

никовых квантово-размерных структурах с широкими квантовыми ямами. Изучены процессы резонансного туннелирования в электрическом поле с участием нижних подзон в длиннопериодных сверхрешетках и в структурах с широкими квантовыми ямами. Экспериментально показано, что резонансное туннелирование в этих структурах может быть эффективным механизмом для осуществления селективного опустошения уровней и создания инвертированных распределений носителей заряда в нижних подзонах. Показана существенная роль пространственного заряда в процессах, приводящих к рассогласованию резонансных уровней и трансформации резонансно туннельной структуры в электрическом поле. На основе проведенных исследований сделано заключение о характере строения и параметрах структур, которые являются наиболее перспективными с точки зрения возникновения инверсной населенности и вынужденного излучения на межподзонных переходах в системах с широкими квантовыми ямами.

Работа проводилась по Государственным научно-техническим программам "Физика твердотельных наноструктур" (проект № 97-1048), "Перспективные технологии и устройства микро- и нанoeлектроники" (проект № 133/57/2) и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-18593).

Список литературы

1. Андронов А А и др. *Субмиллиметровые лазеры на горячих дырках в полупроводниках* (Под ред. А А Андропова) (Горький: Изд. ИПФ АН СССР, 1986)
2. Allen S J et al. *Semicond. Sci. Technol.* **7** B1 (1992)
3. Andronov A *Semicond. Sci. Technol.* **7** B629 (1992)
4. Казаринов Р Ф, Сурис Р А *ФТП* **5** 797 (1971)
5. Faist J et al. *Science* **264** 553 (1994)
6. Gauthier-Lafaye O et al. *Appl. Phys. Lett.* **71** 3619 (1997)
7. Ferreira R, Bastard G *Phys. Rev.* **40** 1074 (1989)
8. Haberle A P et al. *Semicond. Sci. Technol.* **9** 519 (1994)
9. Стоклицкий С А и др. *Письма в ЖЭТФ* **61** 399 (1995)
10. Митягин Ю А, Мурзин В Н *Письма в ЖЭТФ* **64** 146 (1996)
11. Helm M et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 74 (1989)
12. Grahn H T, Schneider H, von Klitzing K *Phys. Rev.* **41** 2890 (1990)
13. Pregnel F, Wacker A, Scholl E *Phys. Rev. B* **50** 1705 (1994)
14. Rasulova G K et al. *Int. Symp.: "Nanostructures: physics and technology"*, St. Petersburg, Russia (1995) p. 151; *J. Appl. Phys.* **82** 3381 (1997)
15. Стоклицкий С А и др., в кн. *Микроэлектроника-94. Тезисы докладов Российской конференции с участием зарубежных ученых*, Зеленоград, 1994 г. (М., 1994) с. 97
16. Митягин Ю А и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 818 (1997)
17. Mityagin Yu A et al. *Appl. Phys. Lett.* **70** 3008 (1997)

PACS numbers: 42.60.-v, 42.60.By

Сине-зеленые лазеры на основе короткопериодных сверхрешеток в системе A^2B^6

С.В. Иванов, П.С. Копьев, А.А. Торопов

Введение

Гетероструктуры на основе широкозонных полупроводников A^2B^6 (рис. 1а) по-прежнему остаются наиболее вероятными кандидатами для создания промышленных

