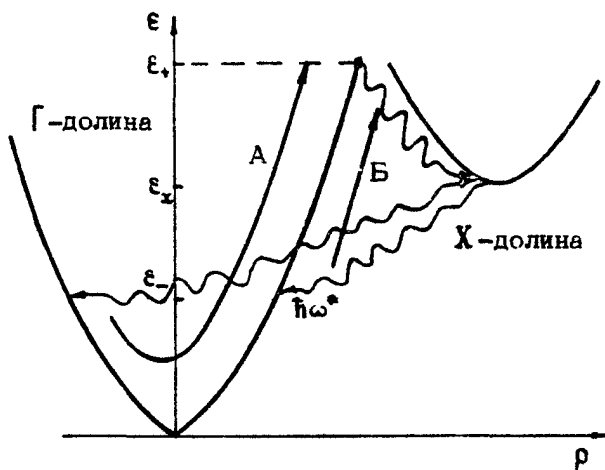
лых электронов. На это указывает как решение дисперсионного уравнения, так и численное моделирование. В решении уравнения (3) при $\omega_2 = 0$ отсутствует ветвь, соответствующая неустойчивости. Численное моделирование с учетом только легких электронов с распределением (1) также показало отсутствие неустойчивости.

МОДЕЛЬНЫЙ РАСЧЕТ СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ОДП И ФЛУКТУАЦИЙ ТОКА ПРИ МЕЖДОЛИННОМ ПЕРЕНОСЕ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А.А.Андронов, Г.Э.Дземукашвили

1. Хорошо известно, что увеличение электрического поля за порогом эффекта Ганна приводит к увеличению предельных частот ОДП при междолинном переносе из-за уменьшения среднего времени пребывания электронов в Γ -долине (ср. [166,142]). Однако сколько-нибудь подробно такая возможность до сих пор не обсуждалась, хотя в работах [1, 14] на основе модельного расчета было указано, что переход к баллистическим (пролетным, динамическим) условиям разогрева мог бы "продвинуть" ОДП при междолинном переносе в субмиллиметровую область из-за возникновения инверсии населенностей в Γ -долине и ВЧ-эффектов вблизи частот баллистического пролета Γ -долины. В последнее время в работах [125,119] на основе численного моделирования было продемонстрировано, что при возникновении баллистического разогрева в спектре продольных флуктуаций тока появляется пик в субмиллиметровой области. С другой стороны, эксперименты по наблюдаемой субмиллиметровой люминесценции горячих носителей (см., например, [108]), определяемой такими флуктуациями, показали, что исследование этой люминесценции - информативный способ исследования горячих электронов и их субмиллиметровых свойств. Все эти обстоятельства указывают на настоятельную необходимость параллельного обсуждения дифференциальной проводимости и флуктуаций тока при баллистическом междолинном переносе. Такое обсуждение и проводится в настоящей статье на основе модельного расчета.

2. Используемую модель иллюстрирует рис. 1. Предполагается, что рассеяние в нижней долине отсутствует (электрическое поле настолько велико, что рассеяние здесь несущественно); междолинный перенос идет за счет спонтанного излучения междолинных фононов с энергией $\hbar\omega^*$; при достижении электроном энергии $\mathcal{E} = \epsilon_+ = \epsilon_x + \hbar\omega^*$ он мгновенно переходит в верхние X-долины (время перехода из X-долин в Γ -долины - τ); температура электронов в X-долинах равна нулю ($T_x = 0$); вкладом X-долин в проводимость и флуктуации тока можно пренебречь. Хотя, конечно, эти предположения, строго говоря, не выполняются, уже сами модельные расчеты дают возможность понять, когда большинство из них существенно.



Р и с. 1. Зонная структура, схема процессов рассеяния и динамики электронов

В рамках указанных приближений кинетические уравнения для электронов Γ -долины будут

$$eE \frac{df_0}{dp} = \frac{N_x}{\tau} \frac{1}{4\pi p_-^2} \delta(p - p_-), \quad p < p_+, \quad (1)$$

для статической функции распределения f_0 в постоянно:

электрическом поле \vec{E}

$$p_{\pm} = \sqrt{2m_{\Gamma}\epsilon_{\pm}}, \quad \epsilon_{\pm} = \epsilon_x \pm \hbar\omega^*$$

$$i\omega f_{\sim} + e\vec{E} \frac{df_{\sim}}{d\vec{p}} = -e\vec{E}_0 \frac{df_0}{d\vec{p}} + \frac{N_{\sim}}{\epsilon} \frac{1}{4\pi p_{\sim}^2} \delta(p-p_{\sim}), \quad p < p_{\sim}; \quad (1)$$

для амплитуды малой переменной составляющей f_{\sim} в малом переменном электрическом поле $\vec{E}_{\sim} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$

$$i\omega q_{\alpha} + e\vec{E} \frac{dq_{\alpha}}{d\vec{p}} = f_0 \left(\frac{p_{\alpha}}{m_r} - V_{0\alpha} \right) + \frac{q_{\alpha}}{\epsilon} \frac{1}{4\pi p_{\sim}^2} \delta(p-p_{\sim}), \quad p < p_{\sim}. \quad (2)$$

для функции q_{α} (V_0 - средняя дрейфовая скорость электронов), определяющей спектральную плотность флуктуирующей тока j_{α} (ср. [33]):

$$I_{\alpha\beta} = \langle j_{\omega\alpha} j_{\omega\beta} \rangle = 2e^2 Re \int q_{\alpha}(\omega, \vec{p}) \frac{p_{\beta}}{m_r} d^3p. \quad (4)$$

В формулах (1) - (4) m_r - масса, e - заряд, а \vec{p} - импульс электронов в Γ -долине; N_{\sim} и N_{\sim} - концентрации электронов в X -долинах; N - полная концентрация электронов. В сильном электрическом поле основная доля электронов находится в X -долинах, в этом случае можно положить: $N_{\sim} \approx N$, $N_{\sim} \approx 0$; $V_0 \approx 0$ (так как $p/m_r \gg V_0$); $q_{\alpha} \approx 0$ и тогда решение уравнений (1) - (3) особенно просто и легко получить выражения для тензора дифференциальной проводимости $\sigma_{\alpha\beta}$ и тензора флуктуирующей тока $I_{\alpha\beta}$

$$\sigma_{\alpha\beta} = \begin{Bmatrix} \sigma_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\parallel} \end{Bmatrix}, \quad I_{\alpha\beta} = \begin{Bmatrix} I_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & I_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & I_{\parallel} \end{Bmatrix}, \quad \vec{E} = \{0, 0, E\} \quad (5)$$

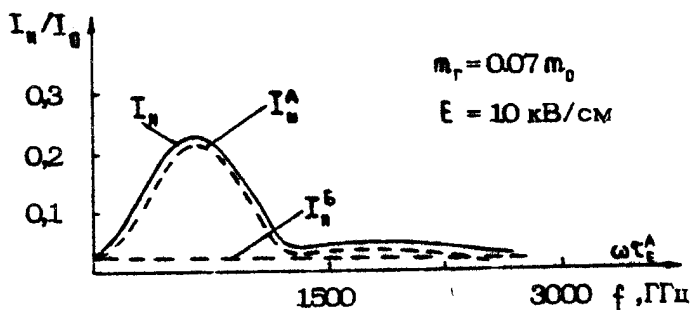
в виде квадратур, которые требуют численного интегрирования. Не останавливаясь здесь на выводе соответствующих выражений, обсудим физику процессов в этих условиях и результаты.

3. Прежде всего отметим, что в рассматриваемых условиях как проводимость, так и флуктуации тока могут быть представлены в виде суммы двух частей, обусловленных двумя группами электронов - А и Б:

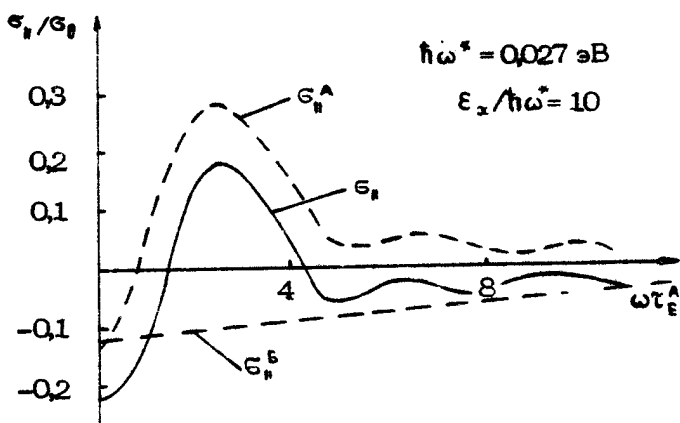
$$\sigma_{\alpha} = \sigma_{\alpha}^A + \sigma_{\alpha}^B, \quad I_{\alpha} = I_{\alpha}^A + I_{\alpha}^B, \quad \alpha = \perp, \parallel.$$

Эти группы имеют соответственно большое и малое время пролета по нижней долине до ухода в X -долины:

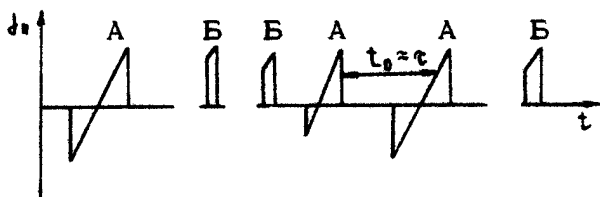
$$\tau_E^A = \left(\frac{2eE}{p_{+} + p_{-}} \right)^{-1}, \quad \tau_E^B = \left(\frac{eE}{p_{+} - p_{-}} \right)^{-1}$$



а)



б)



в)

Р и с. 2. Спектр продольных флуктуаций тока (а) и продольная проводимость (б)

