

06

Анализ процессов теплопередачи в контактах многоэлементных полупроводниковых ключей-размыкателей лазерным термоволновым методом

© А.Л. Глазов, В.А. Козлов, К.Л. Муратиков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
НПО „ФИД-Техника“, Санкт-Петербург
E-mail: klm.holo@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 4 июля 2011 г.

Методами лазерной термоволновой диагностики исследованы процессы теплопереноса в межсоединениях полупроводниковых диодных структур высоковольтных импульсных ключей-размыкателей, собранных по технологии „столбов“. Предложена теоретическая модель процессов распространения тепловых волн в подобных структурах с учетом технологических особенностей подготовки поверхностей полупроводниковых элементов, слоев спайки или сварки. Показано, что лазерные термоволновые методы позволяют диагностировать качество теплофизических контактов между элементами ключей-размыкателей при различных технологиях их соединений.

Работа современных силовых полупроводниковых приборов сопровождается выделением значительных тепловых мощностей. Плотность тепловыделения в рабочих областях этих приборов стала настолько высокой, что тепловые эффекты часто становятся определяющими факторами, ограничивающими дальнейший прогресс в области улучшения основных характеристик таких приборов [1]. В связи с этим изучение тепловых процессов становится одной из первостепенных задач физики и техники силовых полупроводниковых приборов.

К приборам, требующим особенно тщательного подбора технических решений в вопросе отвода тепла, в первую очередь следует отнести импульсные высоковольтные полупроводниковые ключи-размыкатели на основе специальных диодных структур [2–4]. Конструктивно такие твердотельные ключи-размыкатели представляют собой сборки из по-

следовательно соединенных диодных элементов, количество которых в сборке может составлять несколько десятков штук. Следует отметить, что отвод тепла от дискретных полупроводниковых структур внутри такихборок осуществляется, как правило, последовательно через все внутренние диодные элементы столба к одной и обеим крайним поверхностям сборки, где тепло рассеивается с помощью теплоотводящих устройств-радиаторов. Очевидно, что используемые для сборки столбов материалы и сама технология изготовления соединений между диодными структурами в существенной мере определяют тепловой режим работы как дискретных полупроводниковых структур, так и всего ключа-размыкателя в целом. При этом для силовых приборов, работающих в импульсных режимах, особое значение имеют динамические процессы теплопереноса, а также однородность этих процессов по площади и объему полупроводниковых кристаллов. Длительность отдельных импульсов или „пакетов“ импульсов обычно много меньше или соответственно сравнима со временем установления стационарного теплового режима в подобных приборах. Поэтому именно динамические тепловые режимы для импульсных силовых приборов определяют их предельные коммутационные возможности и надежность. Важность и необходимость осуществления контроля динамических условий распространения тепла в современных силовых импульсных полупроводниковых приборах требуют разработки новых методов их тестирования, так как стандартные методики измерений интегральных и стационарных тепловых характеристикборок силовых приборов абсолютно не отвечают новым требованиям по контролю динамики отвода тепла от кристаллов таких приборов.

В рамках данной работы производилась оценка качества динамических теплопроводящих свойств контактов между отдельными элементами многоэлементных силовых полупроводниковых ключей с помощью лазерной термоволновой фотодифракционной (ФД) методики. В этой методике модулированное во времени и сфокусированное на торцевую поверхность исследуемого объекта (сборки диодных структур) излучение лазера накачки, сильно поглощающееся материалом объекта, использовалось для локального возбуждения тепловых волн с заданной частотой. Регистрация генерируемых тепловых волн осуществлялась по отклонению пучка зондирующего лазера тепловой линзой, формирующейся в воздушной среде вблизи поверхности объекта при возбуждении в нем тепловых волн. Подобный подход ранее с успехом использовался

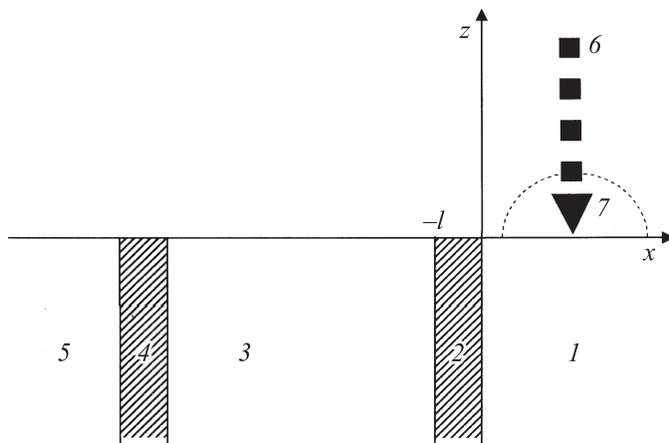


Рис. 1. Геометрия расположения образца и возбуждающего лазерного излучения: 1, 3, 5 — полупроводниковые области ключа-размыкателя; 2, 4 — зоны спайки, 6 — пучок возбуждающего лазерного излучения, 7 — тепловая линза.

