

дела образец—подложка на эффективное время неравновесных носителей заряда. При наличии варизонного слоя на поверхности и сильнолегированной области происходит повышение значения эффективного времени жизни носителей зарядов до 4—7 мкс.

### Заключение

В работе показано, что возможно управление энергетической диаграммой эпитаксиальной структуры КРТ МЛЭ в целях повышения значения фотоэлектрических параметров при рабочих температурах. Полученные результаты позволяют объяснить обнаруженные экспериментально высокие значения эффективного времени жизни носителей заряда (порядка 5 мкс) в эпитакси-

альных структурах КРТ с включением высоколегированной области.

### Литература

1. Ильин В. И., Мусихин С. Ф., Шик А. Я. Варизонные полупроводники и гетероструктуры. — С.-Петербург: Наука, 2000. — 100 с.
2. Любченко А. В., Сальков Е. А., Сизов Ф. Ф. Физические основы полупроводниковой инфракрасной фотоэлектроники. — Киев: Наук. думка, 1984. — 253 с.
3. Осинский В. И., Малышев С. А., Рыжков М. П.// ДАН БССР. 1981. Т. 25. № 8. С. 707.
4. Константинов О. В., Царенков Г. В.// ФТП. 1976. № 4. С. 673.
5. Petersen P. E. Semiconductors and Semimetals. — New York: Academic Press. 1981. V. 18. P. 155.
6. Podgorny M., Cзырк М. Т.// Solid State Communications. 1979. V. 32. P. 413.
7. Scott M. W.// J. Appl. Phys. 1969. V. 40. № 10. P. 4077.

Статья поступила в редакцию 10 октября 2004 г.

## Minority carrier lifetime of the CdHgTe epitaxial layers with non-homogeneous composition and level of doping

A. V. Voitsekhovskiy, A. P. Kokhanenko, N. V. Fedorova, M. F. Filatov  
Tomsk State University, Tomsk, Russia

V. S. Varavin, S. A. Dvoretzky, Yu. G. Sidorov, N. N. Mikhailov  
Institute of Semiconductors Physics, Novosibirsk, Russia

*The theoretical results are represented for the non-homogeneous composition and doping influence on photoelectrical properties MBE CdHgTe epitaxial layers. The structure of homogeneous composition and fixed doping level and structure of non-homogeneous composition and changeable doping level were described. This work results explain high experimental carrier lifetime value (4—5 mcs) in MCT structures contained high-doped  $n^+$ -type layer.*

УДК 621.38

## Твердотельные структуры с неоднородностями субмикронных и наноразмеров как материалы для охладителей нового поколения

Л. П. Булат

Санкт-Петербургский государственный университет низкотемпературных и пищевых технологий,  
Санкт-Петербург, Россия

Г. Н. Логвинов

Национальный политехнический институт, Мехико, Мексика

*Дан анализ новых экспериментальных и теоретических результатов по резкому увеличению эффективности твердотельных охладителей (термоэлектрических и термоэмиссионных) для элементов фото- и микроэлектроники. В охладителях ис-*

**пользованы новые структуры с неоднородностями субмикронных и наноразмеров. Рассмотрены физические модели, которые могут пояснить существенное возрастание эффективности таких структур.**

Большинство элементов микро- и фотоэлектроники нуждается в тщательном контроле над рабочей температурой. В последние годы принципиально возросли требования к термостабилизации микропроцессоров и интегральных схем вследствие увеличения их быстродействия и миниатюризации. Эти устройства становятся меньше, быстрее и компактнее, поэтому плотность потоков тепла, которое необходимо отвести, резко возрастает. Так, по мнению корпорации INTEL [1], термостабилизация "внезапно" стала ключевой проблемой в разработке микропроцессорных систем. Дальнейшее наращивание рабочей частоты процессоров и уменьшение их габаритных размеров ограничиваются именно проблемой термостабилизации. Необходимость термостабилизации не в меньшей степени касается и элементов фотоэлектроники (приемников излучения, светодиодов, лазерных источников и др.). С другой стороны, непрерывное ужесточение требований к компактности и эффективности электронных элементов непосредственно связано с миниатюризацией охладителей, что приводит к необходимости совмещения охладителей и электронных элементов в едином приборе.

Из-за миниатюрных размеров элементов микро- и фотоэлектроники обычные методы получения низких температур, такие как использование парокомпрессионных машин, сжиженных газов и криогенной техники, становятся трудноосуществимыми и малоэффективными. В данных условиях термоэлектрические (ТЭ) охладители как нельзя лучше подходят для охлаждения и термостабилизации с точки зрения стоимости и эффективности [2]. Благодаря ряду существенных преимуществ именно эти охладители применяются для контроля теплового состояния многочисленных фото- и микроэлектронных устройств [2].