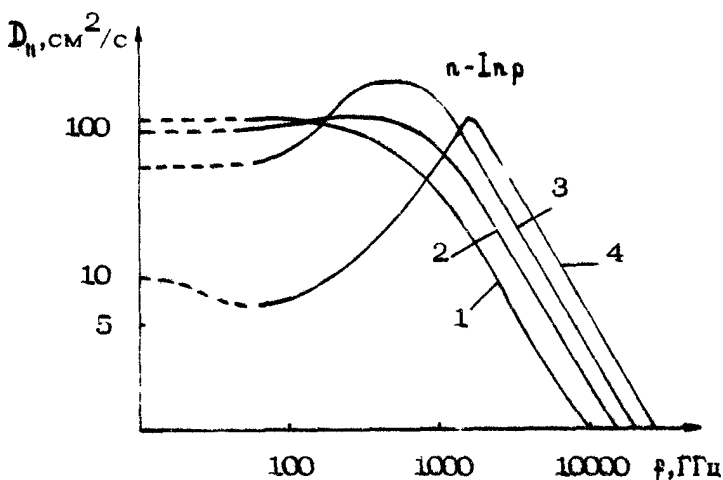
$$\left(\sigma_0 = e^2 N / 2 m_r, \quad I_0 = \sigma_0 \frac{p^2}{m_r} \right);$$

импульсы продольного тока, создаваемого в Γ -долине отдельным электроном (в)

Поскольку предельная частота продольной ОДП определяется обратным временем пролета, то на частотах ω , удовлетворяющих условию

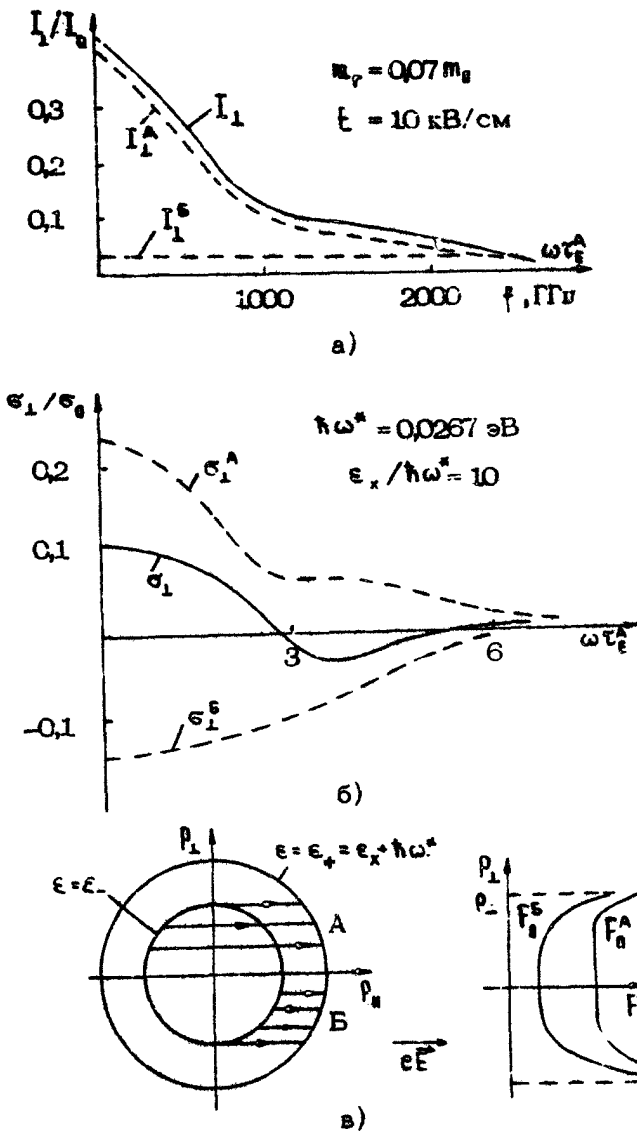
$$1/\tau_E^A \ll \omega \lesssim 1/\tau_E^B,$$

вклад группы А из-за дисперсии уменьшается и может стать меньше вклада (отрицательного) группы В (рис.2). В спектре продольных флуктуаций тока имеется пик, связанный с тем, что импульсы продольного тока, создаваемые электронами группы А, почти симметричны относительно оси $j_{||}=0$, что существенно уменьшает спектр флуктуаций вблизи нулевой частоты и приводит к пику в спектре флуктуаций на частоте $\omega \approx \omega_E^A = 2\pi/\tau_E^A$. На рис.3 приведены результаты численного моделирования спектра продольных флуктуаций в $n-I_{||}\rho$, демонстрирующие возникновение пика в спектре при динамическом режиме разогрева в нижней долине.



Р и с. 3. Изменение спектра продольных флуктуаций при изменении электрического поля (из работы [125]): 1 - $E = 1$ кВ/см; 2 - $E = 8$ кВ/см; 3 - $E = 15$ кВ/см; 4 - $E = 40$ кВ/см

При интерпретации поперечных характеристик (рис.4) важную роль (в особенности для проводимости σ_{\perp}) играет структура функции распределения $f_0(\beta_{||}, \beta_{\perp})$ в поперечном направлении (по β_{\perp}). Функция f_0 инвертирована



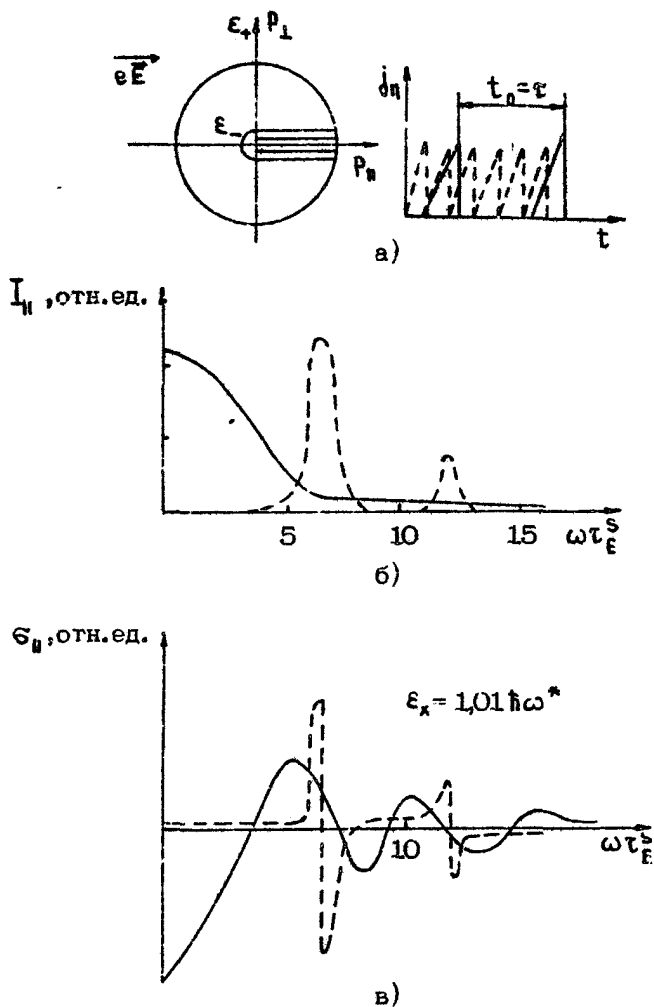
Р и с. 4. Спектр поперечных флуктуаций тока (а) и поперечная проводимость (б); схема траекторий групп А и Б в импульсном пространстве и функции распределения $F_0^{A,B}(p_{\perp}) = \int f_0^{A,B}(p_{\perp}, p_{\parallel}) dp_{\parallel}(\omega)$

в поперечном направлении (т.е. $\partial f_0 / \partial p_{\perp} > 0$ - ср. [118]), поскольку из уравнения (1) следует, что $f_0^A = f_0^B = \frac{N}{\tau} \cdot \frac{\rho}{eE} \times \frac{1}{4\pi\rho^2} \frac{1}{\sqrt{\rho^2 - \rho_{\perp}^2}}$. Однако для группы Б проинтегрированная величина $F_0^B(\rho_{\perp})$ оказывается существенно инвертированной по сравнению с F_0^A . В результате оказывается, что $\epsilon_{\perp}^A(0) > 0$, а $\epsilon_{\perp}^B(0) < 0$ ($\epsilon_{\perp}(0) = \epsilon_{\perp}^A + \epsilon_{\perp}^B > 0$, конечно), причем опять в области частот, удовлетворяющих условию (6), ϵ_{\perp}^A падает и ϵ_{\perp} становится отрицательной. Как показывают расчеты, в рамках рассматриваемой модели при больших значениях $\epsilon_{\perp} / \hbar\omega^*$ в области высоких частот становится отрицательной и ϵ_{\perp}^A (ср. [1,14]). Спектр поперечных флуктуаций тока имеет максимум на нулевой частоте, поскольку, как легко понять из схемы траекторий на рис.4,а, импульсы поперечного тока знакопостоянны.

Достаточно очевидно, что для возникновения ОДП и пика в спектре продольных флуктуаций необходимо наличие двух групп электронов - А и Б - с существенно различающимися пролетными частотами: $1/\tau_{\epsilon}^B \gg 1/\tau_{\epsilon}^A$. Это обстоятельство позволяет легко оценить, при каких условиях (температура в X-долинах, время перехода из Г- в X-долины и т.п.) рассмотренные эффекты сохраняются. Численные расчеты компонент тензора проводимости при междолинном переносе [166] "дотянуты" лишь до границы миллиметрового диапазона и соответствуют условиям, достаточно далеким от условий пролетного (баллистического) разогрева. Поэтому параллельное численное моделирование компонент тензора проводимости и спектра флуктуации тока в субмиллиметровой области при междолинном переносе в условиях баллистического разогрева было бы очень интересно. По-видимому, наибольшие возможности для субмиллиметровых ОДП предоставляют твердые растворы типа $\text{Ga}_{1-x}\text{As}_x$ и им подобные, где изменение состава дает дополнительные возможности для оптимизации соответствующих условий. С точки зрения экспериментальных исследований таких ситуаций большой интерес представляет исследование субмиллиметровой люминесценции (ср. [108]) за порогом междолинного переноса, которое, по-видимому, проще всего вести с использованием СВЧ-методики, позволяющей избежать форми-

рования доменов сильного поля.

4. Рассмотрим теперь кратко случай, когда $\epsilon_x \approx \hbar\omega^*$, который может быть назван междолинным стримингом (рис.5).



Р и с. 5. Схема распределения электронов и импульсы продольного тока (а); спектр продольных флуктуаций (б) и продольная проводимость (в) при междолинном стриминге. Пунктир – обычный стриминг

Обсуждение этого случая, кроме всего прочего, позволяет выяснить некоторые принципиальные моменты. Здесь группы А и Б совпадают и все электроны имеют практически одинаковое время пролета через Γ -долину - $\tau_E^S = \left(\frac{eE}{p_{\perp}} \right)^{-1}$. В результате в продольной проводимости возникают области ОДП на частотах $\omega \approx n \omega_E^S = 2\pi n / \tau_E^S$, $n = 0, 1, 2, \dots$.