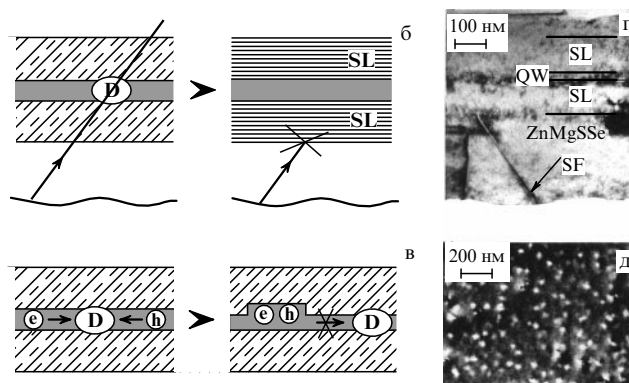
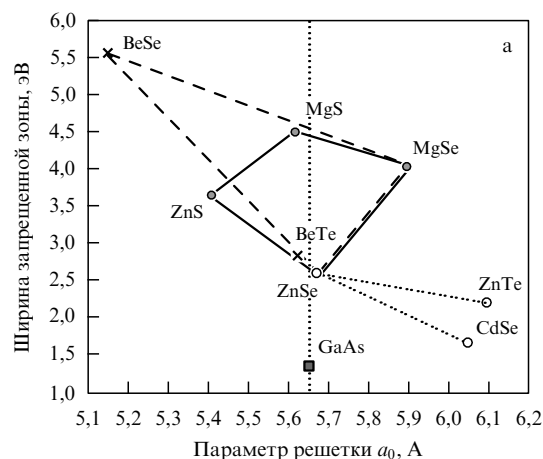


Рис. 1. (а) Зависимость ширины запрещенной зоны от параметра решетки для бинарных соединений A^2B^6 , используемых в исследуемых лазерных структурах; (б) и (в) основные элементы новой концепции активной области деградиационно устойчивых структур сине-зеленых A^2B^6 лазеров; (г) ПЭМ изображение в геометрии поперечного сечения структуры с ZnS/ZnCdSe CP волноводом, SF-дефект упаковки; (д) ПЭМ изображение с поверхности активной области лазера с 2,8 MC-CdSe/ZnSe ДМС наноструктурой.

зеленых лазерных диодов, необходимых для систем проекционного лазерного телевидения, а также других лазерных применений, где требуется весь набор длин волн видимого спектрального диапазона. Несмотря на предпринимаемые в последнее время усилия по оптимизации лазерных диодов с квантовыми ямами (КЯ) на основе ZnSe, по-прежнему наблюдается достаточно слабая тенденция в увеличении их времени жизни [1, 2]. Основной причиной быстрой деградации лазерных структур является безызлучательная рекомбинация на дефектах активной области [2], вызывающая их умножение и развитие вследствие чрезвычайно низкой энергии активации дефектообразования, характерной для большинства широкозонных материалов A^2B^6 [3].

В данной работе представлена новая концепция активной области лазерных структур A^2B^6 , направленная на увеличение их времени жизни. Основными моментами являются: 1) защита активной области от проникновения и развития протяженных и точечных дефектов и 2) пространственное разделение дефектов и мест излучательной рекомбинации носителей непосредственно в активной области. Первая проблема решается путем введения волновода на основе переменного-напряженной

(Zn, Cd)Se/ZnSse (или BeZnSe/ZnSe) коротко-периодной сверхрешетки (CP) в ZnMg(Be или S)Se/ZnCdSe ДГС лазерных структурах с раздельным ограничением (ДГС РО) (рис. 1б), что приводит одновременно и к улучшению электронного и оптического ограничения. Замена КЯ области рекомбинации дробно-монослойной (ДМС) CdSe вставкой толщиной 2–3 монослоя (МС) в ZnSe КЯ приводит к удовлетворительному решению второй из вышеуказанных задач за счет трансформации ДМС CdSe при определенных МПЭ условиях в массив самоорганизующихся CdSe-обогащенных наностроек, резко подавляющих миграцию неравновесных носителей к дефектным областям (рис. 1в). Ожидается также, что использование халькогенидов Be, характеризующихся наибольшей твердостью среди всех соединений A^2B^6 , приведет к увеличению энергии активации образования и развития дефектов [3, 4].

Эксперимент

Для исследования характеристик предложенной активной области методом МПЭ на подложках GaAs(001) были выращены структуры (Zn, Mg)(S, Se) ДГС РО лазеров с оптической накачкой. Также были изготовлены (Be, Mg, Zn)Se лазерные диоды с CP волноводом и двумя типами области рекомбинации (ZnCdSe КЯ и ДМС CdSe). Параметры МПЭ роста и методы контроля состава S- и Be-содержащих соединений рассмотрены детально в [5–7].