нами для регистрации нестационарных теплофизических процессов в полупроводниках и керамиках [5–7].

На рис. 1 представлена схема измерений с геометрией расположения основных областей исследуемого образца и пучка лазера накачки, генерирующего тепловые волны. В данной работе исследовались две группы образцов, собранных в столбы с использованием различных технологий соединения пластин. Для первой группы приборов их сборка осуществлялась стандартной пайкой шлифованных или полированных диодных структур, тогда как во второй группе образцов их сборка проводилась путем сплавления или диффузионной сварки полированных диодных структур через тонкие слои алюминия. Шлифовка пластин диодных структур осуществлялась „свободным“ абразивом (зернами SiC) с размером зерна основной фракции $14\ \mu\text{m}$, тогда как их полировка производилась химико-механическим способом с использованием суспензии азросила.

Приборы первой группы спаивались припоем ПОС 63 (сплав олова и свинца) при температуре $200\text{--}210^\circ\text{C}$. Перед пайкой на пластинах формировались омические контакты путем химического осаждения никеля на поверхность диодных структур и его вжигания в кремний

в вакууме при температуре 650–660°C. Технология формирования никелевых контактов к полированным и шлифованным пластинам диодных структур была одинаковой.

Перед сплавлением диодных структур в столбы для образцов второй группы на чистые полированные поверхности готовых приборов сначала напылялся слой алюминия толщиной 7–8 μm, после чего они складывались в стопку-столб и под давлением примерно 10² кПа сплавлялись друг с другом в вакууме при температуре около 700°C. Диффузионная сварка полированных диодных пластин осуществлялась через алюминиевую фольгу толщиной 30 μm в вакууме под давлением примерно 10⁵ кПа при температуре около 500°C.

Для оценки качества теплопередачи контактом исследовался характер измерения ФД-сигнала по мере приближения зоны генерации тепловых волн к контакту со стороны одной из полупроводниковых областей. В качестве лазера накачки использовался аргоновый лазер ЛГН-503 с длиной волны $\lambda = 0.514 \mu\text{m}$, излучение которого сильно поглощалось в кремнии, поэтому генерация тепловых волн в нем носила чисто поверхностный характер. Излучение лазера накачки модулировалось с частотой 1 kHz и фокусировалось на поверхность образца в пятно с диаметром 2 μm. Для зондирования использовался пучок He–Ne-лазера Meles Griot 05-LHP-151, отклонения направления распространения которого регистрировались с помощью координатно-чувствительного фотоприемника.

Для количественной оценки теплофизических свойств контактов в данной работе была разработана теоретическая модель, учитывающая наличие слоя металла между полупроводниковыми элементами. Качество теплопроводящих свойств контактов, выполненных по различным технологиям, оценивалось из сравнения измеренных и расчетных характеристик ФД-сигналов. С учетом того, что в данной работе возбуждение тепловых волн осуществлялось лазерным источником с гармоническим законом изменения во времени, т.е. зависимость температуры от времени имела форму $T_j(x, y, z, t) = T_j(x, y, z, \omega)e^{i\omega t}$, процессы теплопроводности в областях 1, 2 и 3 описывались с помощью уравнений

$$\Delta T_j - \frac{i\omega}{\kappa_j} T_j = -\frac{Q_j(x, y, z, \omega)}{K_j}, \quad (1)$$

где $Q_j(x, y, z, \omega)$ — источник тепла, возбуждающий тепловые волны в области j ; κ_j и K_j — соответственно температуро- и теплопроводности материала этой области.