Но объемная технология изготовления ТЭ-батарей делает их интеграцию с микро- и фотоэлектронными устройствами сложной и недостаточно надежной. Естественное решение проблемы — переход от массивных термобатарей к интегрированным тонкопленочным охладителям. Причем эти устройства должны быть способны осуществлять точечное охлаждение, отводя при этом потоки тепла огромной плотности ( $10^2$ — $10^3$ ) Вт/см<sup>2</sup>) [2]. Тонкопленочные охладители могут быть монолитно интегрированы с фото- и микроэлектронными компонентами. Тогда интегрированные тонкопленочные охладители могли бы изготавливаться серийно с использованием хорошо отработанной технологии производства микросхем.

В работе [2] обсуждались обнадеживающие результаты по увеличению эффективности охлаждения, полученные в разных лабораториях и связанные с использованием пленочных структур (квантовых сверхрешеток) в качестве материалов для ТЭ-охладителей. Однако за истекшие два года появились принципиально новые теоретические и экспериментальные результаты, не только подтверждающие возможность существенного увеличения эффективности охладителей, но и позволяющие иначе посмотреть даже на физические основы твердотельного охлаждения [3—7].

В настоящей работе анализируются эти результаты и рассматриваются различные физические модели, которые могут пояснить существенное возрастание ТЭ-эффективности в твердотельных структурах с неоднородностями субмикронных и наноразмеров.

### **Термоэлектрические и термоионные охладители**

Как известно, принцип работы ТЭ-охладителей основан на эффекте Пельтье — возникновении разности температур между спаями двух разнородных материалов, соединенных в электрическую цепь, по которой протекает постоянный ток. Кроме ТЭ-метода охлаждения, известен также метод, основанный на термоэлектронной эмиссии (испускание электронов нагретыми металлами) и автоэлектронной эмиссии (испускание электронов проводниками под действием сильного электрического поля). В последнее время этим методам уделяется все большее внимание [5—10]. Причем в задачах охлаждения, как правило, имеет место комбинация термо- и автоэлектронного методов, которые в англоязычной литературе называют единым термином "thermionic" [5—10]. Во избежание терминологической путаницы будем термо- и автоэлектронное охлаждение также именовать "термоионное" (ТИ).

Сравним ТЭ- и ТИ-эффекты охлаждения. При прохождении постоянного электрического тока через термоэлемент возникает разность температур между его противоположными сторонами за счет эффекта Пельтье (рис. 1, а). Однако вследствие теплопроводности эта разность температур уменьшается. Поэтому задачей ТЭ материаловедения всегда был поиск материалов, которые проводили бы электрический ток, но являлись тепловыми изоляторами. Эти критерии сводятся к поиску материалов с большой безразмерной эффективностью  $ZT$ , где  $T$  — абсо-

лутная температура, а  $Z = \sigma \alpha^2 / k$  — ТЭ-добротность (здесь  $\sigma$ ,  $\alpha$  и  $k$  — соответственно, коэффициенты электропроводности, теплопроводности и термоЭДС данного материала). Проблема состоит в том, что параметры, входящие в выражение для добротности, не являются независимыми. Идеальное решение очевидно — безупречным теплоизолятором является вакуум, в котором в принципе может протекать электрический ток вследствие термоэлектронной и/или автоэлектронной эмиссии (см. рис. 1, б). Вопрос в том, как практически реализовать такую охлаждающую структуру.

Очевидно, ТИ-охладитель играет роль теплового диода — он пропускает тепловой поток только в одном направлении. Этим он выгодно отличается от своего ТЭ-аналога.

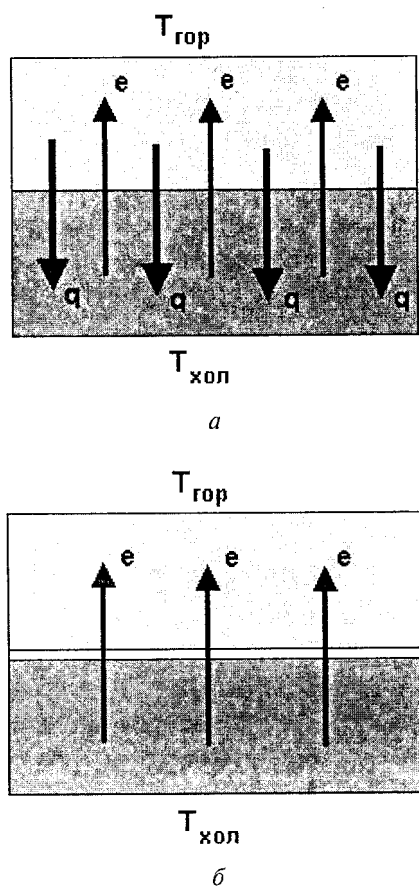


Рис. 1. Процессы переноса тепла в ТЭ (а) и ТИ (б) структурах:

$e$  — потоки электронов;  $q$  — потоки тепла вследствие теплопроводности

### ТИ-охладители на эффекте Ричардсона

Явления термо- и автоэлектронной эмиссии хорошо известны еще с начала XX века. Более того, генераторы электроэнергии, основанные на термоэлектронной эмиссии, имеют теоретический КПД, близкий к КПД машины Карно [8].

