

On the Principles of Thermo Emf Arise during Heat Flux Registration by a Thermoelectric Detector in a Pulse Gas Dynamic Experiment

M. A. Kotov^{1,*}, N. G. Solovyov¹, A. N. Shemyakin¹, M. Yu. Yakimov¹,
V. N. Glebov², G. A. Dubrova², A. M. Malyutin², P. A. Popov³, S. A. Poniaev³,
N. A. Monakhov³, T. A. Lapushkina³, V. A. Sakharov³,
P. V. Kozlov⁴, V. Yu. Levashov⁴, G. Ya. Gerasimov⁴

¹*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences,
Moscow, 119526, Russia*

²*Institute on Laser and Information Technologies, Russian Academy of Sciences —
Branch of Federal Scientific Research Center “Crystallography and Photonics”,
Russian Academy of Sciences, Shatura, Russia*

³*Ioffe Institute, Saint Petersburg, 194021, Russia*

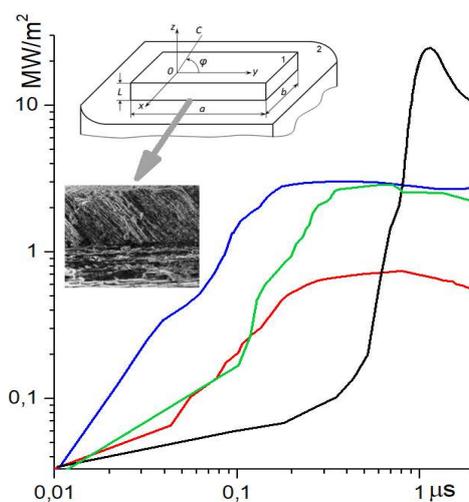
⁴*Institute of Mechanics, Lomonosov Moscow State University,
Moscow, 119192, Russia*

*e-mail: kotov@ipmnet.ru

Abstract

The processes occurring when a thermoelectric detector generates an output signal due to the effect of conductive and radiation heating on its sensitive element are considered. The potential difference created between the upper and lower planes is described by models of electrical and thermal conductivity. Aspects of the theoretical description of occurring phenomena are presented. An analysis of published works has been carried out, showing the promise of using thermoelectric detectors for recording heat fluxes in high-enthalpy gas-dynamic flows.

Keywords: thermos emf, anisotropic thermoelement, heat flux, radiation, heat transfer, shock wave.



Schematic with photograph of a thermoelectric detector and typical heat flux data generated under various gas-dynamic conditions

УДК 533.9:533.6.071.8:536.2

О принципах возникновения термоэдс при регистрации термоэлектрическим детектором тепловых потоков в импульсном газодинамическом эксперименте

М. А. Котов^{1,*}, Н. Г. Соловьев¹, А. Н. Шемякин¹, М. Ю. Якимов¹,
В. Н. Глебов², Г. А. Дуброва², А. М. Малютин², П. А. Попов³, С. А. Поняев³,
Н. А. Монахов³, Т. А. Лапушкина³, В. А. Сахаров³,
П. В. Козлов⁴, В. Ю. Левашов⁴, Г. Я. Герасимов⁴

¹Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН,
Россия, Москва, 119526, пр-т Вернадского, 101

²НИЦ «Курчатовский институт» КККиФ, Отделение ИПЛИТ-Шатура, Россия, Шатура,

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Россия, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая улица, 20

⁴Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова,
Россия, Москва, 119192, Мичуринский пр-т, 1

*e-mail: kotov@ipmnet.ru

Аннотация

Рассматриваются процессы, происходящие при генерации термоэлектрическим детектором выходного сигнала вследствие воздействия на его чувствительный элемент кондуктивного и радиационного нагрева. Создаваемая разность потенциалов между верхней и нижней плоскостями описывается моделями электро- и теплопроводности. Представлены аспекты теоретического описания происходящих явлений. Проведен анализ опубликованных работ, показывающий перспективность использования термоэлектрических детекторов для регистрации тепловых потоков в высокоэнтальпийных газодинамических течениях.

Ключевые слова: термоэдс, анизотропный термоэлемент, тепловой поток, излучение, теплообмен, ударная волна.

1. Введение

Термоэлектрические детекторы хорошо зарекомендовали себя при регистрации тепловых потоков в импульсных газодинамических процессах. В работе [1] осуществлялось измерение теплового потока за отраженной ударной волной малой интенсивности в азоте. Одновременная работа датчиков разного типа (детектор и градиентный датчик теплового потока [2]) позволила определить высокую степень достоверности показаний детектора в условиях ударно-волнового взаимодействия. В работе [3] были зарегистрированы достаточно большие значения тепловых потоков (до 50 МВт/м²) в ударно нагретом ксеноне при числах Маха ударной волны до $M=8$. Датчики продемонстрировали такие полезные качества, как высокое соотношение сигнал/шум, быстрое время отклика и малая инерционность, отсутствие необходимости использования усилителя сигнала.