Спектр продольных флуктуаций представляет собой просто квадрат спектра отдельного импульса продольного тока (рис. 5, а). Спектр имеет максимум при $\omega = 0$ и нули вблизи $\omega = n \omega_E^S$. Отметим, что в случае, показанном на рис. 2, нет областей с $\epsilon_{\parallel}^A < 0$ при $\omega \approx n \omega_E^A$. Это связано с тем, что электроны группы А, появляющиеся в Γ -долине с разными p_{\perp} , имеют разные времена пролета: $\tau_E = \tau_E(p_{\perp})$ - см. рис. 4, а. В результате на высоких частотах для электронов с разными p_{\perp} области положительной и отрицательной проводимости перекрываются, и в области высоких частот суммарная проводимость оказывается положительной. Таким образом, для реализации областей $\epsilon_{\parallel} < 0$ на высоких частотах при $\omega \approx n \omega_E^S$ нужен малый разброс пролетных частот разных электронов. Причиной возникновения этих областей является группировка электронов в импульсном пространстве и их преимущественный уход в X -долины в нужной фазе при выполнении резонансных условий. Требование малого разброса пролетных частот приводит к очевидным условиям $T_X \ll \hbar \omega^*$ и $\tau_{GX} \ll \tau_E^S$, где T_X - температура в X -долинах, а τ_{GX} - время междольного переноса. Эти требования, по-видимому, могли бы быть реализованы в твердых растворах типа $(\text{Ga}_{1-x}\text{As})_x$ в умеренных электрических полях при азотной температуре, где изменением состава можно добиться сближения верхних и нижних долин и выполнения условий $\epsilon_X \approx \hbar \omega^*$.

Интересно сравнить результаты расчетов проводимости и флуктуаций при междольном стриминге с соответствующими результатами при обычном стриминге, когда вытянутое распределение возникает из-за взаимодействия с оптическими фононами - см. [35]. Соответствующие величины схематически показаны на рис. 5 пунктиром (ср. [4, 86, 35, 55]). При обычном стриминге электроны каждый раз после излучения оптического фонона возвращаются в окрестность $\vec{p} = 0$, а не переходят в верхние долины, как при междоль-

ном стриминге. В результате импульсы тока, создаваемые отдельным электроном, сильно коррелированы – в идеальном случае они идут периодически с частотой ω_E^S , тогда как при междолинном стриминге импульсы тока разделены интервалами пребывания в X-долинах порядка τ . В результате вблизи $\omega \approx n \omega_E^S$ при обычном стриминге в спектре продольных флуктуаций возникают пики [164,82], а в продольной проводимости – области резонансной ОДП [4,86,55] (ср. [35]). Последняя возникает из-за группировки электронов и пролетного резонанса в электрическом поле. При междолинном стриминге пики в флуктуациях и резонансы в проводимости не появляются, но области ОДП остаются, так как для группировки, вообще говоря, не требуется периодического резонансного воздействия на электроны.

Нам представляется, что проведенное обсуждение совершенно ясно показывает настоятельную необходимость численного и экспериментального исследования горячих электронов и их субмиллиметровых свойств при междолинном переносе в сильном электрическом поле в материалах типа $n\text{-GaAs}$, $n\text{-InP}$ и твердых растворах на их основе. Выше речь шла исключительно об объемных эффектах. Дополнение этих эффектов пространственными явлениями (в диодах, пленках) может привести к новым возможностям для субмиллиметровых ОДП.

Авторы благодарны З.С.Качлишвили за поддержку настоящей работы и В.А.Козлову за замечание.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альбер Я.И., Андронов А.А., Валов В.А. и др. Инверсия населенностей горячих электронов и отрицательная проводимость в полупроводниках. – ЖЭТФ, 1977, т.72, №3, с.1030–1050.
2. Амбразявичене В., Бразис Р., Качюлис С. и др. Отрицательная дифференциальная проводимость в полупроводниках с отрицательным магнитосопротивлением. – Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33, №10, с.500–503.
3. Андронов А.А. О функции распределения горячих поляронов в галогенах серебра. – 10-е Собрание по теории полупроводников: Тез. докл. Новосибирск, 1980, ч. 1, с.19–20.
4. Андронов А.А., Козлов В.А. Низкотемпературная отрицательная дифференциальная СВЧ-проводимость в полупроводниках при неупругом рассеянии. – Письма в ЖЭТФ, 1973, т.17, №9, с.124–128.
5. Андронов А.А., Ноздрин Ю.Н., Шасти́н В.Н. Функции распределения и форма линии циклотронного резонанса неравновесных фотоэлектронов в $p\text{-InSb}$ при низких температурах. – ФТТ, 1977, т.19, №9, с.1637–1642.
6. Андронов А.А., Козлов В.А., Мазов Л.С., Шасти́н В.Н. Об усилении далекого инфракрасного излучения в германии при инверсии населенностей "горячих" дырок. – Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, №9, с.585–589.
7. Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С. Убегание электронов в полярных полупроводниках в сильном магнитном поле. "Поперечный" пробой в $n\text{-InSb}$: Препринт №2. Горький: ИПФ АН СССР, 1980. 21 с.
8. Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С. Гальваномагнитные эффекты и инверсия населенностей горячих электронов при неупругом рассеянии на оптических фононах. – ФТТ, 1980, т.22, №5, с.1275–1283.
9. Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С. Исследование стриминга в $n\text{-InSb}$ в магнитном поле.

- Поиск инверсии населенностей. - 4-й Симпозиум "Плазма и неустойчивости в полупроводниках": Тез. докл. Вильнюс, 1980, с.95-96.
10. Андронов А.А., Додин Е.П., Коробов Г.М. и др. Динамика тяжелых дырок германия и кремния в постоянных электрическом и магнитном полях $\vec{E} \perp \vec{B}$. - 10-е Совещание по теории полупроводников: Тез. докл. Новосибирск, 1980, ч.1, с.29-30.
 11. Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С. Значительное уменьшение порогового поля эффекта Ганна в сильном магнитном поле. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, №11, с.628-632.
 12. Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С. Численное моделирование поведения горячих электронов в $n\text{-GaAs}$ при стриминге и инверсии населенностей в магнитном поле. - ФТП, 1981, т.15, №7, с.1301-1310.
 13. Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С. Функции распределения, вольт-амперные характеристики и пролетная динамическая ОДП горячих электронов, занимающих один уровень Ландау. - ФТП, 1981, т.15, №9, с.1717-1728.
 14. Андронов А.А., Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С. Поперечная динамическая ОДП и уменьшение порога эффекта Ганна в поперечном магнитном поле при инверсии населенностей нижней долины: Препричт №18. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. 25 с.
 15. Андронов А.А., Гавриленко В.И., Додин Е.П. и др. Динамика тяжелых дырок германия в скрещенных электрическом и магнитном полях: Препричт №40. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. 22 с.
 16. Андронов А.А., Додин Е.П., Красильник З.Ф. Инвертированное распределение и ОДП на циклотронном резонансе тяжелых дырок германия при стриминге (НЕМАГ на ЦР). - ФТП, 1982, т.16, №2, с.212-219.
 17. Андронов А.А., Гавриленко В.И., Гришин О.Ф. и др. Наблюдение инверсии дырок в скрещенных \vec{E} - и \vec{H} -полях по спонтанному длинноволновому ИК-излучению. - ДАН СССР, 1982, т.267, №2, с.339-343.
 18. Андронов А.А., Гавриленко В.И., Додин Е.П. и др. Динамика дырок Ge и Si в скрещенных полях: проявление эффектов в ЦР и горячей люминесценции на суб-

- миллиметровых волнах. – Тр. Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Баку: Элм, 1982, т.2, с.50–51.
19. Андронов А.А., Гавриленко В.И., Гришин О.Ф. и др. Спектроскопия горячих дырок Ge в постоянных $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях методом циклотронного резонанса (ЦР). – Тр. Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Баку: Элм, 1982, т.2, с.48–49.
 20. Андронов А.А., Дзамукашвили Г.Э. Модельный расчет субмиллиметровых ОДП и флуктуаций тока при междолинном переносе в сильном электрическом поле. – Наст. сборник, с. 187–196.
 21. Ансельм В.И. Введение в теорию полупроводников. М.: Наука, 1978. 615 с.
 22. Аронзон Б.А., Мейлихов Е.З. Генерация микроволнового излучения в электронном антимиониде индия. – ФТП, 1973, т.7, №4, с.679–684.
 23. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Попов Ю.М. Генерация, усиление и индикация инфракрасного и оптического излучений с помощью квантовых систем. – УФН, 1980, т.72, №2, с.161–209.
 24. Басс Ф.Г., Гуревич Ю.Г., Лельинсон И.Б., Матулис А.Ю. Высокочастотные эффекты в полупроводниках при неупругом рассеянии носителей на оптических фононах. – ЖЭТФ, 1968, т.55, №3, с.999–1005.
 25. Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. М.: Мир, 1971. 380 с.
 26. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1980. 672 с.
 27. Бородовский П.А., Погреб Р.М. Изменение скорости ударной ионизации в $n\text{-InSb}$. – ФТП, 1974, т.8, №12, с.2302–2306.
 28. Бородовский П.А., Лучинин С.Д., Погреб Р.М. Трехлучковая неустойчивость в ударно-ионизованной плазме $n\text{-InSb}$. – ФТП, 1976, т.10, №11, с.2176–2179.
 29. Бородовский П.А., Лучинин С.Д., Осадний В.М., Погреб Р.М. Расчет методом Монте-Карло кинетических характеристик и функций распределения горячих электронов в антимиониде индия. – ФТП, 1979, т.13, №3, с.463–466.
 30. Бразис Р.С., Шикторов П.Н. Нелинейные $\vec{v} - \vec{E}$ характеристики горячих электронов при доминирующем оптическом рассеянии. – 10-е Сопещание по теории полу-

