

УДК 621.315.592

## ТРАНЗИСТОРЫ НА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНАХ

Обзор

Борблик В. Л., Грибников З. С.

Освещены новейшие достижения в области создания униполярных транзисторов, использующих поперечный перенос горячих электронов через базу. Описаны различные типы таких транзисторов, в которых для создания необходимого потенциального рельефа применяются либо специальное планарное легирование, либо тонкослойные гетероструктуры. Наряду с приборами традиционного типа рассмотрены конструкции, дополненные туннельно-резонансными элементами. Описано применение и тех, и других для физических исследований, в частности для спектроскопии функции распределения горячих электронов в базе транзистора. Кратко представлено состояние теории электронных процессов в таких приборах.

## Введение

В 60-х годах в литературе активно обсуждались принципы создания транзисторов с металлической базой и передачей сигнала из эмиттерной цепи в коллекторную с помощью горячих электронов. Предпринимались и попытки их реализации, закончившиеся более или менее неудачно ввиду отсутствия в те времена адекватной технологии. Новая волна интереса к транзисторам с переносом горячих электронов через базу (далее ГЭТ — горячезлектронный транзистор по аналогии с английским HET — hot electron transistor) возникла после широкого распространения (с 1979—1980 гг.) новых технологий выращивания монокристаллических многослойных полупроводниковых структур, главным образом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [1].

Предвестником этой волны оказалась обширный и весьма обстоятельный обзор Хейблума [2], в котором изложена история вопроса, проанализированы причины прежних неудач, предложен ряд перспективных структур с оценкой их частотных возможностей и дан некоторый план дальнейших исследований. После этой публикации появились многочисленные новые экспериментальные и теоретические работы, позволяющие говорить о реализации ГЭТ как о состоявшемся факте. В то же время обзор [3], посвященный баллистическому переносу, касается ГЭТ только вскользь, а монография [4], освещающая более широкую проблему — сверхбыстродействующие транзисторы всех типов, затрагивает ГЭТ весьма кратко.

Настоящий обзор посвящен изложению новейших результатов, опубликованных в 1981—1987 гг. Исторические вопросы и результаты ранних работ упоминаются максимально кратко и только в связи с современными работами. Раздел 1 посвящен описанию экспериментальных реализаций ГЭТ; при этом технологические подробности приводятся в минимальной степени. Раздел 2 отводится в основном для изложения результатов транзисторной спектроскопии горячих электронов, выполненной на некоторых из этих структур. В разделе 3 рассмотрены проблемы и результаты теоретического анализа процессов в базе ГЭТ и проведено их сравнение с экспериментом.

1.1. Кремниевые диоды и транзисторы Шэннона. В 1979—1983 гг. был опубликован ряд работ по монокристаллическим кремниевым ГЭТ с участием Шэннона [5-9], разработавшего имплантационную технику получения потенциального барьера в объеме кремния между сильно легированной  $n^{++}$ -областью и слабо легированной подложкой [10]. Сильно легированная область с вырожденным электронным газом создавалась имплантацией атомов мышьяка, а барьер — имплантацией бора (в более поздних работах — индия [11] либо галлия [12]), в результате чего возникал узкий  $p^+$ -слой, толщина и степень легирования которого подбирались так, чтобы он был всегда полностью истощен (рис. 1, а). Для обозначения этой структуры употребляется термин camel-diode, т. е. верблюд-диод. Для их создания в кремнии использовалась также обычная газофазная эпитаксия (при пониженном давлении) [13]. ГЭТ изготавливался путем создания двух таких барьеров (рис. 1, б), один из которых примыкал к металлу-эмиттеру, а другой отделял тонкую вырожденную базу от коллектора.

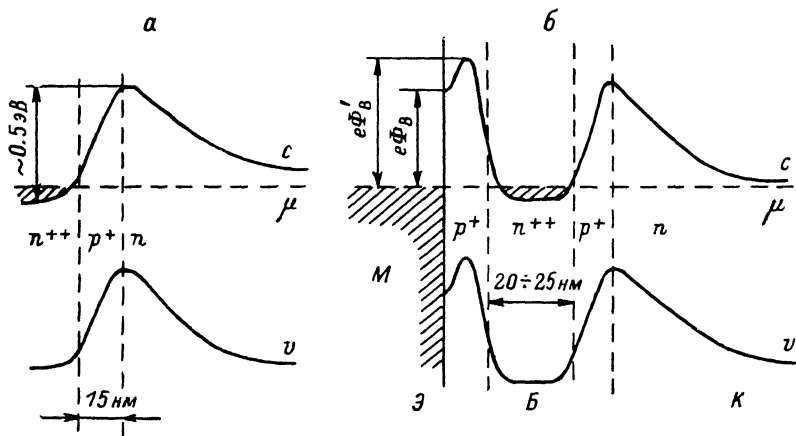


Рис. 1. Структуры Шэннона.

а — диод, б — ГЭТ; далее на рис. 2—7 и 13 все размеры — в нм, все энергии — в эВ,  $\mu$  — химический потенциал.

Металлэмиттера (Ni или Al) образует с электронным кремнием барьер Шоттки, который, в принципе, позволяет управлять инжекцией горячих электронов из металла в базу. Однако качество такого эмиттера не удовлетворило Шэннона и он предпочел создать приконтактный  $p^+$ -слой, позволивший повысить барьер и сместить его максимум в глубь полупроводника. Тогда эффективная работа выхода  $e\Phi'_B$  электронов из металла в базу мягко управляется смещением эмиттер—база и при обратном смещении может быть понижена до предельного значения  $e\Phi_B$  (рис. 1, б). В этом диапазоне напряжений можно управлять термоэмиссионным потоком электронов из металла в базу. При больших обратных смещениях можно только сужать барьер и управлять его туннельной проницаемостью. Принцип работы таких барьеров Шоттки с управляемой высотой детально описан в работе [14].

Толщина  $n^{++}$ -базы в наилучшем варианте составляла  $20 \pm 5$  нм. При этом максимальный коэффициент усиления  $\beta$  в схеме с общим эмиттером достигал 20, а предельная рабочая частота  $f_T$  оценивалась значением  $2.5 \div 3$  ГГц при плотности эмиттерного тока  $1.5 \cdot 10^3$  А/см<sup>2</sup> (при этой плотности тока  $f_T$  определялась зарядовым временем эмиттера  $\tau_E$ ).

1.2. Арсенид-галлиевые ГЭТ с планарно легированными барьерами. Все разработчики ГЭТ на основе GaAs использовали эпитаксиальную технику. Потенциальные барьеры в эмиттере и коллекторе создавались либо планарным легированием, либо выращиванием гетероструктур.

Простейшая конструкция, использующая планарное легирование, реализована с участием того же Шэннона [15, 16]. Как и в случае кремниевых ГЭТ, авторы отделили тонкую  $n^{++}$ -базу от  $n$ -эмиттера и  $n$ -коллектора узкими  $p^+$ -слоями, толщина и уровень легирования которых подбирались так, чтобы возникали обедненные электронами горбообразные потенциальные барьеры для них. Размеры лучшей из двух описанных в [15] структур (см. также [16]), полученных МЛЭ, приведены (в нм) на рис. 2;  $p^+$ -слой легировались Be ( $N = 1.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ),  $n^{++}$ -базу — Si ( $N = 5.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), а области эмиттера и коллектора — Sn ( $N = 1.0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ). Коэффициент усиления  $\alpha$  в схеме с общей базой для описанной структуры достигал 0.94 при комнатной температуре. Напряжения смещения были такими, что энергия инжектированных электронов в базу равнялась 1.3 эВ, а высота коллекторного барьера по отношению ко дну зоны в базе составляла  $\sim 0.4$  эВ.

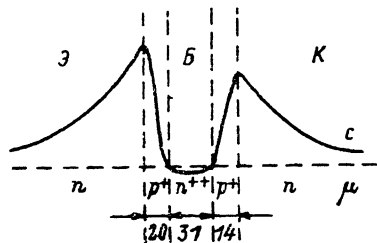


Рис. 2. Структура ГЭТ из GaAs с верблюд-барьерами [15, 16].

Несколько иная методика формирования потенциальных барьеров в объеме GaAs, по-видимому, более гибкая, чем шэнноновская, предложена в работе [17]. Ее авторы, как и Шэннон, создают в  $n$ -материале узкие  $p^+$ -слои, отделяя их, однако, от  $n$ -областей нелегированными прослойками (рис. 3, а). При этом барьер приобретает форму, близкую к треугольной, а боковые стороны этого треугольника можно регулировать положением  $p^+$ -слоя относительно  $n$ -областей. Гибкость методики определяется большим числом степеней свободы при формировании структуры, получившей широкое распространение и названной планарно легированным барьером (ПЛБ).

ПЛБ, выращенные МЛЭ, были применены для создания ГЭТ Истмэном с соавт. [18, 19], а также группой Хейес—Леви—Вигман [20–26].

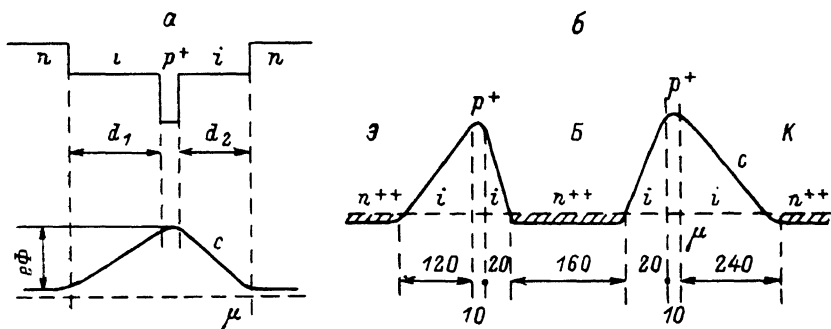


Рис. 3. Структуры с ПЛБ.  
а — диод, б — ГЭТ.

В работах [18, 19] описаны характеристики ГЭТ с невысокими барьерами, позволявшими получить транзисторный эффект только начиная с азотной температуры. Инжектированные в базу электроны с энергией ниже 0.33 эВ не рассеивались из Г-долины в боковые анизотропные долины и потому имели большую длину свободного пробега. Достаточно высокие коэффициенты усиления ( $\alpha = 0.75$ , согласно [19]) получены при весьма значительных толщинах базы (от 70 до 200 нм), уровень легирования которой находился в пределах  $4 \cdot 10^{17} \div 1.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Хотя при комнатной температуре управление полным коллекторным током со стороны эмиттера было незначительным, дифференциальный коэффициент усиления сохранял почти то же значение, что и при 77 К. Авторы [19] экспериментально зафиксировали максимальную частоту колебаний  $f_{\text{max}} = 5$  ГГц и привели экстраполированное значение предельной рабочей частоты  $f_r = 40$  ГГц.