Лазерные ДГС CP КЯ структуры с оптической накачкой включали нижний и верхний ограничивающие слои $Zn_{0,9}Mg_{0,1}S_{0,15}Se_{0,85}$ толщиной 0,5 мкм и 0,1 мкм, соответственно, симметричный волновод в виде $Zn_{0,14}Se_{0,86}/(Zn, Cd)Se$ CP, согласованный в целом по параметру решетки с GaAs, с одиночной 7-нм-ZnCdSe КЯ в середине. Молярная доля CdSe в КЯ и CP варьировалась от 0 до 0,27, что позволяет перекрывать диапазон длин волн от 470 до 523 нм. В ДМС лазере активная область представляла собой одиночную 5-нм-ZnSe/2,8 МС–CdSe/5-нм-ZnSe наноструктуру, окруженную 3-нм-Zn $_{0,14}$ Se $_{0,86}$ /5-нм-ZnSe сверхрешетками с обеих сторон. Активная область BeMgZnSe/ZnCdSe лазерных диодов состояла из (1-нм-Be $_{0,05}$ Zn $_{0,95}$ Se/1,5-нм-ZnSe) $_{82}$ CP волновода с 4-нм-Zn $_{0,63}$ Cd $_{0,47}$ Se КЯ или 2,6МС–CdSe/ZnSe ДМС структурой в центре. BeMgZnSe/ZnCdSe лазерные диоды также включали широкозонные Be $_{0,05}$ Mg $_{0,06}$ Zn $_{0,091}$ Se эмиттеры n- и p-типа толщиной 1 мкм, легированные йодом и азотом, соответственно, а также ZnSe/BeTe модулированно-легированную коротко-периодную CP с переменным шагом и верхние сильно p-легированные контактные слои 10-нм-BeTe:N/30-нм-ZnTe:N. Особенности МПЭ CdSe ДМС активной области детально описаны в [8].

Для структурной характеристики использовались методы просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и рентгеновской дифракции (РД). Оптические и транспортные свойства структур исследовались методами непрерывной фотолуминесценции (ФЛ) и ФЛ с временным разрешением (ВР) (20 пс). Лазерные характеристики при оптической накачке исследовались при возбуждении N_2 лазером с длительностью импульса 8 нс. Структуры инжекционных лазерных диодов с полосковыми контактами были получены методом стандартной фотолитографии и измерены, как в [9].

Коротко-периодные переменнo-напряженные сверхрешетки

Принципы конструирования, особенности выращивания и основные свойства структур с переменнo-напряженными CP и множественными КЯ (МКЯ) на основе соединений A^2B^6 были опубликованы ранее [10, 11]. В частности, в [10] было показано, что переменнo-напряженные ZnSse/ZnCdSe CP и МКЯ обладают большими критическими толщинами по сравнению со слоями объемных материалов с таким же рассогласованием параметров решетки и даже превышают теоретические оценки критической толщины для среднего параметра решетки CP и МКЯ. Изображение структуры ДГС РО КЯ лазера с CP, полученное методом ПЭМ в геометрии поперечного сечения (рис. 1г), демонстрирует возможности таких CP в защите активной области от проникновения дефектов упаковки. Значения пороговой плотности мощности лазеров с CP волноводом ($P_{пор} < 20 \text{ кВт см}^{-2}$), полученные в широком диапазоне длин волн генерации (490–523 нм) при 300 К, находятся среди наименьших из ранее опубликованных для оптических лазеров с КЯ на основе соединений A^2B^6 , что свидетельствует об увеличении электронного ограничения для дырок при оптимальном оптическом ограничении [12], а также об уменьшении концентрации центров безызлучательной рекомбинации в КЯ, ограниченной CP. Следует отметить, что волновод на основе коротко-периодной CP ранее использовался нами для получения структур низкoпороговых инжекционных (Al, Ga)As ДГС РО КЯ лазеров [13].

