

06;07

Исследование процесса отвода тепла от полупроводниковых солнечных элементов с помощью лазерных термоволновых методов

© А.Л. Глазов, В.С. Калиновский, Ю.Г. Лисицина,
К.Л. Муратиков, Н.С. Потапович

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

Поступило в Редакцию 20 февраля 2011 г.

Методами лазерной термоволновой диагностики исследованы процессы теплопереноса между полупроводниковым солнечным элементом и теплоотводящей керамикой. Предложена теоретическая модель процессов распространения тепловых волн в подобных структурах с учетом наличия слоя припоя между полупроводником и керамикой. Показано, что лазерные термоволновые методы позволяют оценить теплофизические свойства слоя припоя, а также характер их деградации под действием эксплуатационных температурных перепадов.

Одно из важнейших направлений современной энергетики связано с созданием эффективных солнечных батарей (СБ) на основе многопереходных полупроводниковых наногетероструктурных солнечных элементов (МСЭ) и концентраторов солнечного излучения [1]. Эффективность преобразования такими МСЭ энергии солнечного излучения в электричество, при степени концентрации до 10 солнц, в настоящее время находится на уровне 30% [2]. При этом около 70% солнечного излучения расходуется исключительно на нагрев МСЭ. Поэтому тепловые процессы при эксплуатации СБ играют важную роль. Их влияние оказывается особенно существенным при разработке высокоэффективных космических СБ с концентраторами солнечного излучения, для которых характерны резкие температурные перепады от -170 до 150°C при отсутствии конвекции. В этом случае важным условием надежной эксплуатации СБ является обеспечение эффективного отвода тепла от МСЭ с его последующим сбросом в космическое пространство. Оптимизация теплофизических процессов

при эксплуатации космических СБ достигается за счет решения двух задач. Первая из них решается путем монтажа МСЭ на подложку с высокой теплопроводностью и коэффициентом теплового расширения, близким к материалу МСЭ. Вторая — за счет создания эффективного контакта между МСЭ и керамикой, обеспечивающего надежный отвод тепла из МСЭ в керамику. При этом эффективность теплоотвода определяется качеством соединительного слоя — спая, между МСЭ и теплоотводящей подложкой.

В данной работе сделана попытка оценки качества теплопроводящих свойств спая между МСЭ на основе гетероструктуры InGaP/GaAs/Ge и AlN керамической подложкой. Сам спай создавался с помощью паяльной пасты KESTER „Easy Profile 256“. Пайка осуществлялась в соответствии с рекомендованным производителем температурным профилем. В использованной пасте содержится поверхностно-активный флюс, предназначенный для смачивания спаиваемых поверхностей металлом припоя, обеспечивающий надежное паянное соединение деталей в случаях, когда место спайки контактирует с атмосферой и имеется возможность полного испарения выкипающего флюса. В нашем случае проводится паяное соединение плоских элементов и равномерный выход испарившегося флюса со всей спаиваемой поверхности затруднен. Газы, оставаясь в месте соединения, образуют каверны в слое припоя, которые могут нарушить герметичность и надежный отвод тепла от МСЭ. Кроме этого, флюс, вытекая из места спая, может ухудшить качество монтажа и характеристики МСЭ. Для устранения этих недостатков необходимое для пайки количество пасты делилось на части. Одна из них нагревалась в вытяжном шкафу при температуре $120 \pm 10^\circ\text{C}$ в течение нескольких минут для удаления из нее некоторого количества флюса. Затем обе части тщательно перемешивались и для удобства нанесения на металлизированную поверхность керамического теплоотводящего основания разбавлялись небольшим количеством этилового спирта.

Оценка качества теплопередающих свойств контакта между МСЭ и керамикой осуществлялась с использованием лазерной термоволновой фотодетекционной (ФД) методики. В этой методике для локального возбуждения тепловых волн используется излучение лазера накачки, сильно поглощающееся материалом объекта. Излучение модулировано во времени с заданной частотой и сфокусировано на поверхность исследуемого объекта. Регистрация генерируемых тепловых волн осуществляется по отклонению пучка зондирующего лазера тепловой линзой,

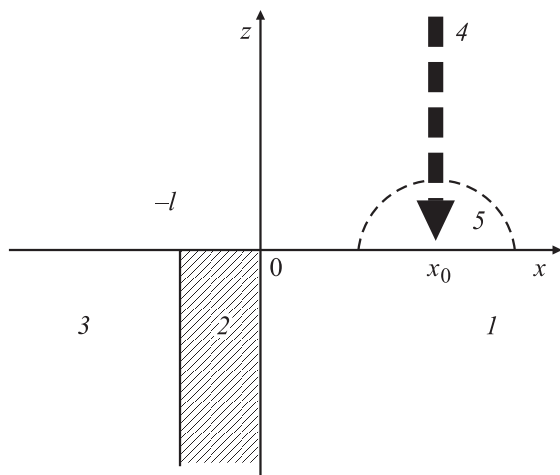


Рис. 1. Геометрия расположения образца и возбуждающего лазерного излучения: 1 — полупроводник, 2 — слой припоя, 3 — керамика, 4 — пучок возбуждающего лазерного излучения, 5 — тепловая линза.