Уравнение (1) решалось с учетом граничных условий на границе раздела исследуемого объекта с воздушной средой (на рис. 1 плоскость $z = 0$), а также на поверхностях контакта полупроводника со слоем припоя. Они включали в себя равенство температур и тепловых потоков на всех указанных границах. При этом имелось в виду, что в данной работе в ФД-экспериментах использовалась только переменная составляющая температуры с частотой 1 кГц. Поскольку установлено, что при частотах более 10^2 Hz число Био существенно меньше единицы для образцов из большинства материалов [8], то расчет характеристик тепловых волн в образце производился без учета конвективного отвода тепла в воздушную среду. Таким образом, процесс генерации тепловых волн в исследуемой структуре можно рассматривать при следующих граничных условиях для тепловых потоков

$$\frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\partial T_3}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0,$$

$$K_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=0} = K_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x=0}, \quad K_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x=-l} = K_1 \frac{\partial T_3}{\partial x} \Big|_{x=-l}, \quad (2)$$

где $T_1(x, y, z, \omega)$, $T_2(x, y, z, \omega)$ и $T_3(x, y, z, \omega)$ — нестационарные распределения температуры в первой области полупроводника, припое и в третьей области полупроводника соответственно, K_1 и K_2 — соответственно теплопроводности полупроводникового материала и припоя, l — толщина слоя припоя.

При определении ФД-сигнала эффекты воздействия тепловой линзы вдоль направления распространения пучка зондирующего лазера суммируются [5–7]. В геометрии на рис. 1 это направление вдоль оси y , перпендикулярной плоскости рисунка. При регистрации ФД-сигнала по отклонению пучка зондирующего лазера тепловой линзой в направлении, перпендикулярном поверхности образца, он пропорционален усредненному по y градиенту температуры воздуха. Поэтому, если для температуры газовой среды ввести обозначение $T_g(x, y, z, \omega)$, то ФД-сигнал оказывается пропорциональным градиенту $\partial \bar{T}_g(x, z, \omega) / \partial z$ (здесь введено обозначение $\bar{T}_g(x, z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dy T_g(x, y, z, \omega)$). В силу равенства температур на границе раздела образца и воздушной среды, например, в зоне расположения его полупроводниковой области, справедливо соотношение $T_g(x, y, z, \omega)|_{z=0} = T_1(x, y, z, \omega)|_{z=0}$. Последнее равенство позволяет найти ФД-сигнал от области 1 с помощью

выражения $\bar{T}_g(x, z, \omega) = \bar{T}_1(x, z = 0, \omega) \exp\left(-\sqrt{\frac{i\omega}{\kappa_g}} z\right)$ (κ_g — теплопроводность воздуха) при условии, что известно распределение температуры в этой области образца.

Приведенные соображения по определению ФД-сигнала позволяют свести рассматриваемую задачу для гармонической тепловой волны к двумерному случаю. Методика решения подобных двумерных задач при контакте двух материалов была предложена в работах [9,10]. При этом определяются фурье-компоненты температур $\bar{T}_j(x, y, k_z, \omega) = \int dz e^{ik_z z} T_j(x, y, z, \omega)$. В данной работе результаты [9,10] были обобщены на случай наличия промежуточного слоя между двумя контактирующими областями (слоя припоя). Сами распределения температур $T_j(x, y, z, \omega)$ и ФД-сигнал восстанавливались по фурье-образам соответствующих температур численными методами с помощью быстрого преобразования Фурье.

Экспериментальное исследование процессов теплопереноса в диодных столбах производилось путем перемещения излучения возбуждающего лазера вдоль их поверхности (на рис. 1 вдоль координаты x) и регистрации соответствующих изменений ФД-сигнала. На рис. 2 приведены результаты подобных экспериментов для образцов первой группы, собранных пайкой. Из рис. 2 видно, что ФД-сигнал по мере приближения к зоне спайки заметно увеличивается, причем это увеличение проявляется значительно сильнее для диодных столбов из „шлифовальных“ пластин. Подобное поведение ФД-сигнала указывает на разное качество теплоотвода из полупроводниковых структур с различной обработкой их поверхностей: существенно худший теплоотвод имеют пластины в диодных столбах со шлифованными поверхностями пластин по сравнению с полированными.

На рис. 3 приведены результаты более детального исследования характера изменения ФД-сигнала в диодных столбах по мере приближения области возбуждения тепловых волн в кремнии к границе зоны спайки. На рис. 3 приведены также результаты теоретических расчетов характера изменения ФД-сигнала по изложенной методике по мере изменения расстояния между центром пучка возбуждающего лазера и зоной спайки. В расчетах теплопроводность кремния принималась равной $1.5 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$. Толщины областей спайки в структурах со шлифованными поверхностями находились в диапазоне $35\text{--}40 \mu\text{m}$, а с полированными поверхностями — $15\text{--}20 \mu\text{m}$. Их толщина определялась оптическим методом. Единственным параметром, варьировавшимся в ходе