Несмотря на малую ширину нижней подзоны тяжелых дырок (hh) в CP на основе ZnSe ($\sim 10 \text{ мэВ}$) вследствие большой эффективной массы ($0,6m_0$) в таких CP наблюдается эффективный транспорт носителей вдоль оси CP, что подтверждается измерениями спектров низкотемпературной ФЛ (непрерывной и с ВР) [14, 15]. Расчеты зонной структуры для широкого диапазона параметров ZnSse/ZnCdSe CP (составов ям и барьеров и их толщин) показывают, что энергетический зазор между потолком нижней hh подзоны и дном значительно более широкой (30–100 мэВ) подзоны легких дырок (lh) не превышает 10–15 мэВ. Это обеспечивает эффективное заполнение lh-состояний при увеличении температуры, что в свою очередь приводит к эффективному термически-активному переносу дырок вдоль оси роста с последующим их захватом в КЯ и энергетической релаксацией на нижние hh уровни КЯ.

Концепция CP волновода была с успехом применена в структурах BeMgZnSe/ZnCdSe ДГС РО КЯ инжекционных лазеров, работающих при комнатной температуре, путем использования BeZnSe/ZnSe переменнo-напряженных CP, окружающих глубокую ZnCdSe КЯ. Структуры демонстрируют типичные значения пороговой плотности тока вблизи $J_{пор} = 750 \text{ А см}^{-2}$ (наименьшее значение примерно 450 А см^{-2}) и напряжение отсечки 7 В, что вызвано, главным образом, не совсем оптимальными p-легированием широкозонных эмиттеров и оптическим ограничением. Спектры лазерной генерации этой структуры представлены на рис. 2а (вставка). Эффект существенного улучшения электронного ограничения дырок CP волноводом находит свое отражение в двукратном увеличении характеристической температуры (до $T_0 = 307 \text{ К}$ при 300 К) по сравнению с $T_0 \sim 160 \text{ К}$, типичной для структур с обычным BeZnSe-волноводом.

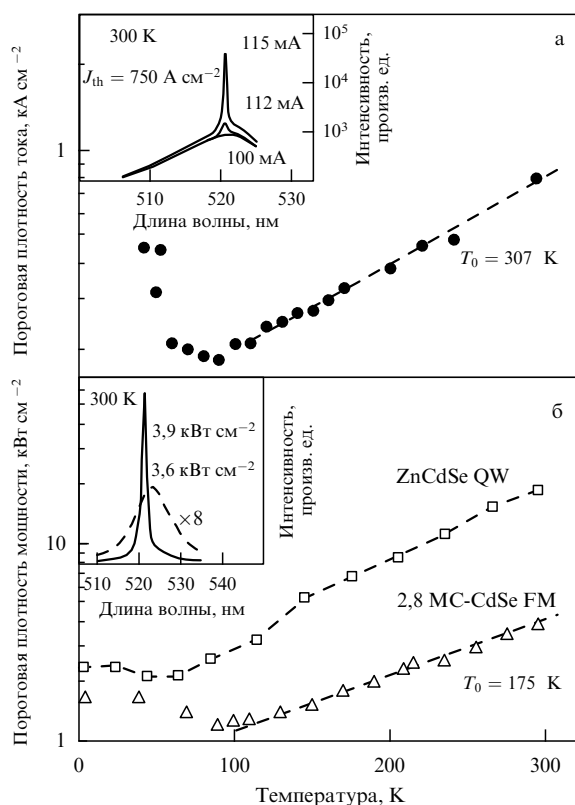


Рис. 2. (а) Температурная зависимость пороговой плотности тока для BeMgZnSe ДГС СР КЯ лазерного диода. На вставке показаны спектры лазерной генерации при 300 К; (б) температурные зависимости пороговой плотности мощности лазерных ZnMgSSe структур с ДМС (треугольники) и КЯ (квадраты) активной областью. На вставке показаны спектры лазерной генерации ДМС структуры при 300 К.