Правда, КПД реальных известных до последнего времени ТИ-генераторов остается весьма низким, и даже ниже, чем у ТЭ-преобразователей.

Классическая термоэлектронная эмиссия описывается уравнением Ричардсона

$$j_{TI} = (1 - \bar{r}) B T^2 e^{-\frac{A}{kT}}, \quad (1)$$

где  $T$  — абсолютная температура;

$A$  — работа выхода;

$k$  — постоянная Больцмана;

$B = 120 \text{ А/}(\text{см}^2 \cdot \text{К}^2)$  — постоянная Ричардсона;

$\bar{r}$  — средний коэффициент отражения термоэлектронов от границы катод—вакуум, он близок к нулю и несильно отличается у различных катодов, поэтому основной характеристикой процесса является работа выхода  $A$ .

В ТИ-охладителе используется электрическое поле для вырывания наиболее энергетичных электронов из катода. Эти электроны преодолевают работу выхода  $A$  и попадают на анод. При этом пространственный заряд электронов препятствует процессу термоэлектронной эмиссии. Для минимизации объемного заряда ТИ-преобразователь должен иметь расстояние между электродами не более  $(1-10)$  мкм, что сравнительно просто реализуется современными методами.

Но остается другая проблема. Для того чтобы электрон преодолел потенциальный барьер, материал катода должен иметь малую работу выхода. Наименьшее значение  $A$  имеют щелочные металлы, в первую очередь цезий. Так, предельно малое значение  $A$  в полупроводниках, покрытых цезием, а затем окисированных, удавалось достичь равным  $A \sim (0,7-0,8) \text{ эВ}$  [6]. Для большинства же металлов  $A = (4-5) \text{ эВ}$ . При таких значениях заметной эмиссии не происходит до температур более 2000 К. Поэтому многие металлы скорее расплавятся, чем начнут эмитировать электроны.

Таким образом, ТИ-охладители нуждаются в материалах с очень низкой работой выхода, но таких материалов до сих пор не обнаружено несмотря на активные поиски.

На рис. 2 представлены решения трансцендентного уравнения (1), связывающие температуру катода и работу выхода при различных значениях плотности тока эмиссии. Интересные для практических целей плотности отводимого тепла, как правило, не могут быть меньше  $0,1 \text{ Вт/см}^2$  (в работе [12] названо значение  $1,0 \text{ Вт/см}^2$  в качестве минимального). Поскольку  $q \sim \alpha T j$ , то для  $\alpha = 200 \text{ мкВ/К}$  и  $T = 300 \text{ К}$  плотности эмиссионных токов должны быть не меньше  $1,5 \text{ А/см}^2$ . Для задач же локального теп-

лоотвода от чипов эти значения могут превышать  $10^3 \text{ A/cm}^2$ .

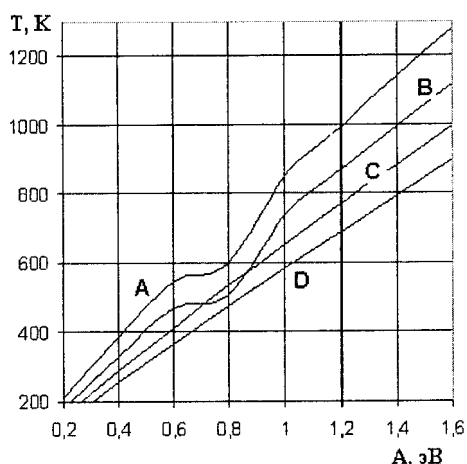


Рис. 2. Зависимость температуры катода от работы выхода при различных значениях плотности эмиссионного тока:  $A - j = 100 \text{ A/cm}^2$ ;  $B - j = 10 \text{ A/cm}^2$ ;  $C - j = 1 \text{ A/cm}^2$ ;  $D - j = 0,1 \text{ A/cm}^2$

Понятно, что практический интерес представляет охлаждение от комнатной температуры и от более низких температур. Как видно из рис. 2, катоды ТИ-охладителей, работающих на классическом эффекте Ричардсона, должны в этом случае иметь работу выхода не более 0,4 эВ для всех представляющих интерес плотностей тока. Такая работа выхода значительно меньше, чем у реальных материалов даже со специальными покрытиями. Поэтому ТИ-охладители на основе эффекта Ричардсона не могут быть непосредственно использованы на практике.