Обширный цикл работ [20-26] посвящен спектроскопии горячих электронов, выполненной на ГЭТ из GaAs; поэтому в этих работах не указаны транзисторные параметры. Проблемы и результаты спектроскопии будут изложены в следующем разделе; здесь же только опишем использованную авторами структуру [20]. Толщины слоев (в нм) приведены на рис. 3, б;  $n^{++}$ -области (база, эмиттер и коллектор) легировались Si на уровне  $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , тонкие  $p^+$ -слои содержали такую же концентрацию Be. Толщина  $d$  базы варьировалась в широких пределах — от 170 нм в первых работах до 65 нм в более поздних. Ввиду использования структуры для спектроскопических исследований коллекторный барьер изготавливался выше эмиттерного, однако при подаче внешних смещений высоты барьеров меняются.

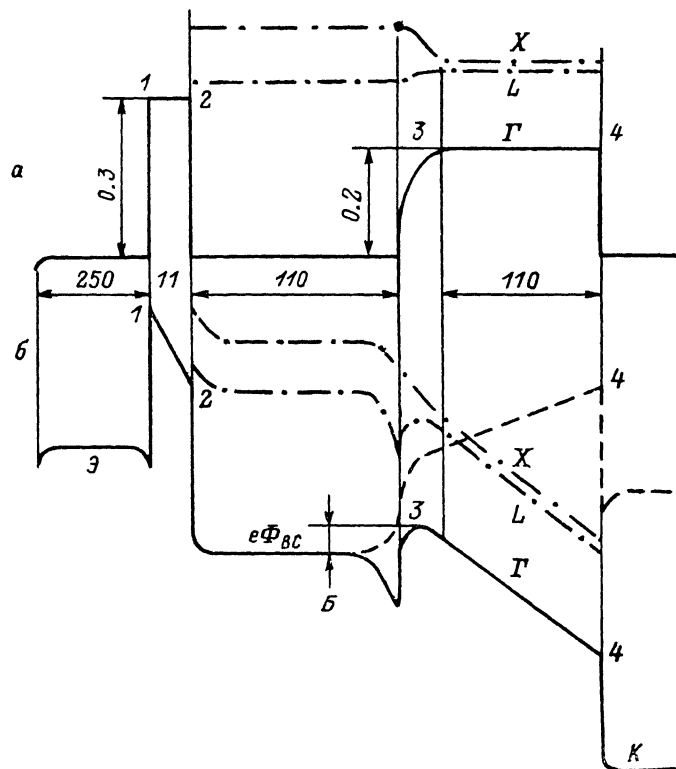


Рис. 4. Энергетическая диаграмма гетероструктурного ГЭТ [27].

*a* — без смещений, *б* — со смещенными эмиттерным и коллекторным барьерами; для  $\Gamma$ -зоны: сплошная кривая — в транзисторном режиме, штриховая — в режиме спектроскопии.

1.3. Гетероструктурные ГЭТ. ГЭТ с гетеробарьерами составляют самую многочисленную группу реализованных транзисторов обозреваемого типа. Чаще всего используются наиболее изученные гетеропереходы  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ , для получения которых наряду с МЛЭ применяется техника химического осаждения металлоорганических соединений из паровой фазы (MOCVD).

Рассмотрим гетероструктурный ГЭТ с  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -переходами, описанный в работах Хейблума с соавт. [27-31] (рис. 4). Резкие гетеропереходы 1 и 2 ограничивают тонкую область из  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ , служащую эмиттерным туннельно проникаемым барьером прямоугольной формы. При подаче внешнего смещения туннельная проникаемость этого барьера увеличивается только за счет изменения его формы электрическим полем (рис. 4, б). Два других гетероперехода 3 и 4 образуют широкий туннельно не прозрачный коллекторный барьер из  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ . Более низкое содержание Al обуславливает и более низкую высоту этого барьера по сравнению с эмиттерным. Существенно, что гетеропереход на границе с базой сделан не резким, как все остальные, а плавным — в виде варизонного слоя толщиной 20 нм, в котором доля алюми-

ния изменяется от 0.12 до 0.25. Такая мягкая форма переднего края коллекторного барьера позволяет регулировать его эффективную высоту  $e\Phi_{BC}$  (рис. 4, б) внешним смещением; с другой стороны, плавная форма барьера снижает квантово-механическое отражение электронов, проходящих через базу в коллектор.

База и эмиттер ГЭТ, показанного на рис. 4, легировались Si на уровне  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а коллектор — на уровне  $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Что касается  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -барьеров, то они специально не легировались и делались максимально чистыми. В дальнейшем толщина базы была доведена до 30 нм [29], при этом ее легирование было увеличено до  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ ; варьировались также параметры коллекторного барьера.

Еще до появления работ [27–31] несколько более упрощенную конструкцию гетероструктурного ГЭТ описала японская группа авторов [32–34], также использующая гетеропереходы  $\text{AlGaAs/GaAs}$ , выращенные МЛЭ. Все четыре гетероперехода в их транзисторе были резкими, причем в обоих барьерах  $x=0.3$ . Толщина эмиттерного барьера составила 50 нм в [32] и 25 нм в [33], что значительно превышает 11 нм в [27]. Для туннельного управления такими барьерами потребовались значительно более высокие напряжения. Коллекторный барьер имел толщину 100–150 нм, однако отсутствие варизонного слоя не позволяло управлять его высотой. Толщина базы также была весьма велика (100 нм), так что коэффициент усиления был существенно ниже, чем в лучших образцах из [29].

Другая японская группа [35], использовавшая для выращивания таких же гетероструктур технику МOCVD, получила более тонкую базу (~30 нм) и более тонкий эмиттерный барьер (~12 нм); благодаря этому они несколько превосходили результаты работ [32–34].

Та же техника МOCVD и те же материалы были использованы в [36] для получения треугольных варизонных гетеробарьеров в эмиттере и коллекторе. Энергетическая диаграмма их ГЭТ очень напоминает приведенную на рис. 3, б диаграмму ГЭТ с ПЛБ, различия только в числах. Толщина базы снижена до 80 нм (при той же концентрации носителей). Эмиттерный и коллекторный барьеры сохранили примерно те же геометрические параметры (например, плечи эмиттерного треугольника равны 100 и 20 нм). Высота же барьеров (как и во всех приборах на основе гетеропереходов  $\text{AlGaAs/GaAs}$ ) значительно ниже: эмиттерного — 0.19 эВ, коллекторного — несколько больше (поскольку конструкция этого прибора подобно показанной на рис. 3, б была предназначена прежде всего для спектроскопии).

Ввиду отмеченной малой высоты потенциальных барьеров все ГЭТ на основе гетеропереходов  $\text{GaAs/AlGaAs}$  являются принципиально низкотемпературными усилительными приборами, поскольку с ростом температуры растет неуправляемая часть коллекторного тока. Так, в [27] отмечаются практическая независимость коэффициента усиления  $\alpha$  (на уровне 0.7 при толщине базы 110 нм) от температуры в диапазоне 4.2–80 К и его снижение на 30 % при повышении температуры до 160 К. Большинство же измерений коэффициентов усиления в таких приборах выполнено при 77 или 4.2 К. При толщине базы 30 нм зафиксировано значение  $\alpha=0.9$  при энергиях инжектированных электронов в базе несколько ниже необходимой для ГЛ-рассеяния. С превышением этого порога коэффициент  $\beta$  снижался с 9 до 3 [31]. Данных о высокочастотных свойствах этих приборов не приведено.

Общим местом всех описанных выше конструкций является сильно легированная («квазиметаллическая») база. Необходимость такой базы, очевидная при использовании ПЛБ, была перенесена и на гетероструктурные ГЭТ. Как заметил Лури [37, 38], в гетероструктурных ГЭТ тонкую базу можно все оставить нелегированной: необходимо количество электронов в базе можно электростатически индуцировать из базового контакта при подаче смещения база—коллектор. При этом получается ГЭТ с индуцированной базой (подобно полевому транзистору с индуцированным каналом).

В прежних конструкциях сужение базового слоя, как правило, сопровождалось увеличением уровня легирования, необходимым для сохранения низкого сопротивления базы. С переходом к индуцированной базе стала очевидной

возможность резкого уменьшения толщины базы (без возрастания ее сопротивления). В показанной на рис. 5 реализованной конструкции ГЭТ с индуцированной базой [39] базой служила квантовая яма толщиной 10 нм. Коллекторный барьер толщиной 180 нм представлял собой однородную область из  $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ , ограниченную двумя резкими гетеропереходами, а эмиттерный барьер толщиной 150 нм имел треугольную форму с резкой стенкой со стороны базы. Ни квантовая яма, ни барьеры не легировались; эмиттерная же и коллекторная области были сильно легированы ( $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Треугольная форма эмиттерного барьера позволяла мягко управлять эмиттерной инжекцией. Авторы работы [39] получили рекордно высокое для гетероструктурных ГЭТ на основе пары GaAs/AlGaAs значение  $\alpha=0.96$ . Определенную трудность при реализации ГЭТ с квантовой базой представила проблема получения омического контакта с  $2D$ -газом в яме.

Для увеличения рабочих температур гетероструктурных ГЭТ необходимо отойти от традиционной гетеропары GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As и перейти к структурам с более значительным разрывом электронных зон. Такая попытка предпринята в работе [40], где использована пара  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  с разрывом зон  $0.5 \div 0.6$  эВ на подложке из InP. Структура, изготовленная МЛЭ, имеет сильно легированные слои эмиттера ( $N=5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), базы ( $N=5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) и коллектора ( $N=2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), выполненные из  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  и отделенные друг от друга нелегированными прямоугольными барьерами из  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ . Толщина эмиттерного барьера составляла 7.5 нм, а коллекторного — 80 нм. Попытка носила чисто пробный характер, ибо из-за нереалистичски толстой базы ( $\sim 300$  нм) коэффициент усиления был ничтожным. Недостатком данной гетеропары является сравнительно малый энергетический зазор, отделяющий боковые  $L$ -долины от основного  $\Gamma$ -минимума: 0.55 эВ. Эта величина порядка разрыва электронных зон на гетеропереходе, вследствие чего инжектированные в базу электроны интенсивно рассеиваются в боковые долины. Поэтому в дальнейшем была создана конструкция [41], в которой все слои существенно утоньшены, причем база — до 60 нм. Это позволило поднять долю баллистического переноса тока через базу до 82 % и сделало (по мнению авторов [41]) полученные приборные характеристики превосходящими таковые для более тонкобазового прибора [28], выполненного на основе гетеропары GaAs/AlGaAs.