В экспериментах по воспламенению горючих смесей в ударной трубе [4, 5] удалось получить историю изменения тепловых потоков при высоких значениях давления газа за отраженной ударной волной (более 30 атм). Благодаря высокому временному разрешению

детекторов удалось уточнить времена задержки самовоспламенения пропан-воздушных смесей и показать перспективность использования датчиков для данных целей. Если сравнивать такой подход с регистрацией момента прохождения ударной волны с помощью датчика давления и регистрацией начала излучения свободных радикалов с помощью спектрофотометрических методов [6], то использование термоэлектрических детекторов позволяет увидеть подробные колебания тепловых нагрузок на коротких временах и более точно регистрировать раннее воспламенение горючих смесей.

Вопрос об отклике детектора на радиационную и конвективную составляющие полного теплового потока рассмотрен в работе [7]. Показано, что чувствительный элемент датчика также успешно регистрирует приходящее на него излучение, а при увеличении интенсивности ударной волны наблюдается рост вклада радиационного теплопереноса в полный тепловой поток. Полученные результаты показывают, что использование термоэлектрических датчиков может быть полезно при проведении экспериментов в высокоэнтальпийных импульсных газодинамических процессах, регистрации полного и лучистого тепловых потоков с высоким временным разрешением.

Принцип работы термоэлектрического детектора основан на генерации термоэдс в чувствительном слое датчика вдоль подложки вследствие воздействия приходящего на него теплового потока. Сам чувствительный слой представляет собой наклонноконденсированную пленку, которая формируется посредством процедуры вакуумного косого напыления – на теплопроводящей диэлектрической подложке возникает множество кристаллических проводниковых структур угловой направленности с контактным сопротивлением между ними [8]. Свободные заряженные частицы, находящиеся в этих структурах, вследствие теплового движения создают разность потенциалов между верхней и нижней границами слоя, которая снимается во время эксперимента [9]. Но из-за особенностей изготовления датчиков значение коэффициента общей термоэдс для каждого устройства различается, поскольку различаются количество структур в чувствительном слое, их размеры, форма, текстура и ориентация. Для корректного описания генерации выходного сигнала в таких датчиках необходимо рассмотрение физических процессов, происходящих при нагреве чувствительного элемента. Аспектам теоретического описания и экспериментального моделирования таких явлений и посвящена данная работа.

2. Модель возникновения термоэдс

В однородном изотропном материале разность температур создает невихревое (потенциальное) электрическое поле [9]. В материале с анизотропией термоэдс разность температур создает поперечное термоэлектрическое поле \mathbf{E} , перпендикулярное градиенту температуры ∇T ($\mathbf{E} \perp \nabla T$) [10, 11]:

$$\mathbf{E} = -\hat{\alpha}\nabla T, \quad (1)$$

где $\hat{\alpha}$ – тензор коэффициента термоэдс. Существование продольного термоэлектрического поля $\mathbf{E} \parallel \nabla T$ также возможно, оно может приводить к возникновению электрического тока даже в однородной замкнутой цепи [12, 13]. Запишем $\hat{\alpha}$ для двумерного случая пластины (рис. 1) со сторонами a, b ($a = AB = DC, b = AD = BC$) и кристаллографическими осями X и Y

$$\hat{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_{\parallel} & 0 \\ 0 & \alpha_{\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{\parallel} \cos^2 \theta + \alpha_{\perp} \sin^2 \theta & (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) \sin \theta \cos \theta \\ (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) \sin \theta \cos \theta & \alpha_{\parallel} \sin^2 \theta + \alpha_{\perp} \cos^2 \theta \end{pmatrix} \quad (2)$$

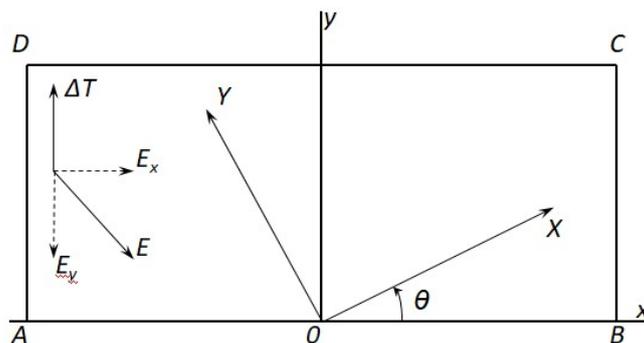


Рис. 1. Термоэлектрически анизотропная двумерная пластина.
 X и Y – кристаллографические оси, θ – угол их наклона к системе координат x, y