Возможное решение проблемы — использование в качестве теплового изолятора между катодом и анодом полупроводниковой пленки. Электроны в термоионном охладителе должны баллистически преодолевать потенциальный барьер. Этому условию удовлетворяет очевидное неравенство, которое связывает длину свободного пробега электронов, преодолевающих барьер  $\lambda$ , и ширину барьера  $L$ :  $L < \lambda$ . В [9, 10] рассматривался случай, когда в качестве барьерного слоя брали полупроводниковую пленку, т. е. структуру металл — полупроводник — металл. Подобный барьер (барьер Шоттки) позволяет существенно снизить работу выхода из катода до значений менее 0,1 эВ [9]. Однако использование полупроводникового барьера имеет свою негативную сторону. Действительно, процессу охлаждения катода при термоэлектронной эмиссии препятствует процесс теплопроводности, благодаря которому холодильный эффект будет гаситься тепловым потоком  $q = -k\Delta T/L$ . Поскольку  $L$  очень мало, то чтобы уменьшить  $q$ , необходимо использовать очень малые перепады температуры на толщине барьера. Но малый перепад температуры не позволит добиться холодильного эффекта. Чтобы обойти эту проблему,

в [9, 10] было предложено использовать многослойную систему, в которой удастся набрать необходимый перепад температур, суммируя малые перепады  $\Delta T$  на каждом слое. При анализе многослойного ТИ-охладителя в работах [9, 10] было наложено дополнительное условие отсутствия туннелирования, при этом ширина барьера превышает характерную длину туннелирования  $L > L_{\text{tun}}$ . Из теории [9, 10] следует, что при прочих равных условиях многослойный ТИ-охладитель может оказаться эффективнее, чем ТЭ-охладитель. При этом роль потенциальных барьеров могут играть либо барьеры Шоттки, либо барьеры в квантовых сверхрешетках [11].

### Квантовые ТИ-охладители с протяженными барьерами

В многослойных твердотельных структурах с полупроводниковыми пленками пропадает основное преимущество ТИ-преобразователя: отсутствие теплопроводности через барьер. Поэтому более перспективным ТИ-охладителем все же должен быть вакуумный прибор [12]. А проблема преодоления потенциального барьера может быть решена иным путем — с использованием эффекта туннелирования. Теоретическая модель такого ТИ-охладителя была предложена в работе [6].

Во внешнем электрическом поле потенциальный рельеф на участке между катодом и анодом может быть описан с учетом известных электростатических сил изображения. С помощью явного вида потенциального барьера  $V(x)$  можно определить вероятность проникновения электрона сквозь барьер как функцию энергии электрона  $D(\epsilon)$  (коэффициент прозрачности барьера) с использованием известного из квантовой механики ВКБ приближения. Тогда для плотности термо-туннельного тока вдоль оси  $x$  получим [6]

$$j_{TT} = e \int_{-\infty}^U N(\epsilon_x) D(\epsilon_x) d\epsilon_x, \quad (2)$$

где  $N(\epsilon_x)$  — плотность состояний электронов с энергиями в интервале  $[\epsilon_x, \epsilon_x + d\epsilon_x]$ ;

$U$  — максимальная высота потенциального барьера.

Аналогично (2) для плотности потока энергии, переносимой сквозь барьер путем туннелирования, будем иметь

$$q_{TT} = \int_{-\infty}^U (\epsilon_x + kT) N(\epsilon_x) D(\epsilon_x) d\epsilon_x. \quad (3)$$

Поток тепла, соответствующий обычной термоэлектронной эмиссии за счет эффекта Ричардсона, можно записать как [12]

$$q_{TI} = (A + 2kT) j_{TI}, \quad (4)$$

где  $j_{TI}$  определяется формулой (1).

Используя формулы (3) и (4), можно получить плотность отводимого от катода тепла [6] (плотность холодопроизводительности [8]). Соответствующие зависимости представлены на рис. 3.