Во избежание рассеяния в  $L$ -долины можно несколько понизить (и притом контролируемо) гетеробарьеры, применяя четверные сплавы  $\text{In}_{0.52}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.48}\text{As}$ . Эту идею реализовали авторы [42], применив в барьерах состав с  $x=0.5$  (что дало разрыв зон  $\sim 0.268$  эВ). При толщине базы 25 нм они получили  $\beta=15$  при 77 К. С утолщением базы до 50 нм  $\beta$  падал вдвое. Для изготовления ГЭТ с гетеробарьерами из четверных сплавов в [42] использовался импульсный метод МЛЭ.

Попытка достичь той же цели, что и в [42], применением гетеропары InGaAs/InP предпринята в [43]. Структура ГЭТ с InGaAs-базой толщиной 160 нм была выращена методом MOCVD.

Наконец, укажем на результат, полученный для ГЭТ с базой из InGaAs (толщиной 25 нм) и коллектором из InAlGaAs [44]. Здесь при 77 К получены значения  $\beta=10 \div 25$ . Подробнее на этой работе остановимся в п. 1.4.

Существенный рывок по всем параметрам ГЭТ произошел в связи с работой [45], где впервые описан ГЭТ на GaSb-подложке. Прибор представляет собой квантовую яму толщиной 10 нм из InAs, служащую базой ГЭТ и отделяющую селективно легированный эмиттерный барьер из  $\text{AlSb}_{0.92}\text{As}_{0.08}$  от коллекторного барьера из GaSb. Разрыв зон на эмиттерной стороне составляет 1.3 эВ, а на коллекторной  $\sim 0.8$  эВ. Полная поверхностная концентрация элек-

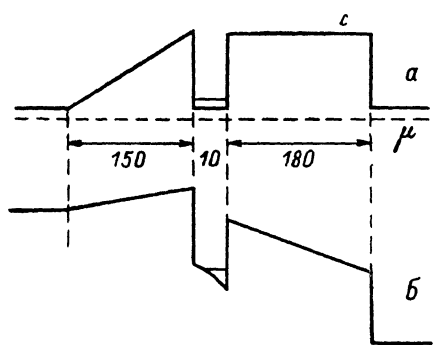


Рис. 5. ГЭТ с индуцированной базой [39]. а — без внешних смещений, б — в рабочем режиме.

тровов была  $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . В данном приборе достигнуты рекордные на сегодняшний день значения коэффициента усиления:  $\beta=17$  при  $T=300 \text{ К}$  и  $\beta=40$  при  $T=77 \text{ К}$  (при напряжении эмиттер—коллектор  $V_{EC}=3 \text{ В}$ ). Работа [45] — единственное пока сообщение о существенном усилении в ГЭТ при комнатной температуре.

В связи со структурой данного ГЭТ возникает целый ряд принципиальных вопросов. Во-первых, в гетеропереходах InAs—GaSb зона проводимости InAs в полосе шириной  $\sim 0.15 \text{ эВ}$  [46] перекрывается с валентной зоной GaSb. Это означает, что состояния, локализованные в квантовой яме, имеют возможность делокализоваться в области коллектора. Во-вторых, инжектированные в базу горячие электроны с энергией  $\sim 1.3 \text{ эВ}$  способны создавать электронно-дырочные пары в InAs (ширина запрещенной зоны  $\epsilon_g=0.5 \text{ эВ}$ ) и в GaSb ( $\epsilon_g=0.68 \div 0.8 \text{ эВ}$ ). В-третьих, в данном ГЭТ имеет место термоэлектронная эмиссия X-электронов непосредственно из AlSb<sub>0.92</sub>As<sub>0.08</sub>-барьера в Г-долину InAs-базы. Все три вопроса пока теоретически не исследованы.

Завершая рассмотрение гетероструктурных ГЭТ, укажем также на реализацию комбинированной структуры, сочетающей планарно легированный коллекторный барьер с гетероструктурным (вариантным) эмиттерным [47]. Эмиттерный барьер толщиной 50 нм имел треугольную форму, подобную использованной в [39] и показанной на рис. 5. База из сильно легированного GaAs

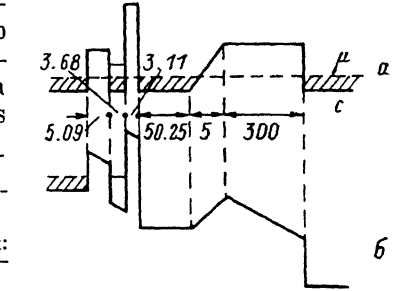


Рис. 6. Структура ГЭТ с туннельно-резонансным эмиттером.

a — без смещений, b — в рабочем режиме; доля  $\alpha$  алюминия: первый эмиттерный барьер — 0.3, второй эмиттерный барьер — 0.53, коллекторный барьер —  $0 \div 0.16$  [45].

( $N=10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) имела толщину 100 нм, а коллекторный барьер толщиной 270 нм был устроен точно так же, как и в работе [20] (рис. 3, б). В этом приборе высокий коллекторный барьер, позволяющий работать при комнатной температуре, сочетается с хорошо управляемым эмиттерным гетеробарьером.

1.4. ГЭТ с туннельно-резонансными структурами. В последнее время нарастает поток литературы, посвященной еще одному столь же «древнему», как и ГЭТ, направлению исследований — резонансному туннелированию в барьерных структурах [48–51]. Здесь мы остановимся лишь на тех работах, где туннельно-резонансная структура используется как элемент ГЭТ. В частности, она может замещать эмиттерный барьер (и тогда получается ГЭТ с падающими участками на входной и переходной ВАХ); она может быть включена также в состав базы и даже коллектора.

Более того, сама двухбарьерная структура ГЭТ с квантовой ямой в качестве базы и с туннельно прозрачными не только эмиттерным, но и коллекторным барьерами представляет собой туннельно-резонансный прибор с возможностью управления им с помощью базового электрода. Если в базе образуется более чем один квазистационарный квантовый уровень, то резонансным туннелированием через один из них (но не нижайший) можно управлять с помощью омического контакта с электронами, находящимися на нижайшем уровне (последний должен быть надежно изолирован от коллекторной цепи). При таком управлении в цепи коллекторного тока возникнет падающий участок (или участки) типа рассчитанных для некоторых частных моделей в работе [52]. Для успешного функционирования такого прибора необходимо, чтобы время жизни электрона на резонансном уровне относительно его ухода на более низкий уровень значительно превышало время туннелирования через коллекторный барьер.

Наряду с базой в виде одной квантовой ямы предложены транзисторы с базой в виде набора квантовых ям — конечной сверхрешетки [53, 54].

ГЭТ с туннельно-резонансной структурой в эмиттере будем называть резонансным ГЭТ, т. е. РГЭТ (по аналогии с английским RHET). На рис. 6 представлена структура РГЭТ [55] на основе гетеропары GaAs/AlGaAs. Ранее та же

группа авторов сообщила о более простой конструкции — с более широкой эмиттерной квантовой ямой, заключенной между одинаковыми барьерами, и прямоугольным коллекторным барьером [56]. Преимущество асимметричной эмиттерной квантовой ямы (рис. 6) по сравнению с прежней симметричной состоит в том, что при подаче напряжения симметричная яма «разваливается», тогда как в асимметричной яме высоты барьеров, образующих ее, изменяются таким образом, что в рабочей точке они имеют примерно одинаковую прозрачность (для резонансного уровня энергии).

Особенность РГЭТ состоит в наличии участка резкого спада эмиттерного тока как функции  $V_{BE}$  подобно имеющему место в туннельно-резонансном диоде. Аналогичные падающие участки наблюдаются в коллекторном и базовом токах. Остальная часть структуры — база и коллектор — такая же, как в описанном этой же группой авторов ГЭТ обычного типа [32]. Наличие падающих участков на ВАХ транзистора расширяет его функциональные возможности; в частности, он может работать как умножитель частоты [56] или мультипликатор [57] — в одной приборной единице.

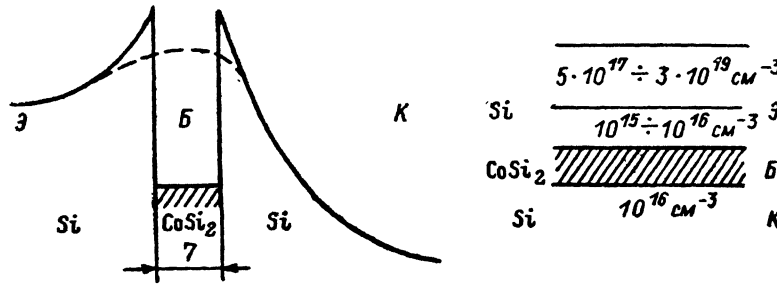


Рис. 7. SMS-структура, использованная в работах [58–62].

Штриховой линией показан ход потенциала в центре дырки.

В РГЭТ на основе GaAs/AlGaAs [55] отношение максимального  $I_p$  и минимального  $I_c$  коллекторных токов не превышало 2 ÷ 3. В РГЭТ же, изготовленном на подложке из InP, использующем эмиттерную туннельно-резонансную структуру InAlAs/InGaAs/InAlAs в сочетании с InGaAs-базой (25 нм) и коллекторным InAlGaAs-барьером [44], помимо существенного возрастания коэффициента усиления резко увеличилось и отношение  $I_p/I_c$  (до 10 ÷ 15), что связано с меньшей эффективной массой электронов в InGaAs по сравнению с GaAs.

Туннельно-резонансные структуры, помещенные в коллекторный барьер, позволяют осуществить еще один вариант спектроскопии горячих электронов (см. раздел 2).