- проводников: Тез. докл. Новосибирск, 1980, ч.1, с.88-89.
31. Бразис Р.С., Стариков Е.В., Шикторов П.Н. Холл-фактор и эволюция функции распределения горячих электронов. - ФТП, 1983, т.17, №1, с.40-45.
 32. Валов В.А. Гальваномагнитные эффекты, инвертированные распределения и отрицательная дифференциальная проводимость горячих электронов в полярных полупроводниках. - Дис. ... канд. физ.-мат.наук. [Рукопись] (ГГУ). Горький, 1981. 230 с.
 33. Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С., Нефедов И.М. Обнаружение перенаселенности подзоны легких дырок p - Γ_6 в сильных скрещенных \vec{E} - и \vec{H} -полях. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33, №11, с.608-611.
 34. Валов В.А., Козлов В.А. Критерий электромагнитной неустойчивости горячих электронов в магнитном поле. - ФТП, 1982, т.16, №6, с.1054-1058.
 35. Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С., Нефедов И.М. Стриминг - сильно анизотропное распределение горячих носителей в полупроводниках. - В кн.: Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.5-43.
 36. Валов В.А., Козлов В.А., Мазов Л.С., Нефедов И.М. Инвертированные и анизотропные распределения горячих носителей в n - InSb , n - GaAs и p - Ge в скрещенных \vec{E} - и \vec{H} -полях. - Наст. сборник, с.17-55.
 37. Васильева М.А., Воробьев Л.Е., Стафеев В.И. Определение структуры валентной зоны германия по поглощению света. - ФТП, 1967, т.1, №1, с.29-33.
 38. Васильева М.А., Воробьев Л.Е., Стафеев В.И. Влияние разогрева дырок в сильном электрическом поле на оптическую прозрачность германия. - ФТП, 1967, т.1, №3, с.333-339.
 39. Воробьев Л.Е. Внутризонное излучение и поглощение ИК-света в сильных электрических полях в n - InAs . - ФТП, 1974, т.8, №7, с.1291-1298.
 40. Воробьев Л.Е., Стафеев В.И. Об излучении горячих носителей из германия. - ФТП, 1967, т.1, №9, с.1429-1432.
 41. Воробьев Л.Е., Стафеев В.И. Внутризонное излучение горячих электронов в германии. - ФТП, 1968, т.2, №7, с.1045-1048.

42. Воробьев Л.Е., Пожела Ю.К., Реклайтис А.С. и др. Функция распределения горячих дырок в германии при малых концентрациях. - ФТП, 1978, т.12, №4, с.742-747.
43. Воробьев Л.Е., Пожела Ю.К., Реклайтис А.С. и др. Влияние примесного и междырочного рассеяния на функцию распределения горячих дырок в германии. - ФТП, 1978, т.12, №4, с.754-757.
44. Воробьев Л.Е., Осокин Ф.И., Стафеев В.И., Тулупенко В.Н. Обнаружение инверсии заселенности ости горячих дырок в германии. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, №3, с.125-129.
45. Воробьев Л.Е., Осокин Ф.И., Стафеев В.И., Тулупенко В.Н. Обнаружение генерации длинноволнового ИК-излучения горячими дырками в германии в скрещенных электрическом и магнитном полях. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, №9, с.360-362.
46. Воробьев Л.Е., Осокин Ф.И., Стафеев В.И., Тулупенко В.И. Исследование инверсии функции распределения горячих дырок в германии оптическими методами и обнаружение генерации излучения в дальней ИК-области. - Наст. сборник, с.81-89.
47. Восилос И.И. Влияние легких дырок в германии на некоторые гальваномагнитные эффекты. - ФТТ, 1969, т.11, №5, с.924-927.
48. Восилос И.И., Левинсон И.Б. Генерация оптических фононов и гальваномагнитные эффекты при электронном распределении с большой анизотропией. - ЖЭТФ, 1966, т.50, №8, с.1660-1666.
Восилос И.И., Левинсон И.Б. Гальваномагнитные эффекты в сильных электрических полях при неупругом рассеянии электронов. - ЖЭТФ, 1967, т.52, №5, с.1013-1020.
49. Гавриленко В.И., Кононенко В.Л., Мандельштам Т.С., Мурзин В.Н. Магнитоплазменный резонанс в электронно-дырочных каплях в германии на субмиллиметровых волнах круговой поляризации. - ДАН СССР, 1977, т.232, №4, с.802-805.
50. Гавриленко В.И., Мурзин В.Н., Стоклицкий С.А., Чеботарев А.П. Наблюдение эффекта накопления легких дырок в p - Ge в скрещенных электрическом и магнитном полях по оптическим измерениям в далекой ИК-области. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, №2, с.81-84.

51. Гавриленко В.И., Додин Е.П., Красильник З.Ф. и др. Циклотронный резонанс горячих дырок германия в постоянных электрическом и магнитном полях $\vec{E} \perp \vec{H}$. Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, №10, с.432-435.
52. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. - Изв. вузов. Радиофизика, 1967, т.10, №9-10, с.1414-1453.
53. Гварджаладзе Л.К., Иванов Ю.Л. Срыв генерации оптических фононов горячими дырками в магнитном поле. ФТП, 1973, т.7, №7, с.1328-1331.
54. Гершензон Е.М., Ильин В.А., Литвак-Горская Л.Б. и др. Рассеяние горячих электронов в n - InSb при низких температурах. - ФТП, 1972, т.6, №10, с.1888-1894.
55. Гуляев Ю.В., Чусов И.И. Собственные колебания плазмы полупроводников при резко вытянутом распределении электронов. - ФТТ, 1979, т.21, №9, с.233-2376.
56. Гуревич В.Л., Паршин Д.А. Поглощение сильной электромагнитной волны в полупроводниках вблизи порога рождения оптического фонона. - ФТТ, 1977, т.19, №8, с.2401-2407.
57. Гуревич В.Л., Паршин Д.А., Шабаев А.Р. Об инвертированном распределении носителей тока в скрещенных магнитном и переменном электрическом полях. - Тр. Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Баку: Элм 1982, т.2, с.157-158.
58. Дмитриев А.П., Цендин Л.Д. Функция распределения электронов в электрическом поле при рассеянии с большой потерей энергии. - ЖЭТФ, 1981, т.81, №6, с.2033-2040.
59. Добровольский З., Кроткус Л. Влияние магнитного поля на эффекты горячих электронов в n - InSb . - ФТП, 1977, т.11, №3, с.563-567.
60. Елесин В.Ф., Манькин Э.А. О возможности осуществления отрицательной проводимости на неравновесных носителях тока в полупроводниках. - Письма в ЖЭТФ, 1966, т.3, №1, с.26-31.
61. Жиленис С., Качюлис С., Матуленис А. и др. Исследование асимметрии электропроводности варизонных кристаллов в скрещенных электрических и магнитных полях.

- Литовский физ. сборник, 1978, т.8, №3, с.331-341.
62. Зеегер К. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. 214 с.
 63. Иванов Ю.Л. К вопросу о срыве диссипативных процессов в магнитном поле. - ФТП, 1971, т.5, №1, с.183-185.
 64. Иванов Ю.Л. Возгорание разогретой люминесценции в поперечном магнитном поле. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, №10, с.539-543.
 65. Иванов Ю.Л. О гаусс-амперных зависимостях диссипативного тока при стриминге в германии. - ФТП, 1981, т.16, №3, с.549-550.
 66. Иванов Ю.Л., Ягодкин В.М. Экспериментальное обнаружение эффекта срыва диссипативных процессов в магнитном поле. - ФТП, 1970, т.4, №3, с.627-630.
 67. Иванов Ю.Л., Васильев Ю.В. Субмиллиметровое излучение горячих дырок Ge в поперечном магнитном поле. - Письма в ЖТФ, 1983, т.9, №10, с.613-617.
 68. Каган Ю. Циклотронный резонанс в германии и кремнии и роль отрицательных эффективных масс. - ЖЭТФ, 1960, т.38, №6, с.1854-1865.
 69. Калитенко Н.Г., Кичигин Д.А., Лобачев В.П. Гаусс-амперные характеристики в ρ - Ge в сильных электрических полях. - Письма в ЖЭТФ, 1970, т.11, №11, с.528-531.
 70. Качюлис С., Паршялюнас Й., Тамулайтис Г. Экспериментальное исследование влияния магнитного поля на разогрев электронов в n - GaAs и n - InP . - 4-й Симпозиум "Плазма и неустойчивости в полупроводниках": Тез. докл. Вильнюс, 1980, с.89.
 71. Козлов В.А. Проводимость полупроводников и нелинейные эффекты в сильных электрическом и магнитном полях. - Дис. ... канд. физ.-мат. наук. [Рукопись] (ГУ). Горький, 1976.
 72. Козлов В.А., Мазов Л.С., Нефедов И.М. Перенаселенность зоны легких дырок в сильных скрещенных \vec{E} - и \vec{H} -полях. - ФТП, 1981, т.15, №6, с.1198-1201.
 73. Козлов В.А., Мазов Л.С., Нефедов И.М. Циклотронный резонанс тяжелых дырок в сильном высокочастотном поле и перенаселенность легкой подзоны: Препринт №38. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, 23 с.

