

06

Резонансно-туннельно-пролетный диод терагерцевого диапазона с квантовыми переходами в двухбарьерном инжекторе

© Э.А. Гельвич, Е.И. Голант, А.Б. Пашковский, В.П. Сазонов

Государственное научно-производственное предприятие "Исток",
Фрязино

Поступило в Редакцию 11 мая 1999 г.

В окончательной редакции 19 ноября 1999 г.

Показана возможность существенного снижения пускового тока когерентного резонансно-туннельно-пролетного диода (РТПД) терагерцевого диапазона за счет использования резонансных электронных переходов в двухбарьерном инжекторе.

Использование когерентного (бесстолкновительного) прохождения электронами активного участка позволяет придать совершенно новые свойства давно известному прибору — резонансно-туннельно-пролетному диоду (РТПД): на частоте порядка 3 THz ожидается значительное резонансное увеличение отрицательного динамического сопротивления (ОДС) диода [1]. Предложенный в [1] прибор состоит из инжектора (например, на основе многобарьерной гетероструктуры, как в [2]), создающего поток электронов с энергией продольного движения, заметно большей их тепловой энергии, и максимумом числа частиц, соответствующим энергии основного уровня размерного квантования двухбарьерной (ДБ) гетероструктуры, на которую этот поток направляется. Двухбарьерная структура вырезает из падающего потока электроны с продольной энергией, равной энергии уровня размерного квантования, и размытием, соответствующим ширине этого уровня. Эти электроны, в свою очередь, попадают в пролетный участок, для которого уже ДБ структура служит инжектором. Взаимодействие электронов с высокочастотным (ВЧ) электромагнитным полем происходит главным образом в пролетном участке, а двухбарьерный инжектор обеспечивает ВЧ модуляцию плотности потока электронов. Проведенный в [1] квантово-механический расчет показал, что при определенных усло-

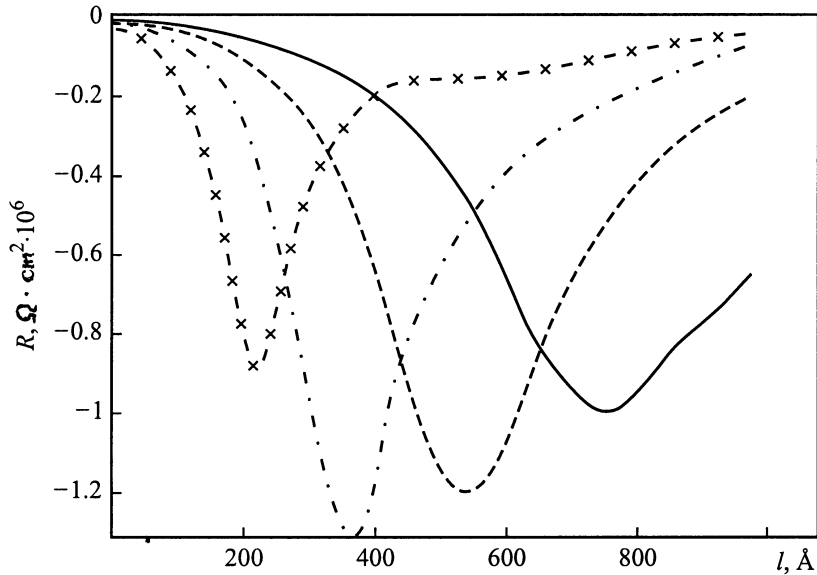


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления GaAs РТПД от длины пролетного участка. Концентрация электронов в инжекторе 10^{18} cm^{-3} , температура 77 К. Относительная высота инжектора: $\mathcal{E}_g/\mathcal{E}_1 = 1.0225$ (—), $\mathcal{E}_g/\mathcal{E}_1 = 1.0200$ (---), $\mathcal{E}_g/\mathcal{E}_1 = 1.0175$ (- · - · -), $\mathcal{E}_g/\mathcal{E}_1 = 1.015$ (- × - × -).

виях такая схема позволяет добиться обращения в нуль реактивной составляющей полной ВЧ проводимости диода путем компенсации ее емкостной компоненты ωC (ω — круговая частота приложенного поля) индуктивной составляющей электронной проводимости. Этот эффект проявляется при весьма высоких плотностях тока, достижимых лишь в режиме коротких (менее 100 наносекунд) импульсов; для рассчитанных в [1] структур рабочая плотность тока составляет $(2 - 4) \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$. Продвижение в область частот выше 3 ТГц требует еще более высоких плотностей тока. Одним из возможных путей преодоления этих трудностей является использование ДБ структуры не только для модуляции электронного потока по плотности и создания необходимой фазовой задержки, но и для непосредственного преобразования энергии электронов в энергию ВЧ поля при квантовых переходах в ДБ структуре.