1.5. Монолитные ГЭТ с металлической базой. Наряду с наметившимся в последнее время уклоном к чисто полупроводниковым конструкциям ГЭТ не оставлены также попытки создания этих приборов в исторически первоначальном варианте — с металлической базой. Наиболее последовательна в этом отношении французская группа Розенше и соавт. [58–62], применившая оригинальную технологию получения структуры Si/CoSi<sub>2</sub>/Si. Дисилицид кобальта CoSi<sub>2</sub> является металлом, образующим с электронным кремнием барьер Шоттки. Поэтому указанная структура относится к классическим SMS-структурам, предложенным когда-то Атталой и Кангом [63], Геппертом [64] и представляющим собой тонкий слой металла между двумя слоями полупроводника с барьерами Шоттки. Один из барьеров — эмиттерный — смещается в прямом направлении и обеспечивает инжекцию горячих электронов в металлическую базу, а другой — коллекторный — смещается в обратном направлении и ускоряет электроны, прошедшие сквозь базу (рис. 7).

Указанная структура выращивалась МЛЭ, в процессе которой на поверхность <111> Si наносился тонкий слой Co; последний в результате термообработки целиком превращался в слой CoSi<sub>2</sub>, поверх которого затем эпитаксиально наращивался достаточно толстый слой Si. Первые 200 ÷ 800 нм этого слоя легировались слабо ( $N = 10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ); затем следовала сильно легированная



область ( $N = 5 \cdot 10^{17} \div 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), и эта структура служила эмиттером, тогда как подложка с  $N = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  была коллектором. Толщина  $\text{CoSi}_2$ -базы варьировалась в пределах  $5 \div 30 \text{ нм}$ .

Несмотря на вполне передовую технологию, металлическая база (как и в экспериментах 60—70-х годов) содержала сквозные дырки, через которые эмиттер напрямую соединялся с коллектором. Поэтому ток через такую структуру помимо составляющей  $I_{\text{SMS}}$ , обусловленной термоэмиссией электронов через прямо смещенный эмиттерный барьер и их последующим квазибаллистическим переносом через базу, содержит еще и составляющую  $I_{\text{ph}}$ , текущую через сквозные дырки (pinholes). Оба эти тока эффективно управляются потенциалом базы и приводят к эффекту усиления. Поэтому разделение их вкладов в полный ток является непростой задачей.

Разделение коллекторного тока на указанные две составляющие в SMS-структуре выполнил в свое время Антулла [65, 66], используя различие их функциональных зависимостей от напряжения эмиттер—база  $V_{\text{BE}}$ . В работах 60-х годов в целом преобладала составляющая  $I_{\text{ph}}$ .

В работах [59—61] разделение эмиттерного тока выполнялось путем измерения его зависимости от напряжения база—коллектор  $V_{\text{BC}}$ ; составляющая  $I_{\text{SMS}}$  должна зависеть от него слабо, так что зависимость от  $V_{\text{BC}}$ , если она есть, обусловлена  $I_{\text{ph}}(V_{\text{BC}})$ . В этих же работах использован и другой метод разделения — посредством обращения включения транзистора.

Как показано на рис. 7, эмиттером является наращенный на  $\text{CoSi}_2$  слой Si, а коллектором — подложка. Это связано с весьма ощутимой разницей эффективных работ выхода электрона из  $\text{CoSi}_2$  в подложку (0.63 эВ) и в наращенный сверху слой (0.68 эВ), вследствие чего инжектированный электрон обладает некоторым запасом энергии для выхода в коллектор. При обращении эмиттера с коллектором коэффициент усиления по этой причине должен сильно упасть, что и наблюдалось экспериментально (на 3 порядка!) [60]. Из этих измерений авторы делают вывод о малости вклада  $I_{\text{ph}}$  в полный эмиттерный ток их прибора и о доминировании в усилении механизма, основанного на переносе горячих электронов. Максимальный коэффициент усиления в схеме с общей базой для транзисторов этого типа пока не превзошел 0.15 и (ввиду своей малости) экспоненциально спадает с утолщением базы; это значение  $\alpha$  соответствует длине пробега  $\sim 8 \text{ нм}$  при 300 К и 35 нм при 77 К.

Наличие полевого механизма усиления на основе тока  $I_{\text{ph}}$  породило параллельно развивающееся направление по созданию металлических базовых слоев с контролируемыми (по размеру и концентрации) дырками в них. Такой прибор явился бы аналогом транзистора с проницаемой базой и отличался бы от него лишь нерегулярным характером отверстий в базе и малой (пока!) относительной площадью этих отверстий. Ввиду такой перспективы другая группа исследователей, работающая с той же структурой  $\text{Si}/\text{CoSi}_2/\text{Si}$ , изучила характеристики возникающих в базе дырок (их форму, размеры, плотность) в зависимости от условий выращивания (температуры, ориентации подложки, чередования и толщины наносимых слоев Si и Co, а также толщины получаемого слоя  $\text{CoSi}_2$ ) [67, 68]. Приблизительно рассмотрена электроника такого транзистора [69], для которого предложено название — транзистор с естественно проницаемой базой. Отметим также, что описанная выше техника  $\text{Si}/\text{CoSi}_2/\text{Si}$  оказалась пригодной и для реализации транзистора с «искусственно» проницаемой базой [62]; здесь из  $\text{CoSi}_2$  была выполнена периодическая сетка затвора.

Попытки создания транзистора с естественно проницаемой базой перенесены уже с кремния на арсенид галлия, на подложку из которого наносился слой вольфрама, а на нем вновь эпитаксиально выращивался GaAs [70]. Дырки в слое W не только служили для токопереноса, но и лежали в основе механизма передачи эпитаксиальности от подложки к наращенному слою GaAs (так считают авторы работы [70], где описан процесс изготовления структуры с толщиной вольфрамовой базы  $8 \div 15 \text{ нм}$ ).

Теория токопереноса сквозь дырки в металлической базе развита в работе [71].

1.6. ГЭТ со сверхпроводящей базой. Еще до вступления в эпоху высокотемпературной сверхпроводимости появился ряд работ, авторы

энергии пытались создать приборные структуры, сочетающие полупроводники и сверхпроводники. Из них наиболее привлекательными представляются полевые транзисторы, основанные на управлении с помощью затвора эффектом близости в полупроводниковом канале между сверхпроводящими истоком и стоком [72-74]. Здесь рассмотрена иная серия пионерских работ, где предлагается использовать сверхпроводник в обычной структуре ГЭТ с металлической базой. При этом замена нормального металла сверхпроводящим обеспечивает нулевое сопротивление базы  $R_B$ , а следовательно, нулевое время заряда эмиттерной емкости  $R_B C_E$  и отсутствие эффекта вытеснения эмиттерного тока к базовым выводам. В качестве материалов для базы такого Super-HEТ в работах [75-77] использованы ниобий и соединение NbN.

В первой из этих работ [75] в качестве эмиттера использован  $n^+$ -GaAs ( $N = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), на который наносилась ниобиевая пленка (толщина ее варьировалась в пределах  $10 \div 120 \text{ нм}$ ); сверху наносился слой аморфного кремния (10 нм), служивший коллекторным барьером, а на него — омический контакт. Столь малая толщина коллекторного барьера объясняется тем, что прибор предназначен для работы при гелиевых температурах, так что оптимальными являются напряжения  $\sim 0.1 \text{ В}$ .

В дальнейшем [77] на основании теоретических соображений [76] в качестве материала для коллекторного барьера был выбран аморфный InSb, слой которого толщиной  $600 \div 900 \text{ \AA}$  (как и слой Nb) наносился распылением. Основанием для такого выбора были малая работа выхода электрона из Nb в InSb и малая эффективная масса электронов в InSb. Эксперименты [75, 77] позволили оценить длину свободного пробега горячих электронов в Nb величиной  $\sim 100 \text{ нм}$  и реализовать значение  $\alpha \sim 0.8$ . Приборы с базой из NbN имели более высокое усиление, чем с базой из Nb, при одинаковых толщинах базы.

## 2. Физические исследования на основе ГЭТ

Многие из описанных выше конструкций ГЭТ не могли в полном смысле слова считаться транзисторами ввиду небольшого коэффициента усиления. Ценность их в ином: они позволяют изучать процессы релаксации импульса и

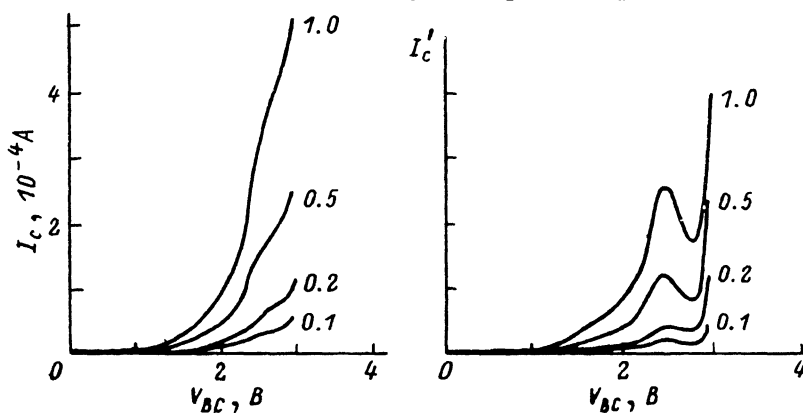


Рис. 8. Зависимости  $I_C$  и  $I'_C$  от  $V_{BC}$ .

$d=120 \text{ нм}$ , числа у кривых — значения эмиттерного тока (в мА) [21].

энергии высокоэнергетических электронов, инжектированных эмиттером в базу, и получать информацию, необходимую для проектирования совершенных приборов. Это направление исследований получило особое название: спектроскопия горячих электронов (hot electron spectroscopy) [20]. Предложено два принципа спектроскопии функции распределения электронов в базе по энергии движения поперек структуры: 1) путем варьирования высоты коллекторного барьера (транзисторная спектроскопия), 2) путем варьирования энергии резонансного туннелирования в коллекторной туннельно-резонансной структуре (туннельно-резонансная спектроскопия).

Транзисторная спектроскопия сводится к измерению зависимостей коллекторного тока  $I_C$  от напряжения база—коллектор  $V_{BC}$  при различных токах эмиттера  $I_E$  с последующим дифференцированием  $I_C$  по  $V_{BC}$ . Типичный вид зависимостей  $I_C$  и  $I'_C = dI_C/dV_{BC}$  от  $V_{BC}$  представлен на рис. 8; зависимости  $I'_C(V_{BC})$  дают в некотором масштабе непосредственно функцию распределения электронов у коллекторного барьера по импульсам  $p_{\perp}$  вдоль тока.