74. Козлов В.А., Мазов Л.С., Нефедов И.М. Инверсная заселенность зоны легких дырок при накачке на циклотронном резонансе. – ЖЭТФ, 1982, т.83, №5, с.1734–1803.
75. Козлов В.А., Мазов Л.С., Нефедов И.М., Заболотских М.Р. Инверсия горячих носителей по уровням Ландау. – Письма в ЖЭТФ, 1983, т.37, №3, с.142–144.
76. Козлов Г.В. Установка для исследования двупреломления анизотропных сред в коротковолновой части миллиметрового диапазона. – ПТЭ, 1970, №6, с.147–148.
77. Конуэл Э.М. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М.: Мир, 1970. 384с.
78. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: Наука, 1965. 208 с.
79. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1967. 460 с.
80. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1980. 288 с.
81. Левинсон И.Б. Кинетическое уравнение в сильных электрических полях. – В сб.: Актуальные вопросы физики полупроводников и полупроводниковых приборов. Вильнюс, 1969, с.9–41.
82. Левинсон И.Ф., Матулис А.Ю. Флуктуации тока в полупроводнике в сильном электрическом поле. – ЖЭТФ, 1968, т.54, №5, с.1468–1478.
83. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 527 с.
84. Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Каганов М.И. Электронная теория металлов. М.: Наука, 1971. 291 с.
85. Матулис А.Ю. Вычисление тока в полупроводнике в сильном переменном электромагнитном поле при неупругом рассеянии электронов. – ФТТ, 1970, т.12, №1, с.26–35.
86. Матулис А.Ю., Ченис А.Д. Дифференциальная проводимость в полупроводниках при неупругом рассеянии. – ЖЭТФ, 1979, т.77, №3, с.1134–1143.
87. Матулис А.Ю., Ченис А.Д. Нелинейный пролетный резонанс в полупроводнике с сильно неупругим рассеянием носителей. – ЖЭТФ, 1983, т.84, №3, с.1190–1200.
88. Мурзин В.Н., Демешина А.И. Спектрофотометр для длинноволновой инфракрасной области. – Оптика и спек-

- троскопия, 1962, т.13, №6, с.826-830.
89. Пожела Ю., Реклайтис А. Исследование диффузии дырок в Ge методом Монте-Карло. - ФТП, 1977, т.11, №4, с.709-716.
 90. Пожела Ю., Реклайтис А. Возбуждение электростатических колебаний плазмы горячих электронов в Ge As.- Литовский физ. сборник, 1980, т.20, №4, с.51-56.
 91. Пожела Ю., Реклайтис А. Неустойчивость горячих электронов в двухдолинных полупроводниках. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, №12, с.713-716.
 92. Пожела Ю.К., Стариков Е.В., Шикторов П.Н. Инверсная населенность дырок в германии в скрещенных электрическом и магнитном полях. - Наст. сборник, с.119-134.
 93. Ребане Ю.Т. Инфракрасное поглощение и плазменное отражение в полупроводниках p-типа. - ФТП, 1980, т.14, №2, с.289-294.
 94. Тагер А.С. Об одном возможном механизме неустойчивости электронной плазмы в кристаллах. - Письма в ЖЭТФ, 1966, т.3, №9, с.369-372.
 95. Цидильковский И.М. Зонная структура полупроводников. М.: Наука, 1978. 185с.
 96. Шастин В.Н. Инверсия населенностей и высокочастотная отрицательная проводимость в сложной зоне при оптическом возбуждении. - ФТП, 1980, т.14, №3, с.557-559.
 97. Шикторов П.Н. Кинетические свойства электронов в скрещенных переменном электрическом и постоянном магнитном полях в условиях низкотемпературного оптического рассеяния. - В кн.: Горячие электроны в полупроводниках: стриминг и анизотропные распределения в скрещенных полях. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.151-168.
 98. Al'ber Ya.I., Andronov A.A., Valov V.A. et al. Hot electron population inversion and cyclotron resonance negative differential conductivity in semiconductors. - Sol.St.Comm., 1976, v.19, N10, p.955-959.
 99. Andronov A.A., Flyagin V.A., Gaponov A.V. et al. The gyrotron: high power source of millimetre and submillimetre waves. - Infrared Phys., 1978, v.18, N5-6, p.385-394.

100. Andronov A.A., Valov V.A., Kozlov V.A., Mazov L.S. Hot electron streaming and population inversion for polar and deformation scattering. - Sol.St.Comm., 1980, v.36, N7, p.603-607.
101. Andronov A.A., Kozlov V.A., Mazov L.S., Valov V.A. Electron runaway in strong $\vec{E} \perp \vec{H}$ fields and breakdown in n-InSb. - J.Phys.C.: Sol.St.Phys., 1980, v.13, N33, p.6287-6297.
102. Baraff G.A. Maximum anisotropy approximation for calculating electron distribution application to high-field transport in semiconductors. - Phys.Rev., 1964, v.133, N1A, p.26-33.
103. Barker J.R. High-field collision rate in polar semiconductors. - Sol.St.Electr., 1978, v.21, N1, p.267-271.
104. Baumgart H.D., Nimtz G., Kokoschinegg P. Recombination of impact ionized excess carriers in n-type and p-type indium antimonide. - Phys.St.Sol.(a), 1972, v.12, N2, p.477-481.
105. Borsari V., Jacoboni C. Monte-Carlo calculation on electron transport in CdTe. - Phys.Stat.Sol.(b), 1972, v.54, N2, p.649-662.
106. Bray R., Pinson W.E. Determination of hot carrier distribution from anisotropic infrared absorption in p-type germanium. - Phys. Rev.Lett., 1963, v.11, N6, p.268-271.
107. Brown M.A.C., Paige E.G.S. Electric-field induced modulation of the absorption due to interband transitions of free holes in germanium. - Phys.Rev.Lett., 1961, v.7, N3, p.84-86.
108. Chebotarev A.P., Murzin Y.N., Stocklitsky S.A., Ivanov Yu.L., Vasiliev Y.B., Andronov A.A., Chernobrov'tseva M.D., Gavrilenko V.I., Kozlov V.A., Krasilnik Z.F., Mazov L.S., Nefedov I.M., Nozdrin Yu.N., Shastin V.N.

- Population inversion and FARIR emission of hot holes in Ge in crossed electric and magnetic fields. - Proc. 16th Int.Conf.Phys. Semicond., Montpellier, 1982; Physica, 1983, v.117 & 118 B+C, Part I, p.229-231.
109. Costato M., Reggiani L. Scattering probabilities for holes. - Phys.St.Sol.(b), 1973, v.58, N2, p.471-482.
 110. Devreese J.T., Evrard R. On the momentum distribution of electrons in polar semiconductors for high electric field. - Phys.St. Sol.(b), 1976, v.78, N1, p.85-92.
 111. Dexter R.N., Zeiger H.J., Lax B. Cyclotron resonance experiments in silicon and germanium. - Phys.Rev., 1956, v.104, N3, p.637-644.
 112. Dousmanis G.C. Proposal for detection of negative mass carriers by cyclotron resonance. - Phys.Rev.Lett., 1958, v.1, N2, p.55-56.
 113. Dousmanis G.C., Duncan R.C., Jr., Thomas J.J., Williams R.C. Cyclotron resonance and Landau levels of negative masses. - Proc. Int.Conf.Semicond.Phys. (Prague, 1960). Prague, 1961, p.603-606.
 114. Dresselhaus G., Kip A.F., Kittel C. Cyclotron resonance of electrons and holes in silicon and germanium crystals. - Phys.Rev., 1955, v.98, N2, p.368-384.
 115. Dumke W.P. Theory avalanche breakdown in InSb and InAs. - Phys.Rev., 1968, v.167, N3, p.783-789.
 116. Eldridge O.C., Feix M. One-dimensional plasma model at thermodynamic equilibrium. - Phys.Fluids, 1962, v.5, N9, p.1076-1080.
 117. Fawcett W. Non-ohmic transport in semiconductors. - Reprint from "Electrons in crystalline solids", 1973. Vienna, International atomic energy agency.
 118. Fawcett W., Rees H.D. Electron population inversion in GaAs induced by high electric

- fields. - Phys.Lett., 1969, v.28A, N11, p.731-733.
119. Grondin R.O., Blackey P.A., East J.R., Rothman E.D. Monte-Carlo estimation of hot carrier noise at millimeter and submillimeter wave frequencies. - IEEE Trans., 1981, ED-28, N8, p.914-922.
 120. Guha S., Sen P.K. Two-stream instability in n-type gallium arsenide. - Phys.St.Sol.(a), 1977, v.43, N1, p.89-97.
 121. Gunn J.B. High electric field effects in semiconductors. In: Progress in Semicond./Ed. Gibson A.F. London Heywood and Comp.LTD, 1957, p.213-247.
 122. Gurevich V.L., Parshin D.A. Population inversion of the carriers in a semiconductor in the field of intensive electromagnetic wave. - Sol.St.Comm., 1979, v.37, N.6, p.515-518.
 123. Hensel J.C., Suzuki K. Cyclotron resonance of holes in Ge. - Proc. X Int.Conf. Phys. Semicond. Cambrdige, Mass., 1970, p.541-543.
 124. Hensel J.C., Suzuki K. Quantum resonance in the valence bands of germanium. II. Cyclotron resonance in uniaxially stressed crystals. - Phys.Rev., 1974, v. B9, N10, p.4219-4257.
 125. Hill G., Robson P.N., Fawsett W. Diffusion and the power spectral sensivity of velocity fluctuations for electrons in n-InP by Monte-Karlo methods. - J.Appl.Phys., 1979, v.50, N.1, p.356-360.
 126. Hilsum C. Historical background of hot electron physics (a look over the shoulder) - Sol.St.Electr., 1978, v.21, N1, p.5-8.
 127. Kaiser W., Collins R.J., Fan H.Y. Infrared Absorption in p-type germanium. - Phys. Rev., 1953, v.91, N6, p.1380-1381.
 128. Kajita K. Negative Hall effect of hot holes in silicon. - Sol.St.Comm., 1979, v.31, N8, p.573-576.

129. Kane E.O. Energy band structure in p-type germanium and silicon. *J.Phys.Chem.Solids* 1956, v.1, N1/2, p.88-99.
130. Kawamura H., Hayashi Y., Fukai M. Cyclotron resonance of hot electrons in germanium. - *J.Phys.Soc.Japan*, 1961, v.16, N11, p.2352-2353.
131. Kawamura H., Fukai M., Hayashi Y. Hot electron effect in cyclotron resonance of germanium. - *J.Phys.Soc.Japan*, 1962, v.17, N6, p.970-974.
132. Komiyama S. Far Infrared Emission From Population Inverted Hot Carrier System in p-Ge. - *Phys.Rev.Lett.*, 1982, v.48, N4, p.271-274.
133. Komiyama S. Streaming motion and population inversion of hot carriers in crossed electric and magnetic fields. - *Adv.Phys.*, 1982, v.11, N3, p.255-297.
134. Komiyama S., Masumi T. Cyclotron resonance of polarons in AgBr at high microwave fields. - *J.Magn.Magn.Mater.*, 1979, v.11, N1, p.59-62.
135. Komiyama S., Masumi T., Kajita K. Definite evidences for the population inversion of hot electrons in silver halides. - *Sol. St.Comm.*, 1979, v.31, N6, p.447-452.
136. Komiyama S., Masumi T., Kajita K. Streaming motion and population inversion of hot electrons in silver halides at crossed electric and magnetic fields. - *Phys.Rev.*, 1979, v.E20, N12, p.5192-5222.
137. Komiyama S., Spies R. Hot carriers population inversion in p-Ge. - *Phys.Rev.*, 1981, v.B23, N12, p.6839-6841.
138. Kozlov V.A. Hot Electron Population Inversion and Bulk NDC in Semiconductors. - *J. de Phys.*, 1981, v.42, N10, Suppl.(C7), p. 413-420.
139. Kozlov V.A., Nefedov I.M. Modified self-scattering procedure for Monte-Carlo si-