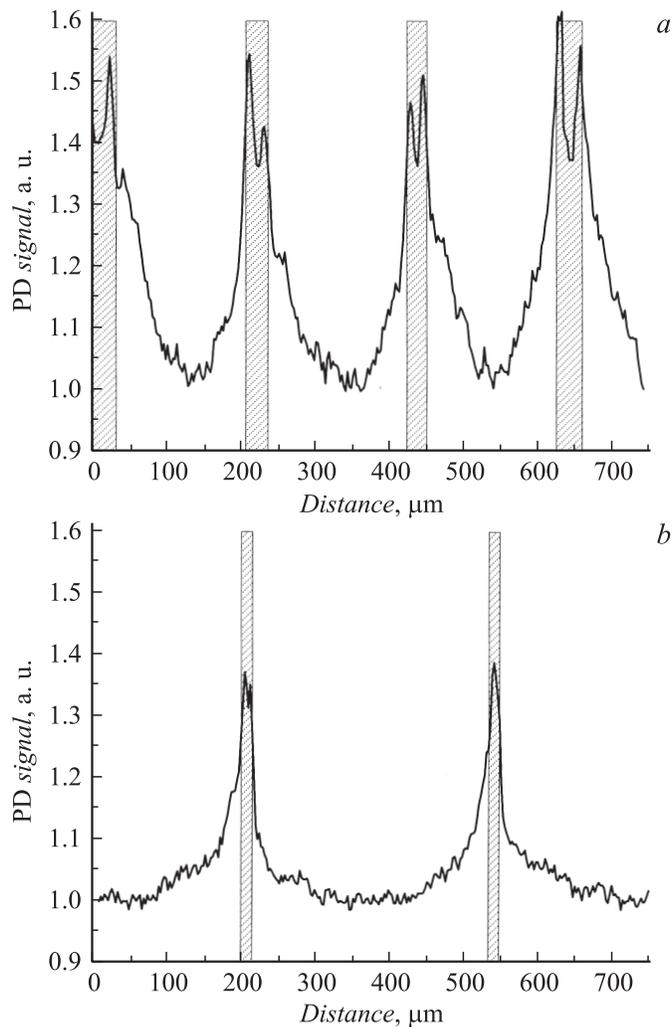


Рис. 2. Характер изменения амплитуды ФД-сигнала при перемещении зоны возбуждения тепловых волн вдоль поверхности диодного ключа. Незаштрихованные участки соответствуют областям кремния, заштрихованные — зонам припоя. *a* — случай спайки шлифованных кремниевых поверхностей, *b* — случай спайки полированных поверхностей. Частота тепловых волн 1 kHz.

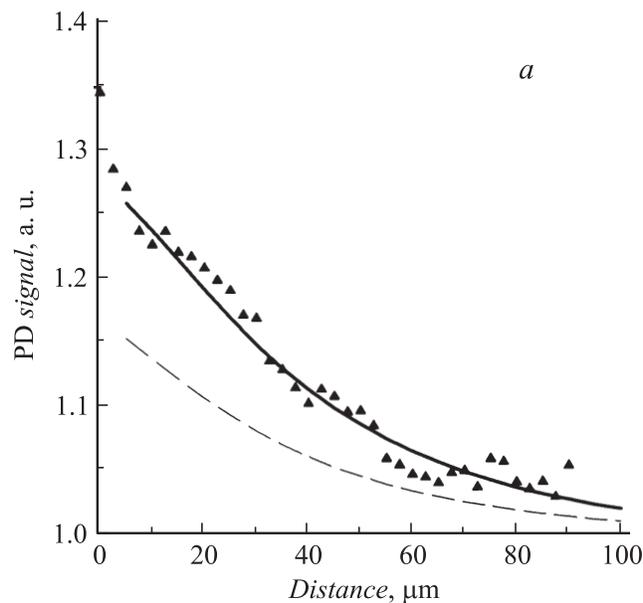


Рис. 3. Поведение амплитуды ФД-сигнала от полупроводниковой области вблизи границы зоны спайки. *a* — в случае спайки шлифованных кремниевых поверхностей, *b* — в случае спайки полированных поверхностей. ▲ — результаты экспериментальных измерений, сплошные кривые — результаты теоретических расчетов, соответствующие значениям K_2 : *a* — $K_2 = 0.20 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$, *b* — $K_2 = 0.38 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$. Пунктирные кривые — результаты теоретических расчетов, соответствующие объемному значению коэффициента теплопроводности припоя ПОС 63. Частота тепловых волн 1 kHz.