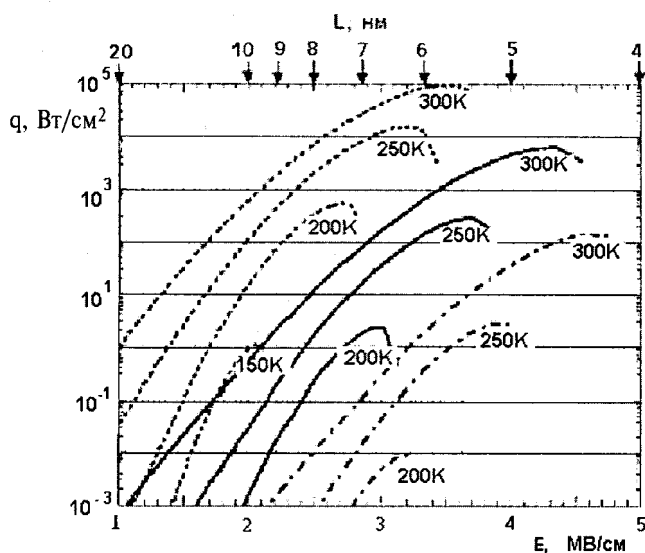


Рис. 3. Плотность холодопроизводительности как функция электрического поля для: ..... —  $A = 0,8$  эВ; — — — —  $A = 1,0$  эВ; — — — —  $A = 1,2$  эВ при различных температурах. Для всех кривых электрическое смещение составляет 2,0 В, а зазор между катодом и анодом изменяется

Как видно из рис. 3, теоретически холодопроизводительность такого термоионного охладителя (он назван в [5] термотуннельным — “thermotunnel”) могла бы достигать 5 кВт/см².

Однако возможность туннелирования предполагает, что ширина барьера должна быть малой по сравнению с характерной длиной туннелирования  $L_{\text{tun}} > L$ . Так, ширина барьера (ширина вакуумного зазора), по оценкам [6], не должна превышать 5–15 нм. Очевидно, практическое осуществление подобной структуры представляет сложную задачу [7]. Тем не менее, в [5] был предложен способ создания такого зазора. Решение состоит в том, чтобы формировать не плоские поверхности (предел точности при полировке составляет до 500 нм), а правильно повторяющие рельеф друг друга. На полированную кремневую подложку наносилась тонкая пленка титана (рис. 4), затем тонкая пленка серебра осаждалась на титане с тщательно регулируемой адгезией. Далее на серебре электрохимическим методом формировался медный слой. Кремний и медь имеют резко различающиеся коэффициенты теплового расширения. Последующее замораживание полученного сэндвича разделяло эти два электрода непосредственно вдоль барьера между слоями серебра и титана. Теперь поверхности точно повторяли рельеф друг друга, зазор между ними составлял нанометры, и они могли обеспечить значитель-

ные потоки туннелирования. Данная технология позволила создать при комнатной температуре туннельные токи до 10 А, что на порядки больше, чем было достигнуто в ТИ-устройствах.

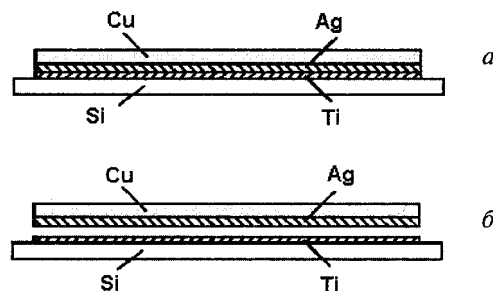


Рис. 4. ТИ-преобразователь с протяженным барьером: а — сэндвич Si/Ti/Ag/Cu; б — открытый сэндвич, состоящий из электродов Si/Ti и Cu/Ag с одинаковым рельефом поверхностей

Подобное устройство в 2004 г. было запатентовано [14]. Европейская фирма Cool Chips намерена инвестировать 10 млн дол. для начала промышленного производства ТИ-охладителей по технологии, приведенной в [5, 14]. Компания Rolls-Royce в 2003 г. приобрела эксклюзивные права на использование этих охладителей. Фирма Cool Chips продемонстрировала образцы своих охладителей, в которых используется туннелирование электронов поперек точно управляемого зазора толщиной в 20 нм. Утверждается, что опытные образцы имеют холодильный коэффициент до 55 % от коэффициента холодильной машины Карно, что больше, чем у парокомпрессионных машин (45–50 %). Cool Chips заявила о начале строительства завода по изготовлению миллиона охладителей в год.

### Твердотельные охладители с точечными контактами

В 2002 г. были опубликованы экспериментальные результаты [3, 4], которые продемонстрировали существенное возрастание ТЭ-эффективности в термоэлементах, в которых искусственно созданы микроструктуры с точечными контактами типа “острие конуса — плоскость” (рис. 5).