В самом деле, плотность коллекторного тока можно записать в виде

$$i_C = -e \int v_{\perp} F(\mathbf{p}) d\mathbf{p} = -e \int_{p_{\perp}^0}^{\infty} v_{\perp} f(p_{\perp}) dp_{\perp}, \quad (1)$$

где  $p_{\perp}^0$  определяется высотой коллекторного барьера  $e\Phi_{BC}$  по отношению ко дну базы:  $\varepsilon(p_{\perp}^0) = e\Phi_{BC}$ . Здесь  $\varepsilon(\mathbf{p})$  — кинетическая энергия электрона с полным

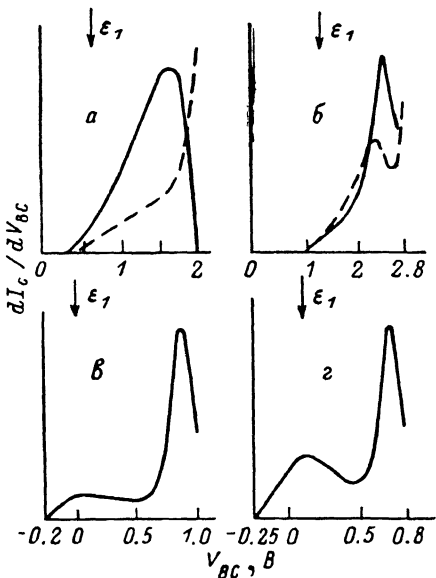


Рис. 9. Экспериментальные спектры горячих электронов в базе транзистора с ПЛБ [20, 25]. Толщина базы, нм: а — 160, б — 120, в — 85, г — 65; штрихи — кривые до процедуры вычитания,  $\varepsilon_1$  — энергия инжекции.

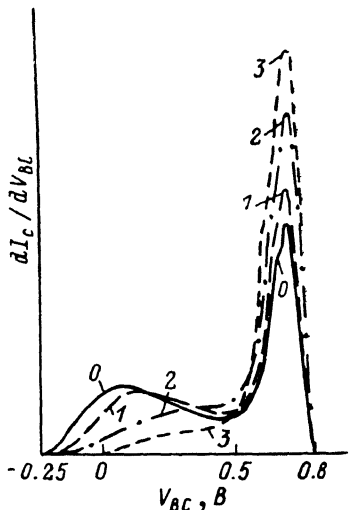


Рис. 10. Влияние на спектр горячих электронов в базе транзистора поперечного магнитного поля.

Цифры у кривых — значения поля (в Т) [25].

импульсом  $\mathbf{p}$ , а  $f(p_{\perp}) = \int F(\mathbf{p}) dp_{\parallel}$ , где  $p_{\parallel}$  — двумерный импульс в плоскости базы. Дифференцируя  $i_C$  по  $V_{BC}$ , получим

$$i'_C = \frac{di_C}{dV_{BC}} = ev_{\perp}(p_{\perp}^0) \frac{dp_{\perp}^0}{dV_{BC}} f(p_{\perp}^0) - e \int_{p_{\perp}^0}^{\infty} v_{\perp} \frac{df(p_{\perp})}{dV_{BC}} dp_{\perp}. \quad (2)$$

Спектроскопия  $f(p_{\perp}^0)$  осуществляется в максимально простой форме, если вторым слагаемым в правой части (2) можно пренебречь, а коэффициент  $ev_{\perp}(p_{\perp}^0)(dp_{\perp}^0/dV_{BC})$  в первом слагаемом считать не зависящим от  $V_{BC}$ . При параболической зоне этот коэффициент равен  $e^2(d\Phi_{BC}/dV_{BC})$ , так что высота барьера  $e\Phi_{BC}$  должна линейно отслеживать напряжение  $V_{BC}$ . Необходимая достаточно сильная и близкая к линейной зависимость  $\Phi_{BC}$  от  $V_{BC}$  требует создания коллекторных барьеров специальной формы (что, вообще говоря, не требуется для ГЭТ как такового). Указанная зависимость обеспечивается

как в работах [20-26, 47], где использованы ПЛБ треугольной формы,<sup>1</sup> так и в работах [27-31, 40, 41, 43] с гетероструктурными коллекторными барьерами. В первом случае  $d\Phi_{BC}/dV_{BC} \simeq d_1/(d_1+d_2)$ , где  $d_1, d_2$  — плечи треугольного барьера (рис. 3); во втором случае линейная зависимость  $\Phi_{BC}$  от  $V_{BC}$  имеет место при подаче на коллектор отрицательного напряжения.

В цикле работ [20-26] получена картина эволюции зависимостей  $I'_c(V_{BC})$  при последовательном сужении базы ГЭТ, причем высота коллекторного ПЛБ могла быть снижена практически до нуля. Самым толстым базам отвечают монотонные зависимости с резким ростом  $I'_c$  при сильном понижении коллекторного барьера, приводящем к прямой термоэлектронной эмиссии из базы

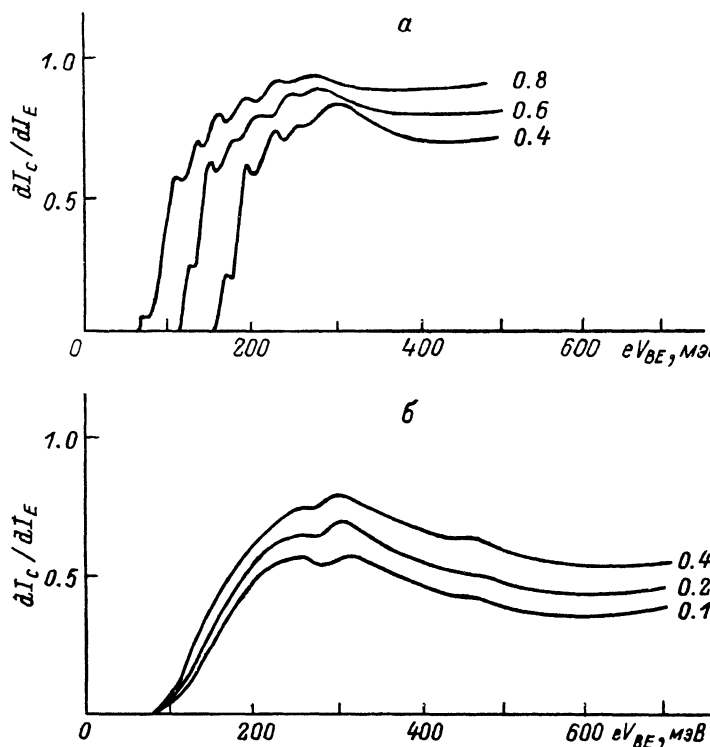


Рис. 11. Зависимость дифференциального коэффициента усиления ГЭТ на основе GaAs/AlGaAs от энергии инжекции электронов.

а — [31], б — [86]; числа у кривых — коллекторное смещение (в В).

в коллектор. Если из кривых, отвечающих разным токам  $I_E$ , вычтеть одну, соответствующую нулевому току, то такие «разностные» кривые будут описывать только инжекционные добавки. Такие добавки, представленные на рис. 9, имеют резкий пик вблизи уровня Ферми, отвечающий уходу в коллектор горячих электронов, отрелаксировавших почти до поверхности Ферми в базе. При сужении базы в распределении появляется второй пик в окрестности энергии инжекции (рис. 9, в, г). Он приписывается баллистическим и квазibalлистическим электронам. Чрезмерная ширина этого пика связывается авторами [20-26] с флуктуациями высоты коллекторного (анализирующего) барьера. Нам представляются более важными флуктуации в эмиттерном ПЛБ. Совершенно оригинальное объяснение уширения, связанное с возбуждением в базе ГЭТ двухпучковой неустойчивости и рассеянием баллистических электронов на зарядовых волнах, представили авторы работы [84].

Магнитное поле, лежащее в плоскости базы, в полном согласии с вышеиз-

<sup>1</sup> Теоретическое рассмотрение токопрохождения через треугольные ПЛБ содержится в работах [78-80]. В работах [81, 82] рассмотрены ПЛБ иной формы. Влияние объемного заряда электронов при прохождении тока через ПЛБ на его форму учтено в работе [83].

ложенной интерпретацией по мере своего роста уничтожает низковольтный (баллистический) пик; высоковольтный же пик остается на месте, уширяется и растет по высоте (рис. 10).

В работах [27-30] спектроскопический анализ выполнен на гетероструктурных ГЭТ в области отрицательных смещений  $V_{BC}$ . В этом случае вершина коллекторного барьера лежит на гетеропереходе 4 (рис. 4), что эффективно сильно утолщает базу прибора. По-видимому, по этой причине в указанных работах всегда разрешался только один пик распределения. Так, в [27] при толщине базы 110 нм распределение электронов практически не зависело от энергии инжекции  $eV_{BE}$  и температуры, что свидетельствует в пользу того, что наблюдавшийся там пик состоял из прорелаксировавших (но еще горячих) электронов. На ГЭТ же с более тонкими базами [28, 29] наблюдаемые пики лежали вблизи энергии инжекции (т. е. соответствовали баллистическим электронам) и включали в себя 15 % инжектированных электронов при  $d=80$  нм, 30 % — при  $d=30$  нм и 75 % — при  $d=30$  нм, но пониженной высоте коллекторного барьера и уровне легирования базы.

Из измерений зависимости коллекторного и эмиттерного токов от энергии инжекции и высоты коллекторного барьера можно извлечь также ряд подробностей энергетического спектра электронов в базе [31, 85, 86]. В частности, на этих зависимостях проявляются пороги рассеяния электронов из центральной Г-долины в боковые L- и X-долины, а также энергии квантования элек-

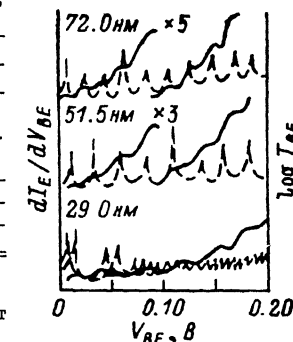


Рис. 12. Зависимость дифференциальной проводимости эмиттерного барьера (сплошные кривые — эксперимент) и коэффициента его туннельной прозрачности  $T_{BE}$  (штриховые кривые — расчет) от напряжения смещения эмиттера при  $V_{BC}=0$ ,  $T=4.2$  К.