Температурная зависимость пороговой плотности тока для ДГС СР КЯ лазерного диода приведена на рис. 2а. При температурах ниже 80 К наблюдается уменьшение $J_{\text{пор}}$ с увеличением температуры, что указывает на применимость модели термически-активированного транспорта носителей в Ве-содержащих СР. Заметим, что в лазерных диодах с захороненным полоском шириной 1 мкм характеристическая температура возросла до $T_0 = 340$ К при температуре выше комнатной, что обеспечило возможность импульсной генерации при максимальной температуре 140°C [16]. Приведенные значения являются наибольшими из сообщавшихся ранее для лазерных диодов на основе соединений A^2B^6 .

CdSe/ZnSe дробно-многослойная активная область

Недавно было обнаружено, что одиночные CdSe/ZnSe ДМС структуры обладают яркой экситонной ФЛ с максимумом интенсивности вблизи критической толщины CdSe слоя (~ 3 МС) [17]. Эволюция морфологии и оптических свойств одиночных CdSe/ZnSe ДМС наноструктур в зависимости от номинальной толщины (w) CdSe слоя (в диапазоне $w = 0,1-3,6$ МС) исследовались методами ПЭМ, РД, ФЛ и ФЛ с ВР в [8, 18–20]. На изображении ПЭМ с поверхности одиночной 2,8 МС-CdSe/ZnSe ДМС структуры (рис. 1д) демонстрирующей максимальную интенсивность инте-

гральной ФЛ, наблюдается образование CdSe-содержащих самоорганизующихся островков с латеральными размерами 15–30 нм и плотностью $2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Большие (> 30 нм) островки релаксировали с образованием четко ориентированных дефектов, однако их плотность составляет лишь около 15 % от общей плотности островков, в то время как остальные 85 %, по-видимому, псевдоморфны. Отметим, что вне больших островков какие-либо структурные дефекты обнаружены не были. Мы полагаем, что эти островки слишком велики, чтобы быть электронными квантовыми точками, а скорее, представляют собой протяженные участки сверхтонких КЯ со специфическим потенциалом локализации носителей, возникающим за счет локальных флуктуаций содержания Cd.

Характеристики лазерной ZnMgSSe структуры с 2,8 МС-CdSe ДМС активной областью представлены на рис. 2б. Структура демонстрирует в 5 раз меньшее (минимальное из известных) значение пороговой плотности мощности накачки при 300 К (менее $P_{\text{пор}} = 4 \text{ кВт см}^{-2}$ при $\lambda \sim 523$ нм) по сравнению с $P_{\text{пор}} = 19 \text{ кВт см}^{-2}$ для лазерной структуры с ZnCdSe КЯ, излучающей на той же длине волны. Температурные зависимости пороговой плотности возбуждения для обоих типов структур проявляют немонокотный характер с минимумами при 100 и 70 К, соответственно, что, вероятно, связано с различной величиной энергетического зазора между $1h$ и hh подзонами, обуславливающего термически активированный характер вертикального транспорта дырок в СР волноводе. Кроме того, CdSe ДМС лазерная структура не обнаруживала заметной деградации в течение 24 часов при плотности накачки в 25 раз превышающей пороговую ($\sim 100 \text{ кВт см}^{-2}$), тогда как КЯ структура с той же плотностью структурных дефектов полностью деградировала в течение часа при $P \sim 5P_{\text{пор}}$. Мы полагаем, что полученные рекордно низкие значения $P_{\text{пор}}$ лазеров с оптической накачкой и их повышенная деградационная стойкость связаны с эффективной локализацией носителей в CdSe-обогащенных наноостровках, что препятствует их миграции к более крупным релаксированным островкам и другим дефектным областям, где они могут рекомбинировать безызлучательно и вызывать ускоренное размножение дефектов в активной области [21, 22].