- mulation of hot electrons. - Phys.St.Sol.(b) 1982, v.109, p.393-401.
140. Kromer H. Proposed negative-mass microwave amplifier. - Phys.Rev., 1958, v.109, N5, p.1856.
 141. Kromer H. Negative effective masses in semiconductors. - In: Progress in Semicond., 1960, v.4, p.1-34.
 142. Kromer H. Hot electron relaxation effects in devices. - Sol.St.Electron., 1978, v.21, N1, p.61-67.
 143. Kurosawa T. Monte-Carlo calculation of hot electrons problems. - J.Phys.Soc.Japan., 1966, v.21, Suppl., p.424-427.
 144. Kurosawa T. On a possibility of negative cyclotron resonance in semiconductors. - Sol.St.Comm., 1977, v.24, N4, p.357-359.
 145. Kurosawa T. Theory of cyclotron resonance at intense microwave fields. - Proc. 15th Int.Conf. Phys.Semicond., Kyoto, 1980; J.Phys.Soc.Japan, 1980, v.42, N2, Suppl.A, p.345-348.
 146. Kurosawa T. Peculiar hot electron effects in crossed electric and magnetic fields. - J. de Phys., 1981, v.42, Suppl., N10, (C7), p.377-386.
 147. Kurosawa T., Maeda H. Monte-Carlo calculation of hot electron phenomena.I.Streaming in the absence of a magnetic field.- J.Phys.Soc.Japan, 1971, v.31, N3, p.668-678.
 148. Kurosawa T., Maeda H. Hot carriers instabilities under strong magnetic field in semiconductors. - J.Phys.Soc.Japan, 1972, v.33, N2, p.570-579.
 149. Laff R.A., Fan H.Y. Carrier life time in InSb. - Phys. Rev., 1961, v.121, N1, p.102-106.
 150. Lax B. Cyclotron Resonance and Impurity Levels in Semiconductors. - Quantum Electronics Symp. N.Y., 1960, p.428-449.
 151. Loe wenstein E.V., Smith D.R., Morgan R.L.

- Optical constants of Far Infrared Materials.**
2. Crystalline Solids. - Appl. Optics, 1973,
v.12, N2, p.398-406.
152. Luttinger J.M., Kohn W. Motion of electrons and holes in perturbed periodic fields. - Phys.Rev., 1955, v.97, N4, p.869-883.
 153. Maeda H., Kurosawa T. Hot electron population inversion in crossed electric and magnetic fields. - Proc. 11th Int.Conf. Phys. Semicond., Warsaw, 1972, p.602-607.
 154. Maeda H., Kurosawa T. Hot electron population inversion in crossed electric and magnetic fields. - J.Phys.Soc.Japan, 1972, v.33, N2, p.562.
 155. Magnusson B. Transport properties of a polar semiconductor in a quantizing magnetic fields. - Phys.St.Sol.(o), 1972, v.52, N2, p.361-374.
 156. Matsuda O., Otsuka E. Cyclotron resonance study of conduction electrons in n-type indium antimonide under a strong magnetic field. II. Hot electrons. - J.Phys.Chem.Solids, 1979, v.40, N11, p.819-829.
 157. Moore W.J., Shenker H. A high-detectivity gallium-doped germanium detector for the 40-120 μ k region. - Infrared Physics, 1965, v.5, N3, p.99-106.
 158. Oka Y., Narita S. Far infrared cyclotron resonance of n-type InSb under electric field. - J.Phys.Soc.Japan, 1970, v.28, N3, p.674-683.
 159. Otsuka E. Cyclotron resonance and related studies of semiconductors in off thermal equilibrium. - In: Infrared and millimeter waves.V.3. Submillimeter techniques. Acad. Press, 1980, p.347-416.
 160. Pinson W.E., Bray R. Experimental determination of the energy distribution function and analysis of the energy-loss mechanism of hot carriers in p-Ge. - Phys.Rev., 1964, v.136, N5A, p.1449-1466.
 161. Pozela J., Reklaitis A. Diffusion coefficient of hot electrons in GaAs. - Sol.St.Comm.,

- 1978, v.27, N11, p.1073-1077.
162. Pozela J., Reklaitis A. Electron transport properties in GaAs at high electric fields. - Sol.St.Comm., 1980 v.23, N9, p.927-933.
 163. Pozela J.K., Starikov E.V., Shiktorov P.N., e.a. The experimental and theoretical investigation of the hot hole population inversion and FARIR radiation generation in p-Ge under $\vec{E} \perp \vec{B}$ fields. - Proc. 16th Int.Conf.Phys.Semicond., Montpellier, 1982, Physica, 1983, v.117&118 B+C, part I, p.226-228.
 164. Price P.J. Noise theory for hot electrons. - IBM J.Res.Dev., 1959, v.3, N2, p.191-193.
 165. Price P.J. Monte-Carlo calculation of electron transport in Solids, Semiconductors and semimetals. V.14, N.Y. -London, Acad. Press, 1979.
 166. Rees H.D. Time response of the high-field electron distribution function in GaAs. - IBM J.Res.Dev., 1969, v.13, N5, p.537-542.
 167. Reggiani L. The anisotropy of the hot hole drift velocity in Ge. - J.Phys.Chem.Solids, 1976, v.37, N3, p.293-300.
 168. Reggiani L., Catali C., Nava F., Ottaviani L. Hole drift velocity in germanium. - Phys. Rev., 1977, v.B16, N6, p.2781-2791.
 169. Robinson B.B. A collision-induced instability in semiconductor plasmas. - RCA, Rev., 1967, v.28, N2, p.366-372.
 170. Rosenblum B., Duncan Jr.D.C. Some quantum aspects of cyclotron resonance of negative mass. - Proc.Int.Conf.Phys.Semicond. Prague, 1960, p.608-610.
 171. Ryder E.J. Mobility of holes and electrons in high electric fields. - Phys.Rev., 1953, v.90, N5, p.766-769.
 172. Salomon S.N., Fan H.Y. Far-Infrared Recombination Emission in n-Ge and p-InSb. - Phys.Rev.B, 1970, v.1, N2, p.662-671.
 173. Semiconductors and Semimetals, Ed. by R. H. Willardson, A.C. Beer. V.3, Optical proper-

- ties of III-V Compounds, N.Y. + London, Academic Press, 1967.
174. Shockley W. Hot electrons in Germanium and Ohm's Law. - *Bell.Syst.Tech.Joyrn.*, 1951, v.30, N10, p.990-1034.
 175. Stocker H.J. Total negative photoconduc-
tance in solids and possibility of a new
type of instability. - *Phys.Rev.Lett.*, 1967,
v.18, N26, p.1197-1199.
 176. Thoruber K.K. High-field electronic conduc-
tion in insulators. - *Sol.St.Electr.*, 1978,
v.21, N1, p.259-266.
 177. Zeiger H.J., Lax B., Dexter R.N. Classical
Boltzmann theory of cyclotron resonance
for warped surfaces. - *Phys.Rev.*, 1957,
v.105, N2, p.495-501.
 178. Wolff P.A. Proposal for a cyclotron reso-
nance maser in InSb. - *Physics*, 1964, v.1,
N3, p.147-151.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ИНВЕРТИРОВАННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

А.А.Андронов. Возникновение и развитие представлений об анизотропии и инверсии горячих электронов в полупроводниках.....

В.А.Валов, В.А.Козлов, Л.С.Мазов, И.М.Нефедов. Инвертированные и анизотропные распределения горячих носителей в n - InSb , n - GaAs и p - Ge в скрещенных \vec{E} - и \vec{H} -полях.....

В.Л.Гуревич, Д.А.Паршин. Инвертированные распределения и группировка носителей в импульсном пространстве в высокочастотном электрическом поле при неупругом рассеянии на оптических фононах

ИНВЕРСИЯ ДЫРОК Ge И ДАЛЬНЕЕ ИК-ИЗЛУЧЕНИЕ

Ю.Л.Иванов. Исследование гаусс-амперных характеристик и дальнего ИК-излучения горячих дырок в германии.....

Л.Е.Воробьев, Ф.И.Осокин, В.И.Стафеев, В.Н.Тулупенко. Исследование инверсии функции распределения горячих дырок в p - Ge оптическими методами и обнаружение генерации излучения в дальней ИК-области.....

В.И.Гавриленко, В.Н.Мурзин, А.П.Чеботарев. Наблюдение и исследование инверсии горячих дырок в Ge в скрещенных электрическом и магнитном полях по длинноволновому ИК-излучению.....

Ю.К.Пожела, Е.В.Стариков, П.Н.Шикторов. Инверсная населенность дырок в германии в скрещенных электрическом и магнитном полях.....	119
---	-----

ИНВЕРСИЯ ПО УРОВНЯМ ЛАНДАУ И ЭФФЕКТЫ НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ

В.А.Козлов, Л.С.Мазов, И.М.Нефедов, М.Р.Заболотских. Инверсная заселенность уровней Ландау в легкой подзоне.....	135
--	-----

В.И.Гавриленко, Е.П.Додин, З.Ф.Красильник. Циклотронный резонанс горячих дырок \uparrow_e в сильном постоянном электрическом поле $\vec{E} \perp \vec{H}$	141
---	-----

Ю.Л.Иванов. Спонтанное и стимулированное излучение легких дырок германия в субмиллиметровой области.....	172
--	-----

ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ ПРИ МЕЖДОЛИННОМ ПЕРЕНОСЕ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫЕ ЭФФЕКТЫ

Ю.Пожела, А.Реклайтис. Плазменная неустойчивость в двухдолинных полупроводниках.....	178
--	-----

А.А.Андронов, Г.Э.Дзамукашвили. Модельный расчет субмиллиметровых ОДП и флуктуаций тока при междолинном переносе в сильном электрическом поле.....	187
--	-----

Литература.....	197
-----------------	-----

УДК 621.315.592

Возникновение и развитие представлений об анизотропии и инверсии горячих электронов в полупроводниках. Андрионов А. А. – В кн.: Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.5.

Кратко описана история возникновения представлений об инверсии и анизотропии горячих электронов в полупроводниках, отмечены связи между различными исследованиями и проанализированы все обсуждавшиеся до сих пор возможности возникновения инвертированных распределений горячих электронов в полупроводниках. Ил. 1.