При отсутствии теплоотвода и поддержании температур T_{AB} и T_{DC} постоянными внутри пластины будет создано одномерное распределение температур с постоянным градиентом

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{T_{AB} - T_{DC}}{b} = \frac{\Delta T}{b}, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

Поперечное по отношению к ∇T термоэлектрическое поле E_x запишем через недиагональную компоненту α_{xy} тензора $\hat{\alpha}$

$$E_x = \alpha_{xy} \frac{\Delta T}{b} = (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) \sin \theta \cos \theta \frac{\Delta T}{b} \quad (4)$$

Тогда термоэдс ε , возникающая между торцами AD и BC, имеет вид

$$\varepsilon = \int_{-a/2}^{a/2} E_x dx = \alpha_{xy} \Delta T \frac{a}{b} \quad (5)$$

Теперь в качестве примера термоэлемента рассмотрим трехмерный случай пластины анизотропного термоэлектрического материала с наклонной ориентацией оси анизотропии C к ее поверхности (угол наклона φ). Закрепим пластину со сторонами a, b и толщиной L на большом диэлектрическом теплопроводящем основании (рис. 2).

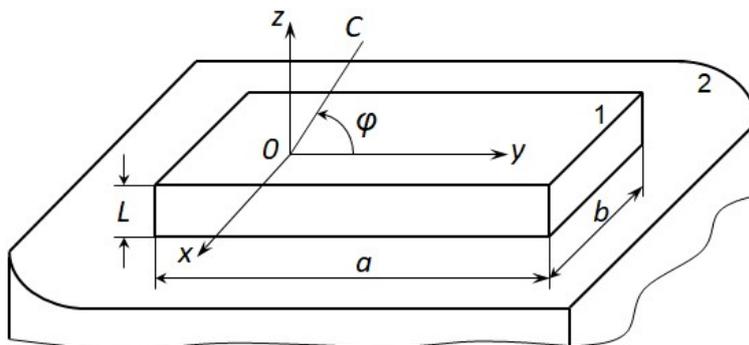


Рис. 2. Пластина анизотропного термоэлемента (1) на теплопроводящей подложке (2)

Величина термоэдс ε_{yz} вдоль оси y при градиенте температуры вдоль оси z по аналогии с (3)–(5) запишется

$$\varepsilon_{yz} = \oint \alpha_{yz} \frac{\partial T}{\partial z} dy \quad (6)$$

Имеем ввиду, что $\oint dy = a$, выразим компоненту α_{yz} тензора коэффициента термоэдс в пластине и ε_{yz} через угол φ

$$\alpha_{yz} = -\alpha_{\perp C} \cos \varphi \sin \varphi + \alpha_{\parallel C} \sin \varphi \cos \varphi = \frac{1}{2}(\alpha_{\parallel C} - \alpha_{\perp C}) \sin 2\varphi \quad (7)$$

$$\varepsilon_{yz} = \frac{1}{2}(\alpha_{\parallel C} - \alpha_{\perp C}) \frac{\partial T}{\partial z} a \sin 2\varphi \quad (8)$$

Здесь $\alpha_{\parallel C}$ и $\alpha_{\perp C}$ – коэффициенты термоэдс материала пластины вдоль и поперек оси анизотропии C .

Рассмотрим реакцию такой пластины при тепловом воздействии на ее верхнюю плоскость (как при падении излучения на поверхность термоэлемента). Величина градиента температуры вдоль z составит

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\varepsilon_{\Pi} q}{\chi_z}, \quad (9)$$

где ε_{Π} – степень черноты поверхности; q – плотность потока излучения; χ_z – удельная теплопроводность по толщине пластины в направлении OZ . Запишем чувствительность пластины S , скорость реакции на скачок интенсивности падающего излучения τ_0 (постоянная времени отклика на тепловое воздействие) через температуропроводность k материала пластины в направлении $\partial T/\partial z$, и критическую плотность потока излучения $q_{кр}$, при которой начинается деградация элемента, через температуру плавления $T_{пл}$ и температуру окружающей среды T_0 [14]

$$S = \frac{\varepsilon_{yz}}{q \cdot ab} = \frac{\varepsilon_{\Pi} (\alpha_{\parallel C} - \alpha_{\perp C})}{2\chi_z} b \sin 2\varphi, \quad (10)$$

$$\tau_0 = \frac{L^2}{k}, \quad (11)$$

$$q_{кр} = \frac{\chi_z (T_{пл} - T_0)}{\varepsilon_{\Pi} L} \quad (12)$$

Как видно из (10)–(12), чувствительность, быстродействие и верхний предел выдерживаемых тепловых нагрузок могут быть повышены путем увеличения сторон пластины и уменьшения ее толщины.