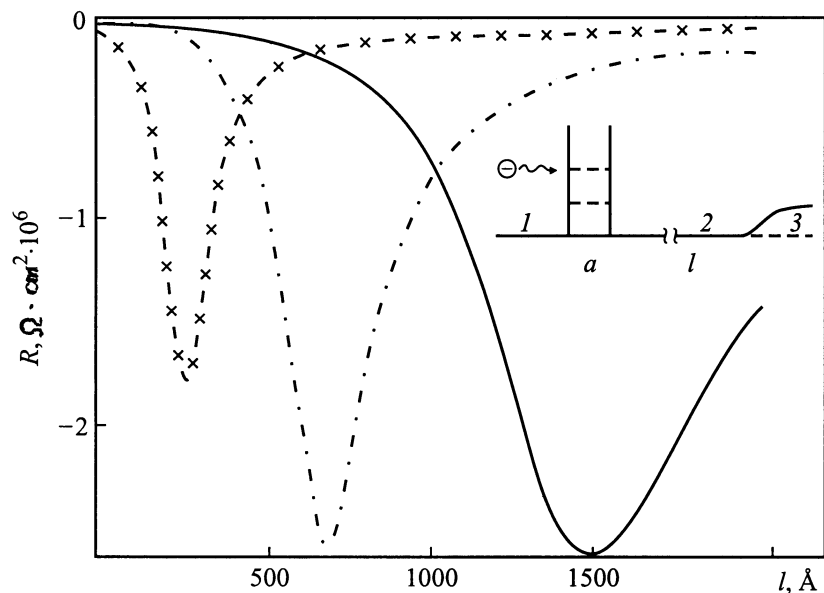


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления InAs РТПД от длины пролетного участка. Концентрация электронов в инжекторе 10^{17} cm^{-3} , температура 77 К. Относительная высота инжектора: $E_g/E_1 = 1.0100$ (—), $E_g/E_1 = 1.0075$ (— × — × —), $E_g/E_1 = 1.0050$ (— · — · —).

Общая схема когерентного РТПД остается прежней (см. вставку к рис. 2). Поток горячих электронов из области 1 (мы не конкретизируем, как он создается) падает на двухбарьерную структуру толщиной a , через пролетный участок длиной l (2) уходит в контакт (сильно легированную область) 3. Однако теперь положение энергетических зон диода подбирается таким образом, чтобы горячие электроны попадали не на нулевой (нижний), а на один из верхних энергетических уровней ДБ структуры (как в [2]) и инжектировались далее в пролетный участок с продольной энергией, соответствующей верхнему уровню. Энергетический зазор между рабочими уровнями предполагается равным $\hbar\omega$. Для рассматриваемого диапазона частот $\hbar\omega$ меньше энергии оптического фонона, что позволяет увеличить

время жизни когерентного состояния электрона в квантовой яме и использовать ДБ инжектор с достаточно узкими уровнями. При этом вклад ДБ инжектора в активную динамическую проводимость диода, обусловленный квантовыми переходами электронов с передачей кванта $\hbar\omega$ электромагнитному полю, оказывается по меньшей мере сравним с вкладом пролетного участка. Это изменение в характере взаимодействия электронов с полем приводит не только к существенному изменению размеров и параметров диодной структуры по сравнению с [1], но и к существенному изменению ее высокочастотных характеристик.