формирующейся в воздушной среде вблизи поверхности объекта при возбуждении в нем тепловых волн. Подобный подход ранее с успехом использовался нами для регистрации нестационарных теплофизических процессов в полупроводниках и керамиках [3,4].

Исследование теплофизических свойств контакта между МСЭ и керамикой производилось в геометрии, показанной на рис. 1. Перед экспериментом осуществлялась полировка поверхности структуры, обеспечивавшая оптическую однородность полупроводникового материала вблизи контакта. Для оценки качества теплопередачи контактом (слоем припоя) исследовался характер изменения ФД-сигнала по мере приближения зоны генерации тепловых волн к керамике со стороны полупроводника. В качестве лазера накачки в работе использовался аргоновый лазер с длиной волны $\lambda = 0.514 \mu\text{m}$, излучение которого сильно поглощалось в МСЭ, поэтому генерация тепловых волн в нем носила поверхностный характер. Излучение лазера накачки модулировалось с частотой 1 kHz и фокусировалось на поверхность образца в пятно с диаметром $2 \mu\text{m}$. Для зондирования использовался пучок He-Ne-лазера, отклонения направления распространения которого регистрировались с помощью координатно-чувствительного фотоприемника.

Для количественной оценки процессов теплоотвода от МСЭ в данной работе была разработана теоретическая модель, учитывающая наличие слоя припоя между полупроводниковой подложкой и керамикой. В самих областях 1 и 3 процессы распространения тепла описывались уравнениями теплопроводности для полупроводниковой структуры и керамики. Качество теплопроводящих свойств слоя припоя для конкретных МСЭ оценивалось из сравнения измеренных и расчетных характеристик ФД-сигналов.

Следует отметить, что в ФД-экспериментах используется только переменная составляющая температуры. При этом установлено, что при частотах более 10^2 Hz число Био оказывается существенно меньше единицы для образцов из большинства материалов [5] и конвективный отвод тепла практически не влияет на характеристики тепловой волны. Таким образом, процесс генерации тепловых волн в исследуемой структуре можно рассматривать при следующих граничных условиях

$$\left. \frac{\partial T_1}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial T_2}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial T_3}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad K_1 \left. \frac{\partial T_1}{\partial x} \right|_{x=0} = K_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial x} \right|_{x=0},$$

$$K_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial x} \right|_{x=-l} = K_3 \left. \frac{\partial T_3}{\partial x} \right|_{x=-l}, \quad (1)$$

где $T_1(x, y, z, t)$, $T_2(x, y, z, t)$ и $T_3(x, y, z, t)$ — нестационарные распределения температуры в полупроводнике, припое и керамике соответственно, K_1 , K_2 и K_3 — их теплопроводности, l — толщина слоя припоя.

В соответствии с известными результатами [3,4] при определении ФД-сигнала эффекты воздействия тепловой линзы вдоль направления распространения пучка зондирующего лазера суммируются. В геометрии на рис. 1 это направление оси y , перпендикулярной плоскости рисунка. В данной работе регистрировалось отклонение пучка зондирующего лазера тепловой линзой в направлении, перпендикулярном поверхности образца. Поэтому в нашем случае регистрировался ФД-сигнал, пропорциональный усредненному по y градиенту температуры воздуха $\frac{\partial \bar{T}_g(x, z, t)}{\partial z}$, где введено обозначение $\bar{T}_g(x, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dy T_g(x, y, z, t)$. При модуляции излучения возбуждающего лазера по гармоническому закону с круговой частотой ω можно также считать, что $\bar{T}(x, z, t) = \bar{T}(x, z, \omega) e^{i\omega t}$. При этом распределение температуры в газовой среде у поверхности образца определяется

выражением $\bar{T}_g(x, z, \omega) = \bar{T}(x, z, = 0, \omega) \exp\left(-\sqrt{\frac{i\omega}{\kappa_g}} z\right)$, где κ_g — температуропроводность воздуха.