3. Микроструктура наклонноконденсированных пленок

Получение монокристаллических плёнок анизотропных материалов с наклонной ориентацией осей анизотропии к поверхности является технологически проблематичным [15]. Поэтому развитие получило создание пленочных анизотропных термоэлементов на основе поликристаллических конденсированных плёнок, в которых наклонная анизотропия получается искусственно наведённой – в наклонноконденсированных (косонапыленных) пленках создается наклонная кристаллографическая текстура [16, 17]. Именно такие пленки используются в термоэлектрическом детекторе в качестве чувствительного слоя. Эффективная анизотропия таких элементов обусловлена собственной анизотропией кристаллитов, анизотропией их формы, размеров и ориентации. Собственная анизотропия кристаллов приводит к анизотропии плёнок при наличии кристаллографической текстуры, формразмерная анизотропия кристаллитов приводит к контактному сопротивлению между ними из-за разрыхления структуры, наличия пор и т.д., а также из-за повышенной концентрации дефектов и примесей, оксидных прослоек, инородных включений и т.п. Последние аспекты на молеку-

лярном уровне имеют место быть при изготовлении пленок даже несмотря на высокие требования к чистоте и прецизионности исполнения процедур вакуумного косоного напыления.

Структурные исследования [18] показали, что при наклонной конденсации в пленках формируется наклонная волокнистая микроструктура (рис. 3) и аксиальная кристаллографическая текстура. Отклонение оси зерен и оси текстуры от нормали поверхности подложки повышается с увеличением угла наклона подложки к горизонтали. Также имеет место заметное отставание как угла наклона зерен, так и угла наклона оси кристаллографической текстуры от угла наклона подложки к горизонтали. При этом сами зерна трансформируются в волокна, между которыми появляются вытянутые поры. Создаваемая таким образом микроструктура является благоприятной для возникновения анизотропии свойств и анизотропии термоэдс.

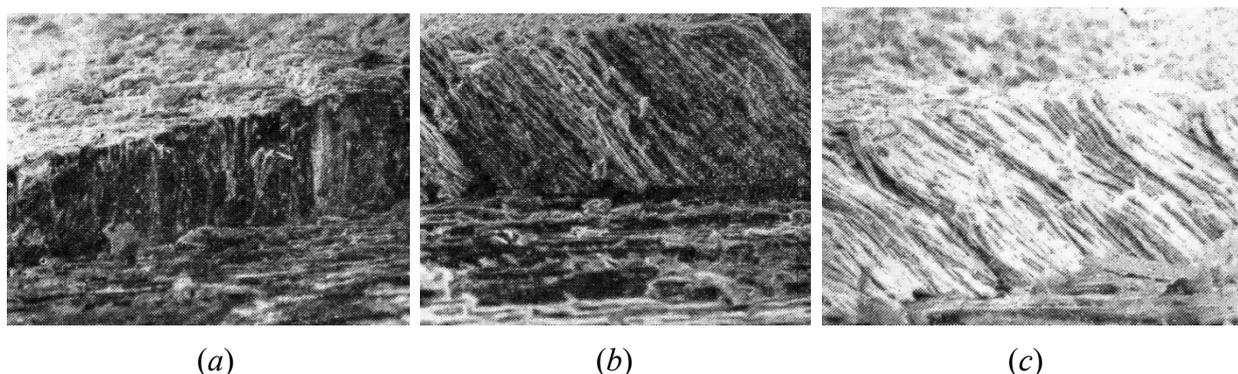


Рис. 3. Микроструктура сколов пленок висмута [18], конденсированных при различных углах подложки к горизонтали: (a) – 0° ; (b) – 60° ; (c) – 75°

Влияние контактного сопротивления между кристаллитами и оптимизации угла их наклона к подложке на повышение чувствительности термоэлементов рассматривалось в работах [19–23]. Как показано на рис. 3, для наклонноконденсированных плёнок характерна т.н. «армированная» текстура с наклоном «арматуры» от нормали к поверхности в сторону направления молекулярного пучка и наклонная аксиальная кристаллографическая текстура. При этом, оси «армированной» и кристаллографической текстур не совпадают друг с другом и направлением молекулярного пучка.

Рассмотрим упрощенную схему косонапыленной пленки в предположениях, что длины и толщины кристаллитов равны, имеют одинаковые текстурные характеристики и квадратный профиль в поперечном сечении, а различием контактного сопротивления между ними можно пренебречь. На рис. 4 показаны геометрическая система координат такой пленки (X), системы координат ее кристаллографической (Y) и «армированной» (Z) текстур.