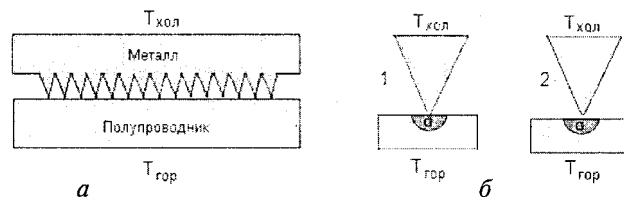


Рис. 5. Термоэлемент с точечными контактами: а — структура термоэлемента; б — отдельный контакт

Отметим, что термоэлементы с точечными контактами, в которых добротность может воз-

растать до гигантских значений за счет создания больших градиентов температуры, были запатентованы много лет назад [15, 16]. Однако подтвердить на опыте факт столь резкого возрастания добротности в постановке задачи [15, 16] никому не удалось [17], хотя теория и предсказывает возможность увеличения добротности при больших градиентах температуры [17, 18].

Благодаря точечному контакту между "холодной" (острие конуса) и "горячей" (пластина) частями термоэлемента электрическое и тепловое сопротивление сосредоточивается именно в области этого контакта. Поэтому здесь возникают большие градиенты температуры и электрического потенциала [3, 4]. С другой стороны, контакт между пластиной и острием конуса при наличии узкого зазора, по-видимому, может играть роль квантово-механического теплового диода. Отдельные пирамидальные структуры в [3, 4] имели радиус вершины  $\sim 0,5$  мкм и площадь основания  $\sim 10 \times 10$  мкм.

Измерения ТЭ-добротности [3, 4] производились в термоэлементах с точечными контактами, состоящих из полупроводниковых ветвей  $p$ -типа  $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$  и  $n$ -типа  $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,9}\text{Se}_{0,1}$ . Эффективность таких устройств достигала  $ZT = 1,7$  при комнатных температурах, в термоэлементе же обычного типа с использованием аналогичных полупроводниковых материалов она не превышает  $ZT = 1,0$ .

Для описания процессов передачи заряда и тепла в данной задаче можно воспользоваться уравнениями баланса энергии для электронов и фононов [16]

$$\begin{aligned} \text{div} \bar{q}_e &= j \bar{E}^* - P(T_e - T_p); \\ \text{div} \bar{q}_p &= P(T_e - T_p), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\bar{E}^* = -\nabla \varphi$  — градиент электрохимического потенциала;

$T_e, T_p$  — температуры электронов и фононов, соответственно.

Функция  $P(T_e - T_p)$  ответственна за энергетическое электрон-фононное взаимодействие [17].

Для плотности тока электронов и плотности потока тепла электронов и фононов можно записать

$$\bar{j} = -k_e(T_e) \bar{E}^* - \sigma(T_e) \alpha(T_e) \nabla T_e; \quad (6)$$

$$\bar{q}_e = -k_e(T_e) \nabla T_e + \Pi(T_e) \bar{j}, \quad \bar{q}_p = -k_p(T_p) \nabla T_p, \quad (7)$$

где  $\sigma(T_e)$ ,  $\alpha(T_e)$ ,  $k_e(T_e)$ ,  $\Pi(T_e)$  — коэффициенты электропроводности, термоЭДС, теплопроводности и Пельтье электронов, соответственно;

$k_p(T_p)$  — коэффициент фононной теплопроводности.

Решать уравнения (5) удобно для двух предельных случаев: отсутствия зазора между острием конуса и плоскостью и его наличия (см. рис. 2 В) [3].

Следуя [3], можно убедиться, что решение уравнений (5) с учетом (6), (7) действительно приводит к уменьшению эффективной теплопроводности вследствие частичного или полного исключения процессов фононной теплопроводности в процессах туннелирования электронов. Как следствие, это вызывает возрастание ТЭ-добротности. Однако надежные численные оценки роста добротности затруднительны из-за значительной неопределенности параметров задачи.

Другим возможным механизмом, который может вызвать рост эффективности термоэлемента с точечными контактами, является влияние больших градиентов температуры. Для анализа этого влияния опять необходимо воспользоваться уравнениями (5)–(7), но при их решении следует принимать во внимание нелинейность кинетических коэффициентов (эта задача решена нами в работах [2, 17, 18]).

Несмотря на то, что пока нет однозначного теоретического объяснения роста ТЭ-добротности в структурах с точечными контактами, лабораторные исследования выглядят очень обнадеживающими. Фирма IBM в мае 2003 г. создала предприятие NanoCoolers специально для разработки и серийного изготовления ТЭ/ТИ-микроохлаждавателей на основе структур с точечными контактами. NanoCoolers уже осваивает первую очередь инвестиций (8,5 млн дол. США). Начало серийного производства микроохлаждавателей запланировано на первую половину 2005 г.