расчетов, являлась теплопроводность слоя спая. При этом наилучшее совпадение экспериментальных и теоретических результатов для ФД-сигналов достигалось при эффективном значении коэффициента теплопроводности слоя спайки шлифованных поверхностей $0.20 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$, а полированных — $0.38 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$. Эти значения оказались несколько меньше коэффициента теплопроводности припоя ПОС 63, равного $0.48 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$, что можно объяснить сильным влиянием интерфейсов металл-полупроводник на общую теплопроводность спая при малых толщинах слоя припоя.

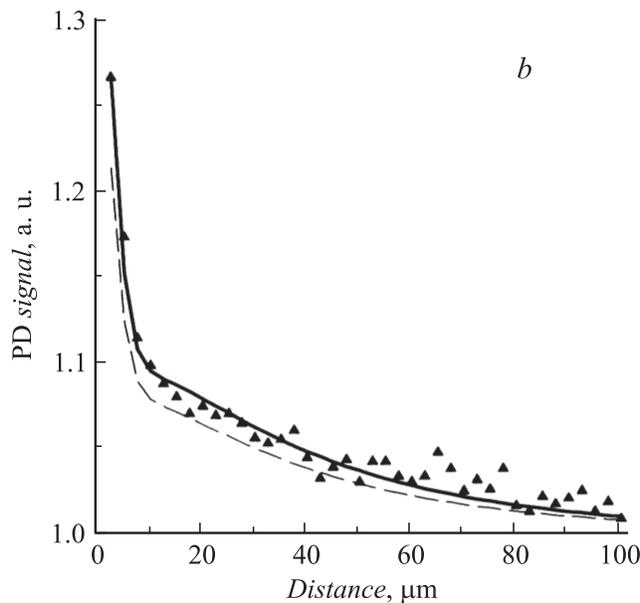


Рис. 3 (продолжение).

Из полученных результатов видно, что наилучшие теплофизические свойства контактов между отдельными элементами ключей для приборов первой группы достигаются при спайке полированных полупроводниковых поверхностей. Однако даже в этом случае припой ПОС 63 при реальных толщинах контактов не обеспечивает идеальных теплофизических характеристик. Что касается столбов из второй группы образцов, то для них практически не наблюдалось какого-либо увеличения ФД-сигнала по мере приближения к зоне соединения полупроводниковых пластин через слои алюминия. Подобное поведение свидетельствует о практически идеальном характере теплоотвода через подобные контакты. Вместе с тем в соответствии с полученными в работе результатами подобный вывод можно считать справедливым только для частот порядка 1 kHz. При более высоких частотах он нуждается в дополнительном исследовании.

Таким образом, полученные результаты показывают, что лазерные термоволновые методы позволяют качественно и количественно оцени-

вать динамические теплоотводящие свойства контактов многоэлементных импульсных силовых приборов, изготовленных с применением различных методов сборки. В связи с этим они могут использоваться для создания приборов подобного рода с оптимальными теплофизическими свойствами.

В заключение авторы выражают благодарность РФФИ за частичную поддержку данной работы в рамках гранта № 11-02-00664, а также О. Королькову за проведение процессов диффузионной сварки полупроводниковых структур.

Список литературы

- [1] *Baliga B.J.* Fundamentals of power semiconductor devices. NY: Springer Science. 2008. 1072 p.
- [2] *Efavov V.M., Kardo-Sysoev A.F., Larionov M.A.* et al. // Proc. of the 11th IEEE Int. Pulsed Power Conf. Maryland, USA, June 29–July 2, 1997. V. 2. P. 985.
- [3] *Любутин С.К., Рукин С.Н., Словиковский Б.Г., Цыранов С.Н.* // ПТЭ. 2000. В. 3. С. 52–60.
- [4] *Kozlov V.A., Smirnova I.A., Moryakova S.A., Kardo-Sysoev A.F.* // Conf. Rec. of the 25th. Int. Power Modulator Symp. California, USA, June 30–July 3, 2002. P. 441.
- [5] *Glazov A.L., Muratkov K.L.* // Opt. Eng. 1997. V. 36. N 2. P. 358–362.
- [6] *Глазов А.Л., Муратиков К.Л.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. В. 6. С. 110–115.
- [7] *Muratkov K.L., Glazov A.L., Rose D., Dumar J.* // High Temperatures–High Pressures. 2001. V. 33. N 3. P. 285–292.
- [8] *Torn R.D., O'Hara E.P.* // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 8. P. 5392–5400.
- [9] *Shendeleva M.L.* // Phys. Rev. 2002. V. 65. N 13. P. 134209-1–134209-8.
- [10] *Shendeleva M.L.* // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. N 5. P. 2839–2845.