Получены первые непрерывные при 300 К BeMgZnSe лазерные диоды, содержащие СР волновод и одиночную 2,6 МС-CdSe ДМС область рекомбинации. В этих структурах обнаружен заметный коротковолновый сдвиг длины волны генерации со временем, сопровождаемый примерно двукратным увеличением пороговой плотности тока. Можно предположить, что это явление, не наблюдавшееся в структуре с ZnCdSe КЯ, связано с постепенной деградацией больших, близких к критическому размеру, островков с более глубоко лежащими уровнями энергии.

Заключение

Представлены результаты исследований сине-зеленых ДГС лазеров на основе соединений (Zn, Mg) (S, Se) и (Be, Mg, Zn)Se, выращенные методом МПЭ. С целью увеличения деградационной стойкости лазеров предложена и реализована новая концепция активной области лазеров. Новая конструкция включает модифицированный волновод на основе переменного-напряженной корот-

копериодной СР (типа ZnSSe/ZnCdSe или BeZnSe/ZnCdSe) для защиты активной области от проникновения структурных дефектов и CdSe ДМС область рекомбинации (толщиной 2–3 МС), трансформирующуюся при определенных МПЭ условиях в плотный массив самоорганизующихся псевдоморфных CdSe-обогащенных островков с латеральными размерами 15–30 нм, которые служат эффективными центрами локализации носителей, вызывая пространственное разделение дефектных областей и областей излучательной рекомбинации. Существенное улучшение электронного и оптического ограничения, повышение квантовой эффективности, а также эффективный поперечный транспорт носителей в СР волноводе привели к получению рекордно низкой пороговой плотности мощности (менее 4 кВт см^{-2} при 300 К) в (Zn, Mg)(S, Se) лазерах с CdSe ДМС активной областью. Лазерные диоды на основе (Be, Mg, Zn)Se/ZnCdSe СР КЯ гетероструктур продемонстрировали наибольшие из известных значения характеристической температуры ($T_0 = 340 \text{ К}$ при 300 К) и максимальной рабочей температуры (140°C) в импульсном режиме. Все лазерные структуры с CdSe ДМС активной областью и СР волноводом показали повышенную деградиационную стойкость по сравнению с обычными ДГС РО КЯ лазерами.

Авторы выражают глубокую признательность Н.-J. Lugauer, A. Waag и G. Landwehr (университет г. Вюрцбурга, Германия) за плодотворное сотрудничество в области МПЭ выращивания и исследования лазерных структур на основе халькогенидов Ве. Авторы также благодарны А.А. Ситниковой, Р.М. Золотаревой и С.М. Конникову за проведение ПЭМ исследований. Данная работа была поддержана грантами РФФИ, программой Министерства науки РФ "Физика твердотельных наноструктур", а также фондом Фольксваген.

Список литературы

1. Kato E et al. *Electron. Lett.* **34** 282 (1998)
2. Nakano K, in *Proc. 2nd Int. Symp. Blue Laser and Light Emitting Diodes*, Chiba, 1998 p. 395
3. Verie C J. *Electron. Mater.* **27** 782 (1998)
4. Waag A et al. *J. Cryst. Growth* **184/185** 1 (1998)
5. Ivanov S V et al. *J. Cryst. Growth* **159** 16 (1996)
6. Ivanov S V et al. *J. Cryst. Growth* **184/185** 70 (1998)
7. Waag A et al. *Appl. Phys. Lett.* **70** 1 (1997)
8. Ivanov S V et al. *J. Appl. Phys.* **83** 3168 (1998)
9. Ivanov S V et al. *Appl. Phys. Lett.* **73** 2104 (1998)
10. Shubina T V et al. *J. Cryst. Growth* **184/185** 596 (1998)
11. Ivanov S V et al. *Semicond.* **32** 1137 (1998)
12. Toropov A A et al., in *Proc. Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Petersburg, Russia, 1997) p. 210
13. Алферов Ж И и др. *Письма в ЖТФ* **14** 1803 (1998) [*Sov. Tech. Phys. Lett.* **14** 782 (1988)]
14. Lebedev A et al. *Acta Phys. Pol. A* **94** 421 (1998)
15. Toropov A et al., in *Proc. 2nd Int. Symp. Blue Laser and Light Emitting Diodes* (Eds K Onabe et al.) (Chiba, Japan, 1998) p. 254
16. Legge M et al., in *Proc. 2nd Int. Symp. Blue Laser and Light Emitting Diodes* (Eds K Onabe et al.) (Chiba, Japan, 1998) p. 409
17. Toropov A A et al., in *Proc. Inter. Symp. QD's, 1998, Sapporo, Japan* (to be published in *Jpn. J. Appl. Phys.*)
18. Toropov A A et al. *J. Cryst. Growth* **184/185** 293 (1998)
19. Sedova I et al. *Acta Phys. Pol. A* **94** 519 (1998)
20. Shubina T et al., in *Proc. 24th ICPS* (Jerusalem, Israel, 1998) p. Mo–P33
21. Ivanov S V et al., in *Proc. 2nd Int. Symp. Blue Laser and Light Emitting Diodes* (Eds K Onabe et al.) (Chiba, Japan, 1998) p. 419
22. Ivanov S V et al. *Appl. Phys. Lett.* (1999) (in print)