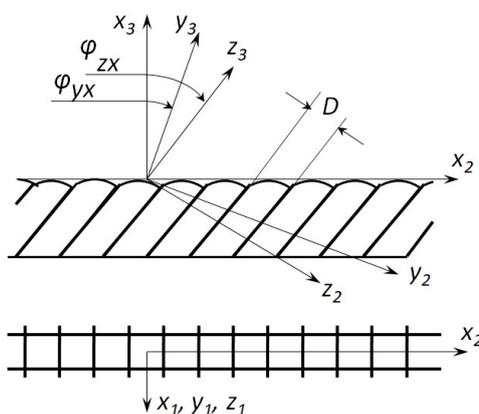


Рис. 4. Схематичное изображение микроструктуры наклонноконденсированной пленки

Проведем оценку влияния несовершенства контакта между кристаллитами на анизотропию и величину поперечной термоэдс. Для рис. 4 компоненты тензора коэффициента термоэдс α , удельного электросопротивления ρ и теплопроводности χ в системе координат «армированной» текстуры (Z) составят

$$\alpha_{11}^{(Z)} = \alpha_{22}^{(Z)} = \frac{1}{1+r_k} \alpha_0, \quad \alpha_{33}^{(Z)} = \alpha_0, \quad (13)$$

$$\rho_{11}^{(Z)} = \rho_{22}^{(Z)} = (1+r_k) \rho_0, \quad \rho_{33}^{(Z)} = \rho_0, \quad (14)$$

$$\chi_{11}^{(Z)} = \chi_{22}^{(Z)} = \frac{1}{1+r_k} \chi_0, \quad \chi_{33}^{(Z)} = \chi_0, \quad (15)$$

где α_0 , ρ_0 и χ_0 - значение соответствующих параметров для материала пленки; r_k - относительное контактное сопротивление границ кристаллитов, электрическое и тепловое по закону Видемана – Франца.

Рассматриваемая на рис. 4 пленка эквивалентна анизотропному термоэлементу на рис. 2 с наклонной ориентацией оси анизотропии. В такой пленке появление градиента температуры вызовет возникновение анизотропной термоэдс. Аналогично (8) запишем ее величину вдоль оси x_2 при градиенте температуры вдоль оси x_3 через (13)

$$\varepsilon_{23}^{(X)} = \frac{1}{2} (\alpha_{33}^{(Z)} - \alpha_{22}^{(Z)}) \frac{\partial T}{\partial x_3} a \sin 2\varphi_{ZX} = \frac{1}{2} \alpha_0 \frac{r_k}{1+r_k} \frac{\partial T}{\partial x_3} a \sin 2\varphi_{ZX} \quad (16)$$

То есть при наличии контактного сопротивления между кристаллитами ($r_k \neq 0$) и наклоне кристаллитов к поверхности ($0 < \varphi_{ZX} < 90^\circ$) в пленках возникает поперечная термоэдс.

Теперь рассмотрим оптимальные параметры такой микроструктуры. Удельная теплопроводность пленки по толщине будет равна

$$\chi_{33}^{(X)} = \chi_{22}^{(Z)} + (\chi_{33}^{(Z)} - \chi_{22}^{(Z)}) \cos^2 \varphi_{ZX} \quad (17)$$

Подставляя (9) с учетом (15) и (17) в (16), получим

$$\varepsilon_{23}^{(X)} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\Pi} q a \frac{r_k \sin 2\varphi_{ZX}}{1+r_k \cos^2 \varphi_{ZX}} \frac{\alpha_0}{\chi_0} \quad (18)$$

Введем понятие удельной поперечной термоэдс пленки e_{Π}

$$e_{\Pi} = \frac{\varepsilon_{23}^{(X)}}{\varepsilon_{\Pi} q a} = \frac{1}{2} \frac{r_k \sin 2\varphi_{ZX}}{1+r_k \cos^2 \varphi_{ZX}} \frac{\alpha_0}{\chi_0} \quad (19)$$

Ее величина при тепловом воздействии на верхнюю плоскость пленки зависит от параметров, связанных с ее микроструктурой: относительное контактное сопротивление между кристаллитами r_k и угол наклона кристаллитов к нормали поверхности φ_{ZX} . С увеличением r_k значение удельной поперечной термоэдс e_{Π} возрастает с насыщением на уровне $\frac{\alpha_0}{\chi_0} \operatorname{tg} \varphi_{ZX}$ при $r_k \rightarrow \infty$, а с увеличением φ_{ZX} при $r_k = \operatorname{const}$ значение e_{Π} проходит через мак-

симум $e_{\Pi}^* = \frac{r_k}{2\sqrt{1+r_k}} \frac{\alpha_0}{\chi_0}$.