Указаны толщина базы (в нм) и фактор увеличения масштаба по оси ординат в области малых напряжений [85].

тронов в тонкой базе (ниже коллекторного барьера) и «квазиквантования» (виртуального квантования) для надбарьерных электронов за счет их отражения от коллекторного барьера. Как уход в боковые («тяжелые») долины, так и отражение надбарьерного электрона приводят к задержке его пребывания в базе, а следовательно, и к более вероятному его рассеянию, так что эти процессы приводят к снижению усиления.

На рис. 11 приведены зависимости дифференциального коэффициента усиления  $\tilde{\alpha} = dI_C/dI_E$  от напряжения  $V_{BE}$ , задающего энергию инжекции. Наблюдаются насыщение и даже снижение  $\tilde{\alpha}$  начиная со значений  $V_{BE}$ , отвечающих порогу ГL-рассеяния. До этого порога видны осцилляции, обусловленные резонансами виртуального квантования. При тонкой базе (30 нм) [31] уменьшение  $\tilde{\alpha}$  из-за ГL-переходов невелико; при более толстой базе [86] это снижение более значительно, а виртуальные состояния не проявляются, зато проявляются иные детали, связанные, по мнению авторов [86], с особенностями междолинного рассеяния. Гидростатическое сжатие эффективно управляет зависимостями  $\tilde{\alpha}(V_{BE})$  в области насыщения [31].

В дифференциальной проводимости эмиттерного барьера  $dI_E/dV_{BE}$  как функции  $V_{BE}$  проявлялись в виде четких осцилляций не только виртуальные надбарьерные состояния электронов в базе, но и связанные состояния ниже коллекторного барьера [85]. Согласие резонансов в проводимости с резонансами в рассчитанном коэффициенте туннельной прозрачности демонстрируется на рис. 12.

Для анализа распределения электронов по импульсам  $p_{\perp}$  используется также двухбарьерная туннельно-резонансная структура в коллекторе, имеющая острые пики туннельной прозрачности. Этот метод спектроскопии предложен в работе [87]; там же он реализован в варианте с широкозонным фотоэмиттером (рис. 13, а). Позднее [88] авторы предложили использовать этот же метод и в ГЭТ (рис. 13, б). При размерах пролетной области 25 и 50 нм в [87, 88]

обнаружены такие же два пика в функции распределения  $f(p_{\perp})$  неосновных носителей, которые наблюдались в работах [20-26] для основных. В данной методике пики функции распределения проявляются непосредственно в виде всплесков коллекторного тока (а не его производных).

Отметим, что функции  $f(p_{\perp})$ , полученные по каждой из двух методик, должны заметно различаться. При транзисторной спектроскопии электроны захватываются коллектором при всех энергиях, превышающих высоту коллекторного барьера; поэтому измеряемая  $f(p_{\perp})$  в максимальной мере учитывает влияние ухода электронов в коллектор. При туннельно-резонансной же спектроскопии электроны уходят в коллектор только в узких полосах туннельного резонанса, так что релаксация электронов в базе здесь значительно слабее подтверждена коллекторному эффекту.

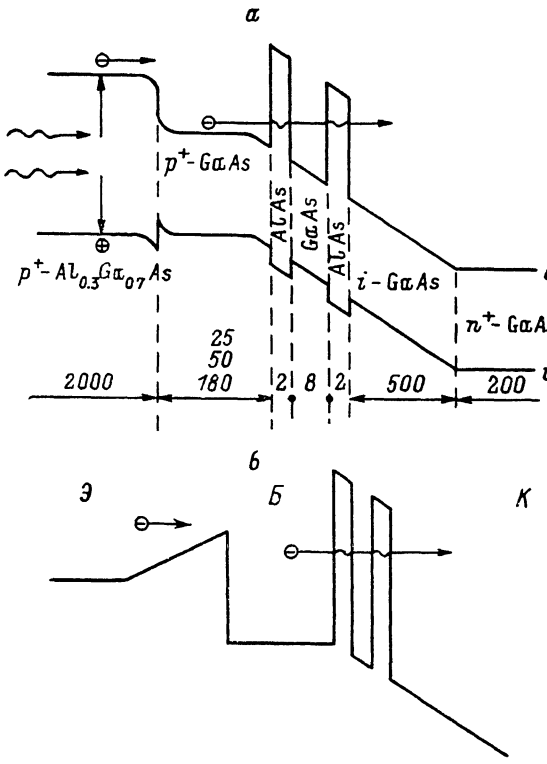


Рис. 13. Варианты туннельно-резонансной спектроскопии. а — диодная с фотоинжекцией, б — транзисторная [87, 88].

### 3. Теоретический анализ электронных процессов в базе ГЭТ

Теория ГЭТ (как и других сверхбыстродействующих транзисторов) должна предсказать частотные зависимости малосигнальных параметров эквивалентной схемы [и, в частности, коэффициентов усиления  $\alpha(\omega)$  и  $\beta(\omega)$ ], а также (имея в виду применение в дискретной технике) — форму импульсов тока во входной и выходной цепях под действием импульсов напряжений. Специальный интерес представляет спектральная плотность токовых шумов.

Большая часть указанных задач имеет, однако, не специфический для ГЭТ характер, поскольку при реальных параметрах ГЭТ его инерционность определяется не столько поведением горячих электронов в базе, сколько явлениями в эмиттерном и коллекторном барьерах, а также проводимостью базы, обусловленной холодными (равновесными) электронами. В самом деле, во всех описанных конструкциях коллекторный барьер не тоньше 100 нм, т. е. он в 3—5 раз превышает толщину базы. Транспортная скорость электронов в коллекторном барьере существенно ниже скорости их баллистического движения в базе;

поэтому время пробега электронами коллекторного барьера, как правило, более чем в 10 раз превышает время бесстолкновительного пролета базы. Это позволяет ограничиться в большинстве теоретических работ расчетом только статических значений коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$ ; последние должны быть макси-

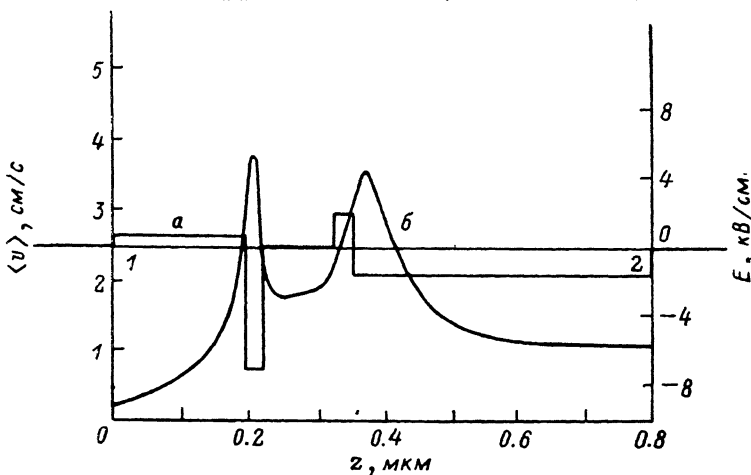


Рис. 14. Структура электрического поля (а) и вычисленная среднеансамблевая скорость электронов (б) в ГЭТ из GaAs с ПЛБ [90].

мально велики, в частности  $\alpha(0)$  должен быть максимально близок к 1. Для этого горячие электроны должны как можно реже рассеиваться в базе, база должна быть максимально тонкой, а коллекторный барьер — максимально низким.

Однако утоньшению базы препятствует рост ее сопротивления, приводящий к росту времени заряда емкости эмиттерного барьера, а также к усилению

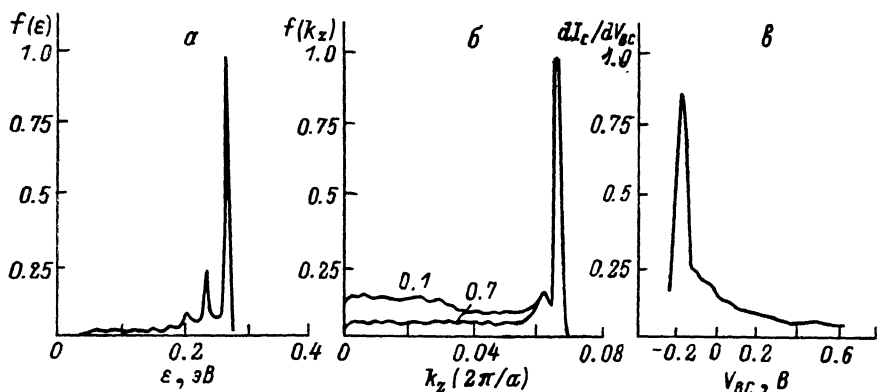


Рис. 15. Рассчитанные функции распределения электронов по энергии (а), по поперечным импульсам (б) и в виде  $dI_C/dV_{BC}$  (в).

Числа у кривых — значения  $V_{BC}$  (в В) [91].

эффекта вытеснения тока к базовым электродам [89]. Понижение же коллекторного барьера, необходимое для уменьшения квантового отражения от него (приводящего к увеличению среднего времени пребывания электрона в базе, а следовательно, к повышению инерционности и увеличению вероятности рассеяться), сопровождается ростом неуправляемой части коллекторного тока, а также выходом в коллектор не только баллистических, но и многократно рассеявшихся электронов (что опять-таки ведет к повышению инерционности).

Теоретические работы, посвященные электронным процессам в ГЭТ, четко подразделяются на две группы. Первую составляют работы [90–95], относящиеся либо к базам из GaAs, либо к базам из InGaAs. Рассмотрение в них ведется на

основе численного моделирования методом Монте-Карло, что позволяет авторам детально учесть все мыслимые механизмы рассеяния. Во вторую группу входят работы английских авторов [96-98], где делаются попытки аналитического расчета ГЭТ; эти работы ориентированы на описание монолитных кремниевых ГЭТ Шэннона (п. 1.1).

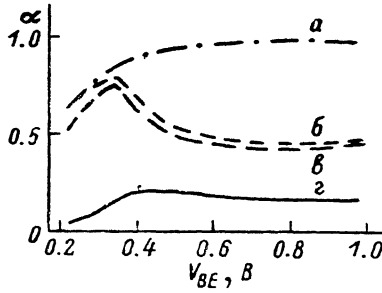


Рис. 16. Зависимость расчетного коэффициента усиления ГЭТ на основе гетеропары GaAs/AlGaAs от напряжения смещения эмиттера.