Одноэлектронные транзисторы на основе эффектов кулоновской блокады и квантовой интерференции

З.Д. Квон, Л.В. Литвин, В.А. Ткаченко, А.Л. Асеев

Темой доклада являются два предельных случая "одноэлектроники": в первой части излагаются результаты по разработке и исследованию одного из вариантов транзистора на основе кулоновской блокады, во второй обсуждается идея одноэлектронного интерференционного транзистора и первые эксперименты по его реализации.

Транзистор на эффекте кулоновской блокады

Основной частью канала всех рассмотренных ниже транзисторов является проводник малой по отношению к затвору емкости C_g . Когда данный проводник изолирован от основной цепи туннельными барьерами, пики проводимости отвечают условию снятия кулоновской блокады туннелирования $C_g V_g + q = (n + 1/2)e$, где n — целое, а q — постоянный поляризационный заряд кулоновского острова [1]. Таким образом, для переключения транзистора в соседнее открытое состояние требуется добавить на емкость C_g элементарный заряд e . Поскольку для работы транзистора необходимым является выполнение условия $e^2/2(C_1 + C_2 + C_g) \gg k_B T$, емкости туннельных переходов C_1 , C_2 должны быть сделаны возможно меньшими. Использование традиционного метода теневых масок при литографическом размере 100 нм дает рабочую температуру транзистора 0,2 К, а для достижения $T = 4,2 \text{ К}$ потребовалась бы литография с разрешением 30 нм. Мы обошли эту трудность путем разрыва титановой нанопроволоки прямоугольным выступом, предварительно созданным на диэлектрической подложке (рис. 1а). Туннельные переходы с малой высотой потенциального барьера ($\sim 10 \text{ мэВ}$) формировались окислением тонкой пленки титана на двух 10-нанометровых ступенях при дефиците кислорода. При литографическом размере 150 нм емкости туннельных переходов снижались до $(10 - 30) \times 10^{-18} \text{ Ф}$ в результате ухода от геометрии плоского конденсатора. Геометрия устройства контролировалась с помощью просвечивающего электронного микроскопа с разрешением в несколько ангстрем, для чего структуры изготавливались на тонких мембранах нитрида кремния на кремнии. Как показывает рис. 1в, разработанный транзистор демонстрирует хорошо выраженные осцилляции тока в зависимости от затворного напряжения при температуре 4,2 К. В полном соответствии с теорией [1] и численным расчетом [2] обнаружен рост отношения пик/долина осцилляций с уменьшением тянущего напряжения; тем самым, одноэлектронная зарядка кулоновского острова и кулоновская блокада (рис. 1б) наблюдались в чистом виде. Зарегистрированы также случайные переключения проводимости, означающие изменение поляризационного заряда кулоновского острова на десятки доли элементарного заряда. Таким образом, получено доказательство работы устройства как одноэлектронного транзистора и исследована его стабильность. Заметим, что разрыв нанопроволок ступенью на поверхности