Аналогично (16) запишем выражение (11) при градиенте температуры вдоль оси x_3 через (15) и (17)

$$\tau_0 = \frac{L^2}{k_{33}^{(X)}} = L^2 \frac{\chi_{33}^{(X)}}{c_0} = L^2 \frac{\chi_{22}^{(Z)} + (\chi_{33}^{(Z)} - \chi_{22}^{(Z)}) \cos^2 \varphi_{ZX}}{c_0} = L^2 \frac{1 + r_k \cos^2 \varphi_{ZX}}{1 + r_k} \frac{\chi_0}{c_0} \quad (20)$$

То есть время отклика пленки на тепловое воздействие неограниченно возрастает как с увеличением контактного сопротивления между кристаллитами r_k , так и с увеличением угла их наклона φ_{ZX} . Далее рассмотрим аспекты электропроводности и теплопроводности наклонноконденсированных пленок более подробно.

4. Электропроводность

При обобщении электронов всех атомов вещество представляет собой металл (рис. 5, а). При небольшом энергетическом перекрытии зоны проводимости и валентной зоны вещество представляет собой полуметалл (рис. 5, б). Валентная зона представляет собой энергетическую область разрешенных электронных состояний в твёрдом теле, заполненную валентными электронами. Зона проводимости – диапазон энергии, где могут находиться электроны, которые из валентной зоны преодолевают запрещенную зону (диапазон энергий, которые ни один электрон в твердом теле не может иметь) и, попадая в зону проводимости, начинают перемещаться под действием электрического поля. Из-за перекрытия зон (рис. 5) часть электронов валентной зоны переходит в зону проводимости, граничная энергия электронов примыкает к свободным состояниям и проводимость вещества имеет металлический характер (не требуется энергии для активации носителей заряда в свободные состояния, как в полупроводнике или диэлектрике).

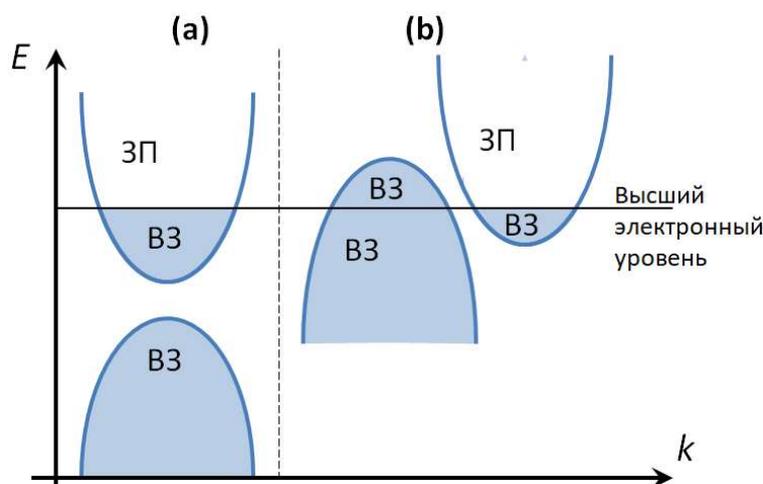


Рис. 5. Схемы электронных структур металла (а) и полуметалла (б). E – квантовые уровни энергии электронов в атомной структуре вещества; k – модуль волнового вектора; ВЗ – валентная зона; ЗП – зона проводимости

Из рис. 5 видно, что из-за малой степени перекрытия зон концентрация свободных электронов в полуметалле меньше, чем в металле, поэтому электропроводность в полуметаллах осуществляется малым числом электронов [15]. Однако термоэдс в них велика из-за того, что средняя энергия электронов проводимости сильно отличается от энергии Ферми (высший электронный уровень на рис. 5). В металлах валентные электроны слабо связаны и могут свободно перемещаться по веществу, в отличие от полупроводников и диэлектриков, где, в основном, имеются ковалентный и ионный типы связи и электроны достаточно хорошо связаны [24]. В случае с косонапыленными пленками потоки теплоты и носителей электрического заряда в каждой точке их пространства связаны между собой обобщенными законами теплопроводности и электропроводности, в которые входят кинетические уравнения, не зависящие от градиентов температурного и электрического полей, но зависящие от

свойств материала (тензоры кинетических коэффициентов). Поэтому необходимо учитывать геометрический фактор, отражающий распределение свойств материала в пространстве, изотропию или анизотропию материала.

Для пленочных поликристаллических материалов тензоры кинетических коэффициентов выражаются уравнениями (13)–(15), а заметное изменение кинетических свойств может быть обусловлено дополнительным рассеянием электронов на границах кристаллитов, особенно в тех случаях, когда размеры кристаллитов хотя бы в одном направлении меньше средней длины свободного пробега электронов [25, 26].