### Аналогия между ТЭ- и ТИ-методами

Между ТЭ- и ТИ-методами охлаждения имеется аналогия [9]. В обоих случаях конечной целью является получение разности температур. И в том, и в другом методе электроны под действием электрического поля перемешаются, перенося одновременно и кинетическую энергию. В итоге область, из которой они уходят, оказывается обедненной "энергетичными" электронами, т. е. эта область будет охлаждаться (см. рис. 1). Основное же различие между методами определяется характером потока электронов — он является баллистическим или диффузионным. Если электроны без рассеяния (баллистически) преодолевают потенциальный барьер, то они переносят всю кинетическую энергию, следовательно, эффективность охладителя будет максимальной. Такой процесс реализуется в ТИ-охладителе, где электроны переносят энергию от катода к аноду. В чисто ТЭ-охлаждавателях электроны испытывают рассеяние, и поэтому переносят только часть своей кинетической энергии, поэтому эффективность ТЭ-охлаждавателей должна быть ниже, чем у ТИ.

Но как и для чисто ТЭ-охлаждения, при ТИ-процессе возможно воздействие негативного фактора — обратного переноса тепла за счет теплопроводности и излучения. Причем вакуумный (а не твердотельный) зазор предпочтительнее, ибо в этом

случае теплопроводность исключается. Что же касается переноса тепла излучением, то при комнатных температурах оно пренебрежимо мало [12].

Мы видим, что не всегда можно провести четкую черту между ТЭ- и ТИ-явлениями. Ярким примером являются квантовые сверхрешетки, представляющие собой пленочные плоскостойкие структуры [11]. Если в сверхрешетках электрическое поле направить поперек слоев, то электроны смогут двигаться баллистическим образом [9], поэтому данное устройство следует назвать скорее ТИ-, чем ТЭ-охладителем.

В таблице представлено сравнение ТЭ- и ТИ-охладителей. Твердотельные охлаждатели с точечными контактами [3, 4] трудно однозначно поместить в один столбец таблицы — если их работа определяется туннелированием электронов на границе острие конуса — плоскость, то они должны находиться в ТИ-столбце, а если повышение добротности связано с большими градиентами температуры — то в ТЭ-столбце.

обычные компрессорные рефрижераторы даже для систем с большой холодопроизводительностью, не говоря уже о микроохладителях для нужд микро- и фотоэлектроники. Правда, на этом пути остается ряд серьезных проблем [7].

Можно констатировать, что дальнейшее развитие микро- и фотоэлектроники лимитируется необходимостью термостабилизации и отвода теплоты от элементов электронной техники. Твердотельный (ТЭ/ТИ) метод охлаждения благодаря ряду преимуществ оказывается практически безальтернативным для охлаждения и термостабилизации электронных элементов. В течение последних двух-трех лет произошел прорыв в принципах создания миниатюрных твердотельных охлаждателей. Их эффективность возросла в разы, в то время как за предшествующие пятьдесят лет рост эффективности не превысил 30 %. Наиболее перспективным методом охлаждения представляется ТИ-метод с использованием туннелирования через вакуумный зазор.

Свойства ТЭ- и ТИ-охладителей

| Характер охладителя               | ТЭ                         | Граница между ТЭ и ТИ размыта | ТИ                          |
|-----------------------------------|----------------------------|-------------------------------|-----------------------------|
| Способ охлаждения                 | Перенос энергии носителями | Перенос энергии носителями    | Перенос энергии электронами |
| Характер потока электронов        | Диффузионный               | Баллистический                | Баллистический              |
| Наличие вакуумного зазора         | Нет                        | Нет                           | Есть                        |
| Наличие туннелирования электронов | „                          | Нет [9, 10]<br>Есть [11]      | Нет [8]<br>Есть [5–7, 14]   |

Если для холодильного коэффициента ТЭ-охлаждателя известна простая формула, то для вычисления ТИ-холодильного коэффициента приходится решать трансцендентные уравнения, и аналитическое решение получить не представляется возможным. Поэтому непосредственное сравнение холодильных коэффициентов для этих охлаждателей сделать не удастся. Численное сравнение удалось получить только для ТИ-охлаждателя без туннелирования [12]. Используя результаты [6], можно убедиться, что при работе выхода  $A = 0,8$  эВ, электрическом поле  $E = 2,0$  В и ширине вакуумного зазора  $L = 10$  нм может быть достигнута температура  $\sim 150$  К. Если воспользоваться известными формулами для ТЭ-охлаждателя, то для достижения максимального перепада температур от значения  $T = 300$  К потребовался бы ТЭ-материал с безразмерной добротностью  $ZT = 4,0$  при  $T = 300$  К.