Приведенные соображения по определению ФД-сигнала позволяют свести рассматриваемую задачу для гармонической тепловой волны к двумерному случаю. Методика решения подобных двумерных задач при прохождении и отражении тепловых волн от плоской границы раздела двух материалов была предложена в работах [6,7]. Следует, однако, отметить, что в них не учитывалось возможное наличие промежуточного слоя между двумя контактирующими средами. Обобщая результаты работ [6,7] на этот случай, можно определить распределение температуры в изучаемой структуре при наличии слоя припоя между полупроводником и керамикой. Не останавливаясь в данной работе на деталях подобных вычислений, приведем сразу окончательный результат для тепловой волны $\bar{T}_1(x, z, \omega)$, генерируемой возбуждающим лазерным излучением в зоне расположения полупроводниковой структуры при наличии теплового контакта с керамикой

$$\bar{T}_1(x, z, \omega) = \frac{W}{4\pi K_1} \int_{-\infty}^{\infty} d\eta e^{-i\eta z} \times \int_{-\infty}^{\infty} dx' [Q(x')G(x'|x) + R(\eta)Q(x')G(x'|0)]e^{-q_1 x}, \quad (2)$$

где $Q(x)$ — плотность мощности возбуждающего лазерного излучения, $G(x'|x)$ — функция Грина одномерного уравнения Гельмгольца с коэффициентом $-q_1^2$, $q_j^2 = (\eta^2 + \frac{i\omega}{\kappa_j})$, κ_1 , κ_2 и κ_3 — температуропроводности полупроводника, припоя и керамики соответственно,

$$R(\eta) = \frac{(h_1 - h_3)h_2 \operatorname{ch}(q_2 l) - (h_1 h_3 - h_2 h_2) \operatorname{sh}(q_2 l)}{(h_1 + h_3)h_2 \operatorname{ch}(q_2 l) - (h_1 h_3 + h_2 h_2) \operatorname{sh}(q_2 l)}$$

— коэффициент отражения тепловой волны от границы полупроводник–припой, $h_j = q_j K_j$.

Следует отметить, что при $l = 0$ выражение (2) переходит в соответствующие выражения работ [6,7] для тепловой волны в области 1. Выражение (2) было использовано для расчета поведения ФД-сигнала по мере приближения зоны генерации тепловых волн к керамике со стороны полупроводниковой структуры МСЭ. В исследованных образцах солнечных элементов на основе гетероструктуры InGaP/GaAs/Ge

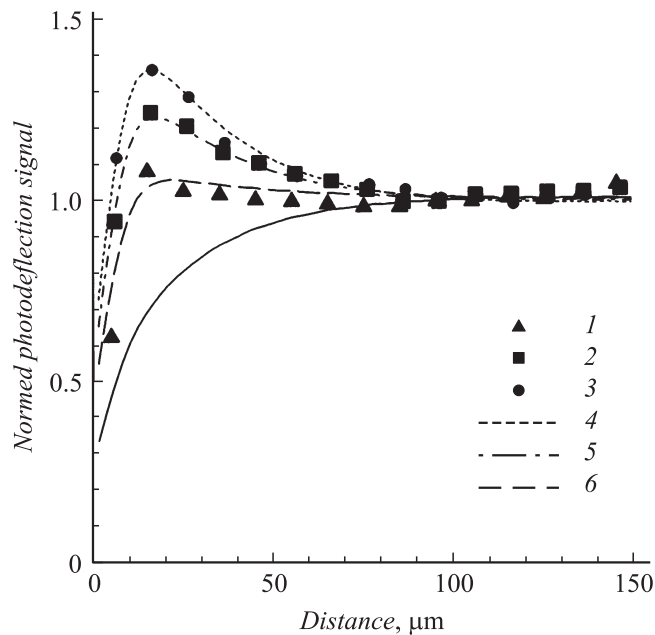


Рис. 2. Поведение нормированного фотодефлекционного сигнала в полупроводниковой подложке вблизи границы с керамикой: 1 — сигнал от исходного образца, 2 — сигнал после одного цикла охлаждения в жидком азоте, 3 — сигнал после 10 циклов охлаждения в жидком азоте. Теоретические кривые при различных значениях теплопроводности слоя припоя: 4 — соответствует $K_2 = 0.13 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$, 5 — соответствует $K_2 = 0.05 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$, 6 — соответствует $K_2 = 0.02 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$. Сплошная кривая соответствует случаю идеального теплового контакта полупроводниковой подложки МСЭ с керамикой.

вблизи керамики находилась достаточно толстая подложка из германия, поэтому при расчете $\bar{T}_1(x, z, \omega)$ использовались теплофизические параметры для этого полупроводника. При этом длина тепловой волны в германиевой подложке при частоте модуляции возбуждающего излучения 1 kHz составляла около $100 \mu\text{m}$.