УДК 621.315.592

Инвертированные и анизотропные распределения горячих носителей в n - InSb , n - GaAs и p - Ge в скрещенных E - и H -полях. Валов В. А., Козлов В. А., Мазов Л. С., Нефедов И. М. – В кн.: Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.17.

Обсуждаются условия возникновения инверсии и анизотропии распределений горячих носителей в полупроводниках при неупругом рассеянии на оптических фононах. Приведены результаты численного моделирования распределений и гальваномагнитных характеристик горячих носителей в n - InSb , n - GaAs и p - Ge . Обсуждаются результаты экспериментальных исследований гальваномагнитных характеристик в этих материалах, проявления инверсии и анизотропии распределения носителей в этих характеристиках. На основании анализа гальваномагнитных характеристик в чистом образце p - Ge установлена инверсия перехода между подзонами легких и тяжелых дырок. Для p - Ge приведены результаты детальных численных расчетов методом Монте-Карло функции распределения дырок, коэффициента усиления (поглощения) и вероятности спонтанного излучения при межподзонных переходах в дальнем ИК-диапазоне. Табл. 1, ил. 21.

УДК 621.315.592

Инвертированные распределения и группировка носителей в импульсном пространстве в высокочастотном электрическом поле при неупругом рассеянии на оптических фононах. Гуревич В. Л., Паршин Д. А. – В кн.: Ин-

вертированные ρ распределения горячих электронов в полупроводниках. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.56.

Исследована кинетика носителей тока в полупроводнике в сильном переменном электрическом поле в случае, когда доминирующим механизмом рассеяния является рассеяние на оптических фононах.

Показано, что при определенных условиях в импульсном пространстве может происходить группировка носителей в сгустки, обусловленные накоплением носителей на траекториях, целиком расположенных в так называемой пассивной области импульсного пространства. Определены форма, размеры и движение такой "ловушки".

Проанализирована возможность создания инвертированного по энергии распределения носителей тока в полупроводниках с вырожденными зонами (ρ - β с) в скрещенных магнитном и переменном электрическом полях. Ил. 3.

УДК 621.315.592

Исследование гаусс-амперных характеристик и дальнего ИК-излучения горячих дырок в германии. И в а н о в Ю. Л. - В кн.: Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.69.

Приведены результаты экспериментальных исследований гаусс-амперных характеристик и дальнего ИК-излучения тырочного β е в сильных электрических полях при гелиевых температурах при различных ориентациях электрического и магнитного полей по отношению к кристаллографическим осям. Показано, что возникновение ловушек в импульсном пространстве в зоне легких и тяжелых дырок в $E\Gamma_8$ полях и возникновение инверсии в распределении дырок приводят к особенностям в этих свойствах, причем заселение легкими дырками ловушки - к возрастанию (возгоранию) дальнего ИК-излучения при приложении магнитного поля. На основании сопоставления данных по излучению с численными расчетами условий возникновения ловушек в гофрированной зоне дырок β е установлено, что максимум накопления легких дырок соответствует случаю, когда имеется заметная ловушка и в зоне тяжелых дырок. Ил. 10.

УДК 621.315.592

Исследование инверсии функции распределения горячих дырок в ρ - β е оптическими методами и обнаружение ге-

нерации излучения в дальней ИК-области. Воробьев Л. Е., Осокин Ф. И., Стафеев В. И., Тулупенко В. Н. - В кн.: Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.81.

Кратко рассмотрены механизмы появления инверсии функции распределения дырок в сильных $E \perp H$ полях. По поглощению света в $E \perp H$ полях в области переходов зона тяжелых (1) и легких (2) дырок - зона, отщепленная спин-орбитальным взаимодействием (3), определены функции распределения тяжелых и легких дырок и степень инверсии функции распределения дырок в дальнем ИК-диапазоне для переходов 1-2. По экспериментально определенной функции распределения тяжелых и легких дырок рассчитано сечение поглощения (усиления) света в дальней ИК-области.

Изложены результаты экспериментов по исследованию излучения при межзонных переходах дырок в германии в сильных электрических полях. Создан квантовый генератор на длину волны $\lambda \approx 100$ мкм, обнаружена генерация света при $T = 10$ и 80 К и $H = 23$ кЭ, исследована зависимость интенсивности излучения от электрического поля. Ил. 11.

УДК 621.315.592

Наблюдение и исследование инверсии горячих дырок в β е в скрещенных электрическом и магнитном полях по длинноволновому ИК-излучению. Гавриленко В. И., Мурзин В. Н., Чеботарев А. П. - В кн.: Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.100.

Приведены результаты экспериментальных исследований спонтанного длинноволнового ИК-излучения из β е в сильном электрическом поле при гелиевых температурах. В ρ - β е положение магнитного поля приводит к увеличению (возгоранию) излучения, тогда как в π - β е - к уменьшению излучения. Увеличение излучения в магнитном поле в ρ - β е объясняется накоплением легких дырок и возникновением инверсии перехода между подзонами легких и тяжелых дырок в скрещенных полях. Приведены результаты исследования зависимости излучения в ρ - β е от величины полей и их взаимной ориентации. Показано, что данные об излучении в ρ - β е могут быть объяснены совокупностью межзонного и внутризонного излучений, а по степени увеличения излучения

в магнитном поле может быть оценена степень инверсии перехода между подзонами. Оценка коэффициента усиления в исследованных образцах дает значение порядка $0,01 - 0,03 \text{ см}^{-1}$ в оптимальных условиях. Табл. 1, ил. 9.

УДК 621.315.592

Инверсная населенность дырок в германии в скрещенных электрическом и магнитном полях. Пожела Ю. К., Стариков Е. В., Шикторов П. Н. - В кн.: Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.119.

Предложен новый механизм образования в скрещенных электрическом и магнитном полях инверсной населенности дырок в p - Ge , заключающийся в смещении тяжелых дырок относительно легких в импульсном пространстве. Проведен анализ этого механизма в рамках смещенного максвелловского распределения.

Детально исследована функция распределения легких и тяжелых дырок в p - Ge на основе расчетов методом Монте-Карло в условиях, близких к экспериментальным. Анализируются оптимальные условия генерации длинноволнового ИК-излучения, обусловленного прямыми оптическими переходами дырок из легкой зоны в тяжелую. Ил. 6.

УДК 621.315.592

Инверсная заселенность уровней Ландау в легкой подзоне. Козлов В. А., Мазов Л. С., Нефедов И. М., Заболотских М. Р. - В кн.: Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.135.

Предложен новый механизм возникновения инверсии в распределении по уровням Ландау горячих легких дырок вырожденной зоны (типа зоны дырок Ge), основанный на более интенсивном уходе легких дырок в тяжелые из-за рассеяния на примесях из области малых энергий и низких уровней Ландау. Методом Монте-Карло продемонстрировано возникновение такой инверсии для легких дырок в Ge в скрещенных электрическом $E = 3 \text{ кВ/см}$ и магнитном $H = 18 \text{ кЭ}$ полях при температуре $T = 20 \text{ К}$ в образце с концентрацией примесей $N_i = 2 \cdot 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Ил. 4.

УДК 621.315.592

Циклотронный резонанс горячих дырок Ge в сильном постоянном электрическом поле $\vec{E} \parallel \vec{H}$. Г а в р и л е н к о В. И., Д о д и н Е. П., К р а с и л ь н и к З. Ф. - В кн.: Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.141.

На примере горячих дырок Ge развита классическая теория циклотронного резонанса дырок в гофрированной зоне в скрещенных полях. Проведен анализ динамики дырок в этих условиях. Дан вывод тензора проводимости горячих дырок в скрещенных полях, учитывающий особенности динамики и рассеяния дырок в этом случае. Приведены результаты экспериментальных исследований циклотронного резонанса дырок Ge на длинах волн $\lambda = 2$ мм и $\lambda = 1$ мм. Особенности в наблюдавшихся спектрах (сдвиг и подавление линии, появление новых линий в спектре в электрическом поле) находят адекватное объяснение в рамках развитой теории. Дано общее обсуждение возможности возникновения инверсии по уровням Ландау и отрицательной проводимости на циклотронном резонансе в этих условиях. Ил.9.

УДК 621.315.592

Спонтанное и стимулированное излучение легких дырок германия в субмиллиметровой области. И в а н о в Ю. Л. - В кн.: Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.172.

Приведены результаты экспериментального исследования субмиллиметрового излучения ($\lambda \approx 100 + 400$ мкм) дырок Ge в скрещенных полях при гелиевых температурах. Найдено, что в этом диапазоне вклад в спонтанное излучение дают как переходы между подзонами легких и тяжелых дырок, так и циклотронное излучение легких дырок. На склоне линии циклотронного излучения легких дырок в узком интервале электрических полей обнаружено излучение на 1,5 - 2 порядка превышающее уровень спонтанного излучения, которое носит пороговый характер и исчезает при ухудшении резонансных электродинамических характеристик образца. Это излучение интерпретируется как стимулированное циклотронное излучение легких дырок. Ил. 4.

УДК 621.315.592

Плазменная неустойчивость в двухдолинных полупроводниках. Пожела Ю., Реклайтис А. — В кн.: Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.178.

Приведены результаты численного моделирования методом Монте-Карло, показывающие возникновение в n -GaAs в сильном электрическом поле ($E \approx 60$ кВ/см) в нижней (Γ) долине инверсии населенностей пучкового типа. На основе анализа дисперсионного уравнения, учитывающего пучковый характер функции распределения в Γ -долине и электроны в верхних долинах, найдены условия пучковой неустойчивости в этом случае. В модели, не учитывающей столкновения, рассмотрено развитие этой неустойчивости в нелинейном режиме. Ил. 4.

УДК 621.315.592

Модельный расчет субмиллиметровых ОДП и флуктуаций тока при междолинном переносе в сильном электрическом поле. Андронов А. А., Дзамукашвили Г. Э. — В кн.: Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.187.