Для выяснения возможностей таких структур была проведена серия расчетов РТПД с квантовыми переходами между первым и нулевым уровнями ДБ инжектора, нацеленная на повышение рабочей частоты диода и снижение его пускового тока и основанная на развитой в [3] методике решения уравнения Шредингера с гармонически зависящим от времени потенциалом. Тщательный подбор структуры диода (ширины квантовой ямы, мощности барьеров и особенно положения дна зоны проводимости инжектора горячих электронов \mathcal{E}_g относительно середины первого (квази) уровня ДБ структуры \mathcal{E}_1) позволил впервые продемонстрировать возможность получения на частоте 5 THz удельного малосигнального ОДС, большего по модулю $10^{-6}(\Omega \cdot \text{cm}^2)$ при плотностях токов, соответствующих непрерывному режиму работы. Результаты расчетов приведены на рис. 1 для структуры на основе GaAs и на рис. 2 для структуры на основе InAs, обладающей преимуществом значительно меньшей эффективной массы электрона. Следует отметить очевидное отличие в характере зависимостей ОДС от длины пролетного участка по сравнению с РТПД с инжекцией по основному уровню [1]: значительно (на 2 порядка) меньшие пиковые значения ОДС и соответственно большие ширины резонансных кривых. Это объясняется малой электронной составляющей проводимости ДБ инжектора без квантовых переходов [1], так что при резонансе реактивная составляющая полной проводимости диода B (с учетом пролетного участка) может обращаться в нуль при весьма малой активной составляющей G [4]. При этом активное сопротивление $R = G/(B^2 + G^2)$ очень велико (в идеале бесконечно). В случае ДБ инжектора с квантовыми переходами инжектор вносит существенный вклад в активную проводимость, которая теперь уже не обращается в нуль вместе с реактивной при резонансе и не позволяет достичь таких гигантских значений ОДС, как в [1]. Однако и получающиеся ОДС порядка $10^{-6}(\Omega \cdot \text{cm}^2)$ (рис. 1, 2) дают,

в принципе, возможность преодолеть сопротивление потерь пассивных слоев реальных полупроводниковых структур, причем значительное увеличение ширины резонансных зависимостей ОДС облегчает требования к технологии.

Расчет показал, что другим критическим параметром, помимо длины пролетного участка, является положение дна зоны проводимости инжектора горячих электронов (зависящее от приложенного напряжения): если в [1] дно должно быть ниже середины уровня ДБ инжектора, то теперь резонансное увеличение ОДС достигается, только если дно инжектора расположено чуть выше центра резонансного уровня, при этом уменьшение отношения $\mathcal{E}_g/\mathcal{E}_1$ ведет к увеличению плотности тока. Проведенный расчет позволил найти оптимальные (соответствующие максимуму ОДС) значения этого отношения: $\mathcal{E}_g/\mathcal{E}_1 \approx 1.02$ для GaAs (плотность тока $2.0 \cdot 10^4$ А/см²) и $\mathcal{E}_g/\mathcal{E}_1 \approx 1.0075$ для InAs (плотность тока $0.2 \cdot 10^4$ А/см²). Как видно из рис. 2, в случае InAs можно было бы еще несколько увеличить $\mathcal{E}_g/\mathcal{E}_1$ и соответственно плотность тока, повышая одновременно ОДС, однако активная проводимость ДБ инжектора при этом превысит величину $0.7\omega\varepsilon\varepsilon_0$ (ε — диэлектрическая проницаемость) и потребуются учет действия поля переменного пространственного заряда на квантовые переходы в ДБ структуре [5], выходящий за рамки используемого приближения.

Таким образом, проведенный расчет продемонстрировал возможность получения достаточно больших отрицательных динамических сопротивлений на двухбарьерных структурах, последовательно соединенных с пролетным участком при когерентном прохождении электронов и сравнительно невысоких токах питания. Добавляя инжектор горячих электронов на входе и последовательно наращивая N одинаковых ячеек на одном кристалле, как в квантовом каскадном лазере [2,6], можно в N раз увеличить отрицательное сопротивление и получить весьма перспективный активный элемент для различного типа генераторов в районе 5 THz — в существенно (на порядок) более длинноволновом участке спектра по сравнению с диапазоном, осваиваемым квантовыми каскадными лазерами.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 97–02–16652, и Научного совета по программе ”Физика твердотельных наноструктур”, проект № 97–1094.

Список литературы

- [1] Гельвич Э.А., Голант Е.И., Пашковский А.Б., Сазонов В.П. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 10. С. 7–12.
- [2] Sirtori C., Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Hutchinson A.L., Cho A.Y. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. N 19. P. 2810–2812.
- [3] Голант Е.И., Пашковский А.Б. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 7. С. 16–21.
- [4] Голант Е.И., Тагер А.С. // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1989. В. 8 (422). С. 19–24.
- [5] Пашковский А.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 64. В. 12. С. 829–834.
- [6] Faist J., Tredicucci A., Capasso F., Sirtori C., Sivco D.L., Bailargeon J.N., Hutchinson A.L., Cho A.Y. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1998. V. 34. P. 336–343.