$V_{BC}=0.2$  В,  $d=100$  нм, концентрация электронов в базе  $N=10^{18}$  см<sup>-3</sup>,  $T=77$  К; учтены механизмы рассеяния: а — акустические и оптические фононы и примеси, б — то же плюс междолинные фононы, в — плюс еще квантово-механическое отражение, г — плюс еще плазмоны [92].

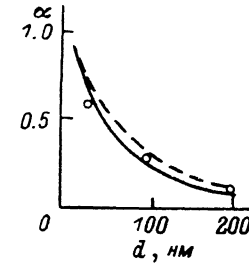


Рис. 17. Зависимость коэффициента усиления гетероструктурного ГЭТ от толщины GaAs-базы.

Сплошная кривая — расчетная [92], штриховая — расчетная, но без учета плазмонов [92], точки — эксперимент [93].

За недостатком места кратко остановимся лишь на работах первой группы. Все они основаны на предположении о горячих электронах как о классических частицах, имеющих координату и скорость и случайно «рассеивающихся» с заданными вероятностями, зависящими от их кинетической энергии. Эти вероятности имитируют рассеяние на ионизированной примеси, акустических фононах, поляризационном потенциале оптических фононов, а также на тепловых электронах из фермиевского резервуара. Последний механизм включает в себя как парные столкновения, так и взаимодействие с коллективными возбуждениями (плазмонами). Поскольку при сильном легировании частоты плазмонов близки к частотам продольных оптических фононов, практически всегда

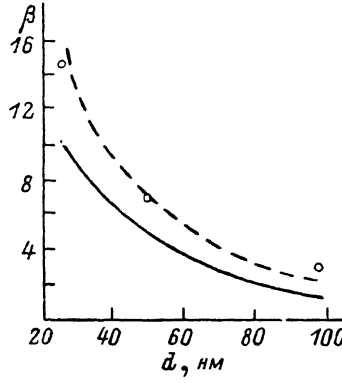


Рис. 18. Зависимость коэффициента усиления ГЭТ с ПЛБ от толщины базы из In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As.

Сплошная кривая — расчетная [94] при  $e\Phi_{BC}=0.628$  эВ, что отвечает измеренной в [42] высоте коллекторного барьера, штриховая — расчетная [92] при  $e\Phi_{BC}=0.210$  эВ, что отвечает барьеру, пониженному приложенным напряжением  $V_{BC}$ , точки — эксперимент [42].

происходит гибридизация этих возбуждений с образованием плазмон-фононных мод. При малых волновых векторах, когда эти моды хорошо определены, взаимодействие с ними исчерпывает этот канал рассеяния. При больших передаваемых импульсах плазмон-фононные моды сильно затухают (затухание Ландау) и горячие электроны рассеиваются отдельно на фононах и на электронах (парные столкновения). За исключением работы [92], отражение от барьеров считалось классическим.

В работе [90] рассчитаны коэффициент  $\beta$  и время пролета  $\tau$  от эмиттера до коллектора (между точками 1 и 2 на рис. 14) для GaAs ГЭТ с ПЛБ путем расчета средней по ансамблю скорости электронов в каждой точке структуры. При толщине всей структуры  $\sim 1$  мкм  $\tau=5\div 6$  пс, что соответствует частоте  $1/2\pi\tau \approx 25\div 31$  ГГц.



ГЭТ с ПЛЕ на основе GaAs рассмотрен также в работе [91], посвященной изучению степени обоснованности транзисторной спектроскопии горячих электронов. В базу электроны «инжектировались» с фиксированной энергией 0.26 эВ (как в экспериментах [20-22]). Распределение электронов на выходе из базы (рис. 15, а) имеет форму повторяющихся пиков, отделенных друг от друга энергией плазмон-фонона (~0.03 эВ). В функции распределения  $f(p_{\perp})$  по нормальному к барьерам импульсам (рис. 15, б) сохраняются только первый — баллистический — пик и рудимент второго. На расчетной же зависимости  $I'_G(V_{BC})$  (рис. 15, в) нет никакой структуры, кроме основного баллистического пика. Сравнение двух последних кривых говорит о заметном влиянии высоты коллекторного барьера на функцию  $f(p_{\perp})$ , т. е. об ее зависимости от напряжения  $V_{BC}$ , не учитываемой данным спектроскопическим методом [см. второй член в формуле (2)].

В работе [92] рассмотрен гетероструктурный ГЭТ на основе GaAs/AlGaAs. Здесь рассчитана (рис. 16) зависимость коэффициента  $\alpha$  от напряжения  $V_{BF}$  (с ростом которого растет энергия инжекции) при последовательном добавлении к внутримолекулярному фононному рассеянию рассеяния на заряженной примеси (кривая а), на междолинных фононах (кривая б), квантово-механического отражения от коллекторного барьера (кривая в) и рассеяния на плазмонах (кривая г). Последний механизм настолько сильно снижает усиление, что теоретические значения легли ниже экспериментальных (рис. 17).

В работе [93] продемонстрирован рост усиления при переходе к InGaAs как материалу базы, а в [94] выполнен подробный расчет транзисторных характеристик ГЭТ с базой из  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ . Здесь сравнение с экспериментом демонстрирует хорошее согласие (рис. 18).

Пролетные времена через базу в [92] оказались теми же, что и в [90]: ~0.5 пс для базы из GaAs толщиной 100 нм; для базы из  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  соответствующее время составило 0.1 пс [94].

В предыдущих работах электрическое поле в базе считалось отсутствующим. В работе [95] расчет выполнен в предположении, что в базе есть электрическое поле либо встроенное (связанное с неоднородным легированием или изменением состава), либо внешнее. Расчет показал, что в этих условиях угловой разброс электронов на выходе из базы может быть меньше, чем на входе в нее. Это привело авторов к предложению нового двухбазового ГЭТ, в котором первый базовый промежуток с более сильным полем создает более или менее сфокусированный пучок ускоренных электронов, который затем используется во втором базовом промежутке для получения усиления.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Eastman L. F. — J. Vac. Sci. Techn., 1981, v. B1, N 2, p. 131—134.
- [2] Heiblum M. — Sol. St. Electron., 1981, v. 24, N 4, p. 343—366.
- [3] Рыжий В. И., Баннов Н. А., Федирко В. А. — ФТП, 1984, т. 18, в. 5, с. 769—786.
- [4] Пожела Ю., Юцене В. Физика сверхбыстродействующих транзисторов. Вильнюс, 1985. 110 с.
- [5] Shannon J. M. — IEE J. Sol. St. Electron. Dev., 1979, v. 3, N 5, p. 142—144.
- [6] Shannon J. M. — IEE Proc. I. Sol. St. Electron. Dev., 1981, v. 128, N 4, p. 134—140.
- [7] Shannon J. M., Gill A. — Electron. Lett., 1981, v. 17, N 17, p. 620—621.
- [8] Shannon J. M., Goldsmith B. J. — Thin. Sol. Films, 1982, v. 89, N 1, p. 21—26.
- [9] Shannon J. M., Slater J. A. — Japan. J. Appl. Phys., 1983, v. 22 (Suppl. 22-1), p. 259—262.
- [10] Shannon J. M. — Appl. Phys. Lett., 1979, v. 35, N 1, p. 63—65.
- [11] Shannon J. M., Goldsmith B. J. — IEEE Electron. Dev. Lett., 1985, v. EDL-6, N 11, p. 583—585.
- [12] Vescan L., Spletstösser J., Beneking H. — Electron. Lett., 1986, v. 22, N 9, p. 493—494.
- [13] Vescan L., Beneking H. — Electron. Lett., 1986, v. 22, N 19, p. 994—996.
- [14] Shannon J. M. — Sol. St. Electron., 1976, v. 19, N 6, p. 537—543.
- [15] Woodcock J. M., Harris J. J., Shannon J. M. — Physica, 1985, v. 134B, N 1-3, p. 111—115.
- [16] Woodcock J. M., Harris J. J., Shannon J. M. — J. Vac. Sci. Techn., 1986, v. B4, N 2, p. 609—611.
- [17] Malik R. J., Aucoin T. R., Ross R. L., Board K., Wood C. E. C., Eastman L. F. — Electron. Lett., 1980, v. 16, N 22, p. 836—838.
- [18] Eastman L. F. — J. de Phys., 1981, v. 42 (Suppl. 10), p. C7-263-C7-269.