В рамках модели, соответствующей динамическому (баллистическому) разогреву электронов и не учитывающей, в частности, рассеяния электронов в нижней (Γ) долине, проведен расчет динамических характеристик горячих электронов при междолинном переносе. Найдено, что в этом случае возникают две группы электронов в Γ -долине, имеющие соответственно большое и малое времена разогрева. Группа с относительно большим временем приводит к пику в спектре продольных флуктуаций (что находится в согласии с результатами численного моделирования спектра в n -InP и n -GaAs, проведенными недавно), а группа с малым — к поперечной и продольной ОДП в субмиллиметровой области. Результаты указывают на настоятельную необходимость детальных численных и экспериментальных исследований субмиллиметровых проводимостей и шумов в n -GaAs, n -InP и твердых растворах на их основе. Ил. 5.

INVERTED HOT ELECTRON
DISTRIBUTION IN SEMICONDUCTORS
(eds. A.A.Andronov and J.K.Pozela)

A B S T R A C T S

THE EMERGENCE AND DEVELOPMENT
OF THE IDEAS ON ANISOTROPY AND
INVERSION OF HOT CARRIER DISTRI-
BUTION IN SEMICONDUCTORS

A.A.Andronov

The history of the ideas on anisotropy and inversion of hot carrier systems in semiconductors is briefly discussed. The links between investigations are pointed out. All existing examples of hot electron population inversion are analysed and discussed.

ANISOTROPIC AND INVERTED HOT
CARRIER DISTRIBUTIONS IN $n - \text{InSb}$,
 $n - \text{GaAs}$ and $p - \text{Ge}$ IN CROSSED \vec{E} and \vec{H}
FIELDS

V.A.Valov, V.A.Kozlov, L.S.Mazov,
I.M.Nefedov

The conditions for hot carrier anisotropy and inversion for inelastic carrier optical photon scattering are discussed. The results of a computer simulation of carrier distributions and galvanomagnetic characteristics in $n - \text{InSb}$, $n - \text{GaAs}$ and $p - \text{Ge}$ are reported. The experimental investigations of galvanomagnetic characteristics and the effect of carrier anisotropy and inversion

are discussed. The inversion of the light-heavy hole subband optical transition in a sample of p-Ge is established. The results of an extensive Monte-Carlo simulation of the hole distribution function, absorption (amplification) coefficient and spontaneous emission in the FIR region for holes in Ge in crossed fields are given.

INVERTED DISTRIBUTIONS AND CARRIER BUNCHING IN A MOMENTUM SPACE IN HF ELECTRIC FIELD FOR INELASTIC CARRIER-OPTICAL PHOTON SCATTERING

V.L.Gurevich, D.A.Parshin

The kinetics of carriers in a semiconductor in a strong HF electric field is investigated. It is shown that under appropriate conditions, the carrier bunching takes place, which is due to the accumulation of carriers on trajectories, exclusively in a so called "passive" region. The form, dimension and movement of such a "trap" are ascertained. The possibility of the hot carrier population inversion in a semiconductor with degenerate subbands in a crossed magnetic and HF electric fields is analysed.

THE INVESTIGATION OF GAUSS-AMPERE CHARACTERISTICS AND FIR RADIATION OF HOT HOLES IN Ge

Yu.L.Ivanov

The results of an experimental investigation of gauss-ampere characteristics and FIR radiation of p-Ge in strong electric fields at $T=4,2$ K for different orientations of electric and magnetic fields relative to the crystallographic axes are reported. It is shown that the appearance of "traps" in the momentum space in the

light and heavy hole subbands in crossed fields and the formation of hole population inversion give rise to peculiarities in the characteristics. In particular, the population of the light hole trap leads to an increase (flare up) of FIR radiation, when a magnetic field is applied. The comparison of the radiation data with the calculated conditions for the emergence of traps in the wrapped hole subbands in Ge shows that the maxima of the radiation, the light hole accumulation and the inversion correspond to an appreciable trap in the heavy hole subband.

THE OPTICAL INVESTIGATION OF HOT HOLES POPULATION INVERSION IN Ge AND THE DISCOVERY OF FIR RADIATION GENERATION

L.E.Vorob'ev, F.I.Osokin, V.I.Stafeev,
V.N.Tulupenko

The mechanism of hole distribution inversion in strong crossed electric and magnetic fields is briefly discussed. The light and heavy hole distribution are found by investigating the optical absorption in the region of direct transitions between heavy and light subbands and split of subband. The measured distribution was used to calculate the hole absorption (amplification) cross-section in the FIR region. The results of the experimental investigation of FIR radiation at intersubbands (2-1) transitions are reported. A laser for the wavelength of $\lambda = 100 \mu\text{km}$ is designed; the laser action for $H=23\text{k}$ at $T=10\text{K}$ as well as at $T=80\text{K}$ is observed. The dependence of the laser action on the electric field is investigated.

OBSERVATION AND INVESTIGATION OF HOT HOLES IN Ge VIA FIR RADIATION

V.I.Gavrilenko, V.N.Murzin,
A.P.Chebotarev

The results of experimental investigations of the spontaneous FIR radiation from p-Ge in a strong electric field at $T=4,2$ k are reported. In p-Ge, the application of a magnetic field leads to an increase (flare up) of the radiation whereas in n-Ge, to a decrease of the radiation. The increase in p-Ge is explained by the accumulation of light holes and formation of the inversion between light and heavy hole subbands in crossed fields. The radiation dependence on the strength of the fields and their orientation is investigated. It is shown that the whole radiation data can be explained by the inter- and intra-subband radiations and the degree of the radiation flare up in a magnetic field can be used to estimate the intersubband population inversion. The estimate of the inversion and the amplification coefficient in the sample under study provide the value of about $0,01 - 0,03 \text{ cm}^{-1}$ for the coefficient under optimum conditions.

POPULATION INVERSION OF HOLES IN Ge IN CROSSED ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS

J.K.Pozela, E.V.Starikov, P.N.Shiktorov

A new mechanism of the formation of hole population inversion in Ge in crossed fields is proposed. The mechanism arises from the relative shift of light and heavy hole distributions in a momentum space. The discussion of the mechanism in the framework of the drifted-maxwellian distributions is given.

A detailed Monte-Carlo simulation of light and heavy hole distribution functions in Ge in crossed fields in the case corresponding to an experimental study is performed. The optimum conditions for the generation of FIR radiation via direct optical light-heavy hole subband transition are investigated.

LANDAU LEVELS POPULATION INVERSION IN LIGHT SUBBAND

V.A.Kozlov, L.S.Mazov,
I.M.Nefedov, M.R.Zabolotschich

A new mechanism of the formation of Landau levels population inversion for the light holes of degenerate hole band (like the band of Ge) is proposed. The mechanism is based on the more intense transition of the light holes to heavy subband in the region of low energy and low Landau level number via impurity scattering. The results of the Monte-Carlo simulation of the inversion in crossed electric $E=3kV/cm$ and magnetic $H\approx 18$ kOe field at $T=20K$ in a sample of Ge with impurity concentration $N = 2\div 5 \cdot 10^{14}$ are given.

CYCLOTRON RESONANCE OF HOT HOLES IN STRONG ELECTRIC FIELD $\vec{E} \perp \vec{H}$

V.I.Gavrilenko, E.P.Dodin, Z.F.Krasilnik

The classical theory of cyclotron resonance phenomena in crossed fields for the wrapped hole band for inelastic optical phonon-hole scattering is developed for the holes in Ge as an example. The hole dynamics is analyzed. The conductivity tensor for hot holes in crossed fields which takes into account the peculiarities

of the hole dynamics and scattering is derived. The results of experimental investigations of the cyclotron resonance of hot holes in Ge in crossed fields are reported. The features in the observed spectra (shift and suppression of the lines and the appearance of new lines in an electric field) are adequately explained in the frame of the developed theory. The possibility of Landau level population inversion and negative cyclotron resonance conductivity under condition discussed is analyzed.

SPONTANEOUS AND STIMULATED EMISSION OF LIGHT HOLES IN Ge IN THE SUBMILLIMETER RANGE

Yu.L.Ivanov

The results of observation of the submillimeter wave emission ($\lambda \approx 100 - 400 \mu\text{m}$) of holes in Ge in crossed fields at $T=4,2^\circ \text{K}$ are given. It is found that in this range the emission is due to inter light and heavy hole subbands transition, as well as to the cyclotron emission. The strong submillimeter wave emission (up to 1,5 - 2 orders higher than spontaneous cyclotron emission) is discovered at the slope of the line of the cyclotron emission. The strong emission has a threshold and disappears if one spoils the electrodynamic resonance in the sample. This emission is interpreted as a result of the stimulated cyclotron radiation of the light holes.

PLASMA-WAVES INSTABILITY IN THE TWO-VALLEY SEMICONDUCTORS

J.K.Pozela, A.Reklaitis

The results of the Monte-Karlo simulation of hot electrons in n-GaAs are reported which demonstrate the appearance of the electron population inversion of the beam type in the low (Γ) valley. The investigation of dispersion relation which takes into account the beam character of the distribution function in Γ -valley and the electrons in the upper valleys provides the condition for the beam type plasma wave instability. For the model which ignores the scattering, the nonlinear evolution of the instability is considered.

MODEL CALCULATION OF SUBMILLIMETER NDC AND FLUCTUATIONS FOR INTERVALLEY TRANSFER IN HIGH ELECTRIC FIELD

A.A.Andronov, G.E.Dzamukashvili

For the model ignoring, in particular, the scattering in the low (Γ) valley and corresponding to the dynamical (ballistic) heating of electrons, the calculation of the dynamical response of hot electrons for intervalley transfer is given. It is found that in this case there exist two groups of electrons in the Γ -valley, one group has long and the other short heating time in the valley. The long-time group gives rise to a peak in the spectrum which is in agreement with recent result of the Monte-Carlo simulations in n-GaAs and n-InP whereas the short-time group - to transverse and longitudinal NDC in the submillimetre band. The calculation indicates strong necessity of the detailed simulation and experimental investigations of the submillimeter conductivity and noises in n-GaAs, n-InP and related solid solutions.

ИНВЕРТИРОВАННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Сборник научных трудов

Редактор Н.Н.Кралина
Техн. редактор А.И.Елисеева
Корректор И.С.Ипатова

МЦ 00388. Подписано к печати 12.08.83.
Формат 60x90 1/16. Бумага типографская № 1.
Усл.печ.л. 14,3 . Уч.-изд. л. 10,12 . Тираж 500 экз.
Темплан 1983 г. Поз. 3 . Цена 1 р. 50 к . Заказ №555

Отпечатано на ротапринтере в Институте прикладной физики
АН СССР, 603600, г.Горький, ул.Ульянова, 46