Для расчета электропроводности поликристаллических плёнок с аксиальной формой кристаллитов рассмотрим предположение малого и независимого рассеяния электронов в объеме и на границах кристаллитов. Кристаллиты будем рассматривать в предположении аксиальной цилиндрической структуры. Представим систему плоскостей электронного рассеяния (рис. 6) с периодом D в направлении, перпендикулярном оси текстуры (ось x), и с периодом H вдоль оси текстуры (ось z). Боковые и торцевые границы кристаллитов предполагаются одинаково проницаемыми (прозрачными) для электронов. Пусть η – параметр проницаемости (прозрачности) границ для электронов, т.е. вероятность того, что электрон сохранит компоненты скорости после прохождения через границы. Тогда $(1-\eta)$ – вероятность его диффузионного рассеяния на границах кристаллитов.

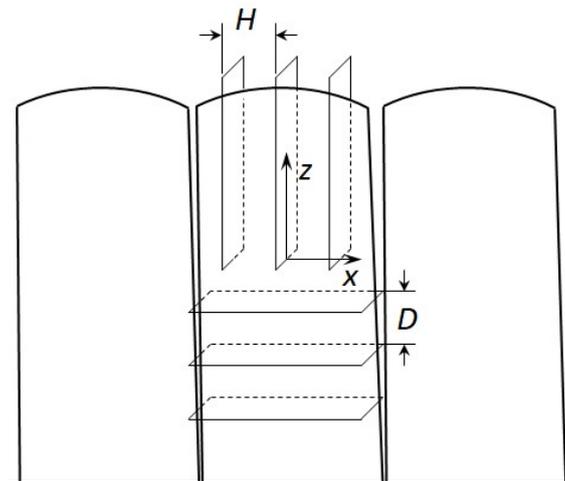


Рис. 6. Схематичное изображение микроструктуры наклонноконденсированной пленки

Вероятность $P(L)$ того, что электрон, движущийся под углом θ к оси z , пройдет в кристаллите расстояние L без рассеяния на границах кристаллитов, можно записать через n – число пересечений электроном границ кристаллитов на расстоянии L

$$P(L) = \eta^n = \eta^{L(D^{-1} \sin \theta + H^{-1} \cos \theta)} = \exp \left[-L \left(D^{-1} \sin \theta + H^{-1} \cos \theta \right) \ln \eta^{-1} \right] \quad (20)$$

Для большинства веществ рассеяние электронов на границах кристаллитов можно считать квазинепрерывным – $(1-\eta) \ll 1$. Тогда $P(L) = \exp(L/\lambda_\Gamma)$, где λ_Γ – средняя длина свободного пробега, контролируемая рассеянием на границах и зависящая от угла θ

$$\lambda_\Gamma = \frac{DH}{D \cos \theta + H \sin \theta} \frac{1}{1-\eta} \quad (21)$$

Если считать, что рассеяние электронов в объеме (на фононах, примесных атомах и дефектах структуры) и на границах кристаллитов происходит независимо, то длину свободного пробега λ можно выразить следующим образом:

$$\lambda = \left(\frac{1}{\lambda_0} + \frac{1}{\lambda_r} \right)^{-1} = \frac{\lambda_0}{1 + \frac{1}{K_H} \cos \theta + \frac{1}{K_D} \sin \theta}, \quad (22)$$

где λ_0 – длина свободного пробега электронов, определяемая рассеянием в объеме кристаллитов; K_H и K_D – приведенные высота и диаметр кристаллитов:

$$K_H = \frac{H}{\lambda_0(1-\eta)}, \quad K_D = \frac{D}{\lambda_0(1-\eta)}$$

При постоянном электрическом поле ($E = \text{const}$) и отсутствии магнитного поля статическая электропроводность σ_0 при $\lambda_0 = \text{const}$ выражается через заряд e и массу m электрона – $\sigma_0 = \frac{e^2 n \tau}{m}$ (n – число электронов в единице объема) [27]. Для анизотропного термоэлемента эти условия не выполняются, поэтому выражение электропроводности в произвольном направлении целесообразно записать в виде [28]

$$\sigma = \frac{e^2 m^2}{h^3} \iiint \left(\frac{\gamma}{v} \right) v_i \left(\frac{\partial f_0}{\partial v_i} \right) d^3 v, \quad (23)$$

где h – постоянная Планка; f_0 – равновесная функция распределения электронов; v и v_i – скорость электронов и ее компонента в направлении i . Используя (22), формулу для тензора электропроводности [26] и переходя от z и x к сферическим координатам (θ) получим следующие главные компоненты тензора [15]:

$$\sigma_x = \frac{3}{2} \sigma_0 \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^3 \theta d\theta}{1 + (1/K_H) \cos \theta + (1/K_D) \sin \theta}, \quad (24)$$

$$\sigma_z = 3 \sigma_0 \int_0^{\pi/2} \frac{\cos^2 \theta \sin \theta d\theta}{1 + (1/K_H) \cos \theta + (1/K_D) \sin \theta} \quad (25)$$

Через выражения (24) и (25) пленочный поликристаллический материал можно рассматривать как однородную анизотропную среду, электропроводность которой описывается эффективными диагональными компонентами вдоль (σ_z) и поперек (σ_x) материала, которые определяются соотношением между размерами кристаллитов и длиной свободного пробега электронов в материале.