На рис. 2 приведены результаты лазерных термоволновых экспериментов по описанной методике, а также результаты расчета ФД-сигнала с помощью выражения (2). Приведенные экспериментальные значения ФД-сигналов усреднялись на участке с длиной 1 mm вдоль направления

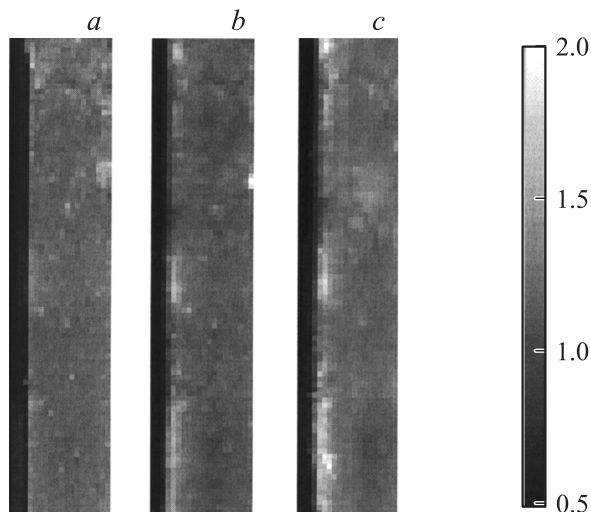


Рис. 3. Фотодефлекционное изображение участка границы полупроводниковой подложки МСЭ с керамикой: *a* — сигнал от исходного образца, *b* — сигнал после одного цикла охлаждения в жидком азоте, *c* — сигнал после десяти циклов охлаждения в жидком азоте. Размер фрагмента $200 \times 920 \mu\text{m}^2$.

границы полупроводник–припой. Для моделирования эксплуатационных процессов старения МСЭ в работе проводились эксперименты не только на образцах в исходном состоянии, но и после однократного и десятикратного их погружения в жидкий азот. Время каждого погружения составляло 10 s, а интервал между отдельными погружениями 1 min. Из рис. 2 прежде всего видно, что экспериментально зарегистрированное поведение ФД-сигнала в области полупроводниковой подложки МСЭ хорошо объясняется в рамках трехслойной модели. При этом, в соответствии с рис. 2, величина теплопроводности припоя в исходном состоянии составляла $0.13 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$ и после однократного погружения уменьшалась до $0.05 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$, а после десятикратного погружения составляла $0.02 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$. Используя соотношение для удельного теплового сопротивления слоя $r_T = \frac{l}{K}$, найдем, что его величина для слоя припоя в исходном состоянии составляла $7.7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot ^\circ\text{C/W}$, а после первого и последнего погружений соответственно $2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \cdot ^\circ\text{C/W}$ и $5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \cdot ^\circ\text{C/W}$.

Помимо определения количественных параметров, характеризующих теплоотводящие свойства контакта МСЭ с керамикой, ФД-метод позволяет оценить и степень их однородности вдоль границы. На рис. 3 приведены ФД изображения участка границы контакта МСЭ с AlN-керамической подложкой. Светлые области на рис. 3 соответствуют большей величине ФД сигнала. Из него видно, что возрастание ФД-сигнала при подходе со стороны МСЭ к керамике, обусловленное наличием слоя припоя, для данной структуры имеет место по всей площади контакта. При этом среднестатистический разброс амплитуд ФД-сигналов вдоль границы исследованного контакта в исходном состоянии составлял примерно 12% после однократного погружения 17%, а после десятикратного 23%.

Таким образом, полученные результаты показывают, что лазерные термоволновые методы позволяют оценивать качество теплоотводящих свойств контактов при спаивании МСЭ с керамикой. В связи с этим они могут использоваться для выяснения оптимальных условий создания контактов подобного рода.

В заключение авторы выражают признательность профессору В.М. Андрееву за ценные замечания и внимание к работе, а также благодарность РФФИ за частичную поддержку данной работы в рамках грантов № 09-08-00412, 09-08-12202 и проекта 11-02-0664а.

Список литературы

- [1] *Alferov Zh.I., Andreev V.M., Rumyantsev V.D.* // High-Efficient Low-Cost Photovoltaics / Eds: V. Petrova-Koch, R. Hezel, A. Goetzberger. Springer Series in Optical Sciences.V. 140. 2008. P. 101-141.
- [2] *Andreev V.M., Kalinovsky V.S., Evstropov V.V., Lantratov V.M., Pokrovsky P.V.* // Proceeding of 25th European PV Solar Energy Conference and Exhibition. Valencia, Spain, 2010. P. 979-985.
- [3] *Glazov A.L., Muratikov K.L.* // Opt. Eng. 1997. V. 36. N 2. P. 358-262.
- [4] *Глазов А.Л., Муратиков К.Л.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. В. 6. С. 110-115.
- [5] *Torn R.D., O'Hara E.P.* // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 8. P. 5392-5400.
- [6] *Shendeleva M.L.* // Phys. Rev. 2002. V. 65. N 13. P. 134209 (1-8).
- [7] *Shendeleva M.L.* // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. N 5. P. 2839-2845.