Практическая реализация ТИ-преобразователей со столь высокой эффективностью позволила бы использовать значительно более простые и компактные холодильные машины, чем

*Авторы выражают благодарность д-ру К. Вайнингу (ZT Services, Inc., США), который обратил наше внимание на информацию в сети Интернет о бизнес-планах фирм Cool Chips и NanoCoolers.*

*Данная работа выполнена при поддержке Министерства образования России, грант E02-3.4-69.*

#### Литература

1. Mahajan R. XXI International Conf. on Thermoelectrics, August 26–29, 2002. Program and Abstracts. JPL-NASA. 2002. P. 71.
2. Булат Л. П. // Прикладная физика. 2003. № 1. С. 118.
3. Ghoshal U., Ghoshal S., McDowell C. and Shi L. // Appl. Phys. Letters. 2002. V. 80. № 16. P. 3006.
4. Ghoshal U. Proc. XXI International Conf. on Thermoelectrics, August 26–29, 2002. IEEE. P. 540.

5. Tavkhelidze A., Skhiladze G., Bibilashvili A., Tsakadze L., Jangadze L., Taliashvili Z., Cox I., Berishvili Z.: Proc. XXI International Conf. on Thermoelectrics, August 26–29, 2002// IEEE. P. 435.

6. Hishinuma Y., Geballe T. H., Moyzhes B. Y., Kenny T. W. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. № 17. P. 2572.

7. Hishinuma Y., Geballe T. H., Moyzhes B. Y., Kenny T. W. // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. № 7. P. 4690.

8. Mahan G. D. // Ibid. 1994. V. 76. № 7. P. 4362.

9. Mahan G. D. and Woods L. M. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. № 18. P. 4016.

10. Mahan G. D., Sofo J. O. and Bartkowiak M. // J. Appl. Phys. 1998. V. 83. № 9. P. 4683.

11. Venkatasubramanian R., Silvola E., Colpitts T. and O'Quinn B. // Nature. 2001. V. 413. P. 597.

12. Nolas G. S., Goldsmid H. G. // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. № 8. P. 4066.

13. Xuan X. C. // Ibid. 2002. V. 92. № 8. P. 4746.

14. Tavkhelidze A. et al. Patent No. US 6,720,704 B1, Apr. 13, 2004.

15. Dahlberg R. Deutsches Patentamt No. 2547262, 22.04.77.

16. Dahlberg R. Заявка Японии 59-15195, 07.04.84 (на японском яз.).

17. Анатыхук Л. И., Булат Л. П. Полупроводники в экстремальных температурных условиях — Санкт-Петербург: Наука, 2001.

18. Bulat L. // Journal of Thermoelectricity. 1997. № 4. P. 3.

Статья поступила в редакцию 10 октября 2004 г.

## Solid-state structures with submicron and nano-scale inhomogeneities as materials for new generation of coolers

L. P. Bulat

St.-Petersburg State University of Refrigeration and Food Engineering, St.-Petersburg, Russia

G. N. Logvinov

Instituto Politecnico Nacional, D. F., Mexico, Mexico

*New experimental and theoretical results on sharp increase of the efficiency of solid-state coolers (thermoelectric and thermionic ones) for photo- and microelectronics elements are analyzed. New structures with submicron and nano-scale inhomogeneities are used in the coolers. Physical models that can explain the essential increase of the efficiency in such structures are considered.*

УДК 621.315.592

## Влияние термообработок на параметры фотодиодов, сформированных ионной имплантацией бора в гетероэпитаксиальные слои МЛЭ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ $p$ -типа

В. В. Васильев, В. Н. Овсяк, Д. Ю. Протасов, Н. Х. Талипов

Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск, Россия

*Проведены исследования влияния термообработок на параметры фотодиодов, сформированных с помощью ионной имплантации бора в гетероэпитаксиальные слои  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$   $p$ -типа и выращенных методом МЛЭ (ГЭС МЛЭ КРТ). Фотодиодные структуры подвергались изохронным и изотермическим отжигам в интервале температур 60–115 °С в инертной атмосфере либо в вакууме. Наблюдались существенное уменьшение темнового тока и увеличение динамического сопротивления  $R_d$ , величины  $R_0A$  и фототока диодов при температурах отжига 90–115 °С.*

Ионная имплантация в КРТ  $p$ -типа является базовым процессом для формирования  $n$ - $p$ -переходов. Основное ее преимущество в том, что в решетку КРТ при ионной бомбардировке вводятся радиационные дефекты донорного типа независимо от природы внедряемых ионов [1], поэтому проводить постимплантационный отжиг, как правило, не требуется, что значительно упрощает технологию формирования  $n$ - $p$ -переходов.

Для создания  $n$ - $p$ -переходов в КРТ  $p$ -типа предпочтительно использовать ионы бора [2], имеющего небольшую массу, что приводит к меньшей плотности дефектов в имплантированном приповерхностном слое. В области торможения ионов бора в решетке КРТ генерируются как структурные нарушения, так и радиационные дефекты донорного типа. Бор, являясь донорной примесью, частично активируется уже в процессе ионной имплантации [3]. Однако