5. Теплопроводность

Определение связи теплопроводности и электропроводности в пленочных поликристаллических структурах и, следовательно, корректная оценка эффективности термоэлектрических устройств на их основе – эти аспекты являются достаточно затруднительными и осложняются следующими физическими факторами [15]:

- электропроводность и термоэдс материалов термоэлектрических устройств зависят от температуры;
- электрический ток в термоэлектрическом устройстве зависит от градиента температуры;
- уравнения теплопроводности имеют неявный и нелинейный вид, что приводит к осложнению математических факторов. Это относится к прямым и поперечным термоэлектрическим эффектам.

Перенос теплоты обусловлен не только градиентом температуры, но и носителями заряда, перемещающимися в электрическом поле. Если градиент температуры отсутствует, то поток теплоты не равен нулю и обусловлен потоком теплоты Пельтье. Если отсутствует

электрический ток, то из-за градиента температуры теплота перенесется без участия перемещающихся носителей заряда (в этом случае сыграют роль хаотические движения носителей заряда, которые существенны в металлах и/или колебательные движения частиц в узлах кристаллической решётки, которые существенны в полупроводниках).

Перенос электрической энергии обусловлен не только электрическим полем, но и градиентом температуры. Кроме внешнего электрического поля возникает внутреннее электрическое поле. Оно является следствием того, что носители заряда перемещаются из области высокой температуры в область низкой температуры. В результате происходит перераспределение их плотности. Хотя электронейтральность сохраняется, тем не менее, появляется объёмный заряд - внутреннее электрическое поле. Если внешнее электрическое поле рождает омический ток, то градиент температуры - термоэлектрический (диффузионный) ток. Их усреднение рассматривается как «макроскопический ток», с которым связана диссипация энергии [29].

Таким образом, в термоэлектрически анизотропной среде, которой является наклонноконденсированная поликристаллическая пленка, эффекты, влияющие на ее теплопроводность, проявляют себя со многими особенностями, среди которых, помимо обозначенных выше, есть также рекомбинация носителей заряда при биполярной электропроводности, неоднородность распределения тока по сечению, температурная зависимость кинетических коэффициентов и т.д. Простая модель теплопроводности не учитывает всю полноту данных эффектов, ее строгое решение в общем случае не представляется возможным, а при мыслимых упрощающих допущениях будет сильно нелинейным. Однако в случае использования поликристаллических пленок в качестве чувствительного элемента датчика для регистрации теплового потока в газодинамических процессах получение такого решения не является необходимым. Достаточно знать характерные параметры откликов датчиков на внешние тепловые воздействия для оценки доверительных интервалов их калибровочных характеристик при заданных условиях окружающей среды.

6. Импульсное тепловое воздействие

Обзор опубликованных работ по исследованию коэффициента термоэдс в различных наклонноконденсированных поликристаллических пленках показывает, что проведенные исследования позволяют установить хорошее соответствие экспериментальных данных с моделью возникновения термоэдс и описанием микроструктуры, которые представлены в предыдущих разделах. При облучении таких пленок лазерами (в непрерывном или импульсном режиме) при комнатной температуре генерируются большие выходные сигналы (до нескольких десятков вольт). Анализ литературных данных [11] позволяет утверждать, что доминирующим механизмом этого эффекта является общая анизотропия термоэлектрических свойств таких сред.

Рассмотрим данные по тепловой нагрузке однократным лазерным импульсом пленок различной толщины более подробно. В работе [30] на медь-иттриевые пленки инициировались одинаковые импульсы эксимерного лазера с длиной волны 308 нм длительностью 30 нс (рис. 7, а). Как и в соответствии с выражением (11), в экспериментах постоянная времени роста и спада сигнала становится больше при увеличении толщины пленки. Поскольку структуры пленок в экспериментах являлись приблизительно одинаковыми, увеличение времени отклика объясняется соответствующим ростом теплового сопротивления вследствие роста пленки и хорошо описывается численной моделью теплопроводности (штриховые линии на рис. 7, а), представленной в работе на основе модификации уравнений (5), (9), (11). Значение амплитуды наблюдаемого сигнала остается неизменным и не зависит от толщины пленки.

В работе [31] аналогичные пленки облучались в вакуумной среде лазерными импульсами 248 нм различной мощности и длительностью 28 нс (рис. 7, б). С помощью дополнительного легирования пленок празеодимом удалось получить большие выходные сигналы.