- [19] Hollis M. A., Palmateer S. C., Eastman L. F., Dandekar N. V., Smith P. M. — IEEE Electron. Dev. Lett., 1983, v. EDL-4, N 12, p. 440—443.
- [20] Hayes J. R., Levi A. F. J., Wiegmann W. — Electron. Lett., 1984, v. 20, N 21, p. 851—852.
- [21] Hayes J. R., Levi A. F. J., Wiegmann W. — Phys. Rev. Lett., 1985, v. 54, N 14, p. 1570—1572.
- [22] Levi A. F. J., Hayes J. R., Platzman P. M., Wiegmann W. — Physica, 1985, v. 134B, N1-3, p. 480—486.
- [23] Hayes J. R., Levi A. F. J., Wiegmann W. — Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, N 9, p. 964—966.
- [24] Levi A. F. J., Hayes J. R., Platzman P. M., Wiegmann W. — Phys. Rev. Lett., 1985, v. 55, N 19, p. 2031—2033.
- [25] Hayes J. R., Levi A. F. J., Wiegmann W. — Appl. Phys. Lett., 1986, v. 48, N 20, p. 1365—1367.
- [26] Hayes J. R., Levi A. F. J. — IEEE J. Quant. Electron., 1986, v. QE-22, N 9, p. 1744—1752.
- [27] Heiblum M., Thomas D. C., Knoedler C. M., Nathan M. I. — Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, N 10, p. 1105—1107.
- [28] Heiblum M., Nathan M. I., Thomas D. C., Knoedler C. M. — Phys. Rev. Lett., 1985, v. 55, N 20, p. 2200—2203.
- [29] Heiblum M., Anderson I. M., Knoedler C. M. — Appl. Phys. Lett., 1986, v. 49, N 4, p. 207—209.
- [30] Heiblum M., Thomas D. C., Knoedler C. M., Nathan M. I. — Surf. Sci., 1986, v. 174, N 1-3, p. 478—480.
- [31] Heiblum M., Calleja E., Anderson I. M., Dumke W. P., Knoedler C. M., Osterling L. — Phys. Rev. Lett., 1986, v. 56, N 26, p. 2854—2857.
- [32] Yokoyama N., Imamura K., Ohshima T., Nishi H., Muto S., Kondo K., Hiyamizu S. — Japan. J. Appl. Phys., 1984, v. 23, N 5, p. L311—L312.
- [33] Muto S., Imamura K., Yokoyama N., Hiyamizu S., Nishi H. — Electron. Lett., 1985, v. 21, N 13, p. 555—556.
- [34] Imamura K., Muto S., Yokoyama N., Sasa M., Ohnishi H., Hiyamizu S., Nishi H. — Surf. Sci., 1986, v. 174, N 1-3, p. 481—486.
- [35] Hase I., Kawai H., Imanaga S., Kaneko K., Watanabe N. — Electron. Lett., 1985, v. 21, N 17, p. 757—758.
- [36] Levi A. F. J., Hayes J. R., Bhat R. — Appl. Phys. Lett., 1986, v. 48, N 23, p. 1609—1611.
- [37] Luryi S. — IEEE Electron. Dev. Lett., 1985, v. EDL-6, N 4, p. 178—180.
- [38] Luryi S. — Physica, 1985, v. 134B, N 1-3, p. 466—469.
- [39] Chang C.-J., Liu W. C., Jame M. S., Wang J. H., Luryi S., Sze S. M. — IEEE Electron. Dev. Lett., 1986, v. EDL-7, N 9, p. 497—499.
- [40] Reddy U. K., Chen J., Peng C. K., Morkoc H. — Appl. Phys. Lett., 1986, v. 48, N 26, p. 1799—1801.
- [41] Chen J., Reddy U. K., Mui D., Peng C. K., Morkoc H. — Appl. Phys. Lett., 1987, v. 51, N 16, p. 1254—1255.
- [42] Imamura K., Muto S., Fujii T., Yokoyama N., Hiyamizu S., Shibatomi A. — Electron. Lett., 1986, v. 22, N 21, p. 1148—1150.
- [43] Ishihara K., Kinoshita S., Furuya K., Miyamoto Y., Uesaka K., Miyauchi M. — Japan. J. Appl. Phys., 1987, v. 26, N 6, p. L911—L913.
- [44] Yokoyama N., Imamura K., Ohnishi H., Mori I., Muto S., Shibatomi A. — The 5 Int. Conf. on Hot Carriers in Semicond., July 20—24, 1987, p. 4.
- [45] Levi A. F. J., Chiu T. H. — Appl. Phys. Lett., 1987, v. 51, N 13, p. 984—986.
- [46] Esaki L., Chang L. L., Mendez E. E. — Japan. J. Appl. Phys., 1981, v. 20, N 7, p. L529—L532.
- [47] Long A. P., Beton P. H., Kelly M. J., Kerr T. M. — Electron. Lett., 1986, v. 22, N 3, p. 130—131.
- [48] Davis R. H., Hosack H. H. — J. Appl. Phys., 1963, v. 34, N 4 (pt 1), p. 864—866.
- [49] Иорансен Л. В. — ЖЭТФ, 1963, т. 45, в. 2 (8), с. 207—213.
- [50] Иорансен Л. В. — ЖЭТФ, 1964, т. 47, в. 1 (7), с. 270—277.
- [51] Иорансен Л. В. — УФН, 1965, т. 86, в. 1, с. 175—179.
- [52] Jogai B., Wang K. L. — Appl. Phys. Lett., 1985, v. 46, N 2, p. 167—168.
- [53] Nakata Y., Asada M., Suematsu Y. — Electron. Lett., 1986, v. 22, N 1, p. 58—59.
- [54] Nakata Y., Asada M., Suematsu Y. — Surf. Sci., 1986, v. 174, N 1-3, p. 519—521.
- [55] Mori T., Ohnishi H., Imamura K., Muto S., Yokoyama N. — Appl. Phys. Lett., 1986, v. 49, N 26, p. 1779—1780.
- [56] Yokoyama N., Imamura K., Muto S., Hiyamizu S., Nishi H. — Japan. J. Appl. Phys., 1985, v. 24, N 11, p. L853—L854.
- [57] Yokoyama N., Imamura K. — Electron. Lett., 1986, v. 22, N 23, p. 1228—1229.
- [58] Rosencher E., Delage S., Arnaud d'Avitaya F., Pfister J. C. — Electron. Lett., 1984, v. 20, N 19, p. 762—764.
- [59] Rosencher E., Delage S., Arnaud d'Avitaya F., d'Anterrosches C., Belhaddad K., Pfister J. C. — Physica, 1985, v. 134B, N 1-3, p. 106—110.
- [60] Rosencher E., Badoz P. A., Pfister J. C., Arnaud d'Avitaya F., Vincent G., Delage S. — Appl. Phys. Lett., 1986, v. 49, N 5, p. 271—273.
- [61] Delage S., Badoz P. A., Rosencher E., Arnaud d'Avitaya F. — Electron. Lett., 1986, v. 22, N 4, p. 207—209.

- [62] Rosenercher E., Clastre G., Varella A., Arnaud d'Avitaya F. — Electron. Lett., 1986, v. 22, N 13, p. 699—700.
- [63] Atalla M. M., Kahng D. — IRE Trans. Electron. Dev., 1962, v. ED-9, N 6, p. 507—508.
- [64] Geppert D. V. — Proc. IRE, 1962, v. 50, N 6, p. 1527—1528.
- [65] Antula J. — J. Appl. Phys., 1972, v. 43, N 4, p. 1830—1834.
- [66] Antula J. — Thin Sol. Films, 1972, v. 13, N 1, p. 93—97.
- [67] Hensel J. C., Levi A. F. J., Tung R. T., Gibson J. M. — Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, N 2, p. 151—153.
- [68] Tung R. T., Levi A. F. J., Gibson J. M. — Appl. Phys. Lett., 1986, v. 48, N 10, p. 635—637.
- [69] Hensel J. C. — Appl. Phys. Lett., 1986, v. 49, N 9, p. 522—524.
- [70] Decrkits G. E., Harbison J. P., Levkoff J., Hwang D. M. — Appl. Phys. Lett., 1986, v. 48, N 18, p. 1220—1222.
- [71] Pfister J. C., Rosencher E., Bernaddad K., Poncet A. — Sol. St. Electron., 1986, v. 29, N 9, p. 907—914.
- [72] Takayanagi H., Kawakami T. — Phys. Rev. Lett., 1985, v. 54, N 22, p. 2449—2452.
- [73] Kresin V. Z. — Phys. Rev. B, 1986, v. 34, N 11, p. 7587—7595.
- [74] Nishino T., Yamada E., Kawabe U. — Phys. Rev. B, 1986, v. 33, N 3, p. 2042—2045.
- [75] Kobayashi T., Sakai H., Kurita Y., Tonouchi M., Okada M. — Japan. J. Appl. Phys., 1986, v. 25, N 3, p. 402—405.
- [76] Tonouchi M., Sakai H., Kobayashi T. — Japan. J. Appl. Phys., 1986, v. 25, N 5, p. 705—710.
- [77] Sakai H., Kurita Y., Tonouchi M., Kobayashi T. — Japan. J. Appl. Phys., 1986, v. 25, N 6, p. 835—840.
- [78] Kazarinov R. F., Luryi S. — Appl. Phys. Lett., 1984, v. 38, N 10, p. 810—812.
- [79] Buot F. A., Krumbhansl J. A., Socha J. B. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, N 9, p. 814—816.
- [80] Luryi S., Kazarinov R. F. — Sol. St. Electron., 1982, v. 25, N 9, p. 943—945.
- [81] Mader H. — IEEE Trans. Electron. Dev., 1982, v. ED-29, N 11, p. 1766—1771.
- [82] Woodcock J. M., Shannon J. M. — Appl. Phys. Lett., 1984, v. 45, N 8, p. 876—878.
- [83] Shur M. — Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, N 8, p. 869—871.
- [84] Gružinskis V., Keršulis S., Mickevičius R., Požela J., Reklaitis A. — The 5 Int. Conf. on Hot Carriers in Semicond. July 20—24, 1987, p. 73.
- [85] Heiblum M., Fischetti M. V., Dumke W. P., Frank D. J., Anderson M. I., Knoedler C. M., Olsterling L. — Phys. Rev. Lett., 1987, v. 58, N 8, p. 816—819.
- [86] Hase I., Kawai H., Imanaga S., Kaneko K., Watanabe N. — J. Appl. Phys., 1987, v. 62, N 6, p. 2558—2560.
- [87] Capasso F., Sen S., Cho A. Y., Hutchinson A. L. — Electron. Lett., 1987, v. 23, N 1, p. 28—29.
- [88] Capasso F., Sen S., Cho A. Y., Hutchinson A. L. — Appl. Phys. Lett., 1987, v. 50, N 14, p. 930—932.
- [89] Рыжий В. И., Косатых О. В., Хмырова И. И. — В кн.: Математическое моделирование полупроводниковых приборов. Рига, 1988, с. 4.
- [90] Littlejohn M. A., Trew R. F., Hauser J. R., Golio J. M. — J. Vac. Sci. Techn., 1983, v. B1, N 2, p. 449—454.
- [91] Wang T., Hess K., Iafrate G. J. — J. Appl. Phys., 1986, v. 59, N 6, p. 2125—2128.
- [92] Imanaga S., Kawai H., Kaneko K., Watanabe N. — J. Appl. Phys., 1986, v. 59, N 9, p. 3281—3288.
- [93] Ohnishi H., Yokoyama N., Nishi H. — IEEE Electron. Dev. Lett., 1985, v. EDL-6, N 8, p. 403—404.
- [94] Long A. P., Beton P. H., Kelly M. J. — J. Appl. Phys., 1987, v. 62, N 5, p. 1842—1849.
- [95] Xu J., Shur M. — J. Appl. Phys., 1987, v. 62, N 9, p. 3816—3820.
- [96] Ridley B. K. — Sol. St. Electron., 1981, v. 24, N 2, p. 147—154.
- [97] Herbert D. C., Kirton M. J. — Physica B+C, 1985, v. 129, N 1-3, p. 537—541.
- [98] Berz F. — Sol. St. Electron., 1986, v. 29, N 12, p. 1213—1222.

Институт полупроводников  
АН УССР  
Киев

Получен 20.08.1987  
Принят к печати 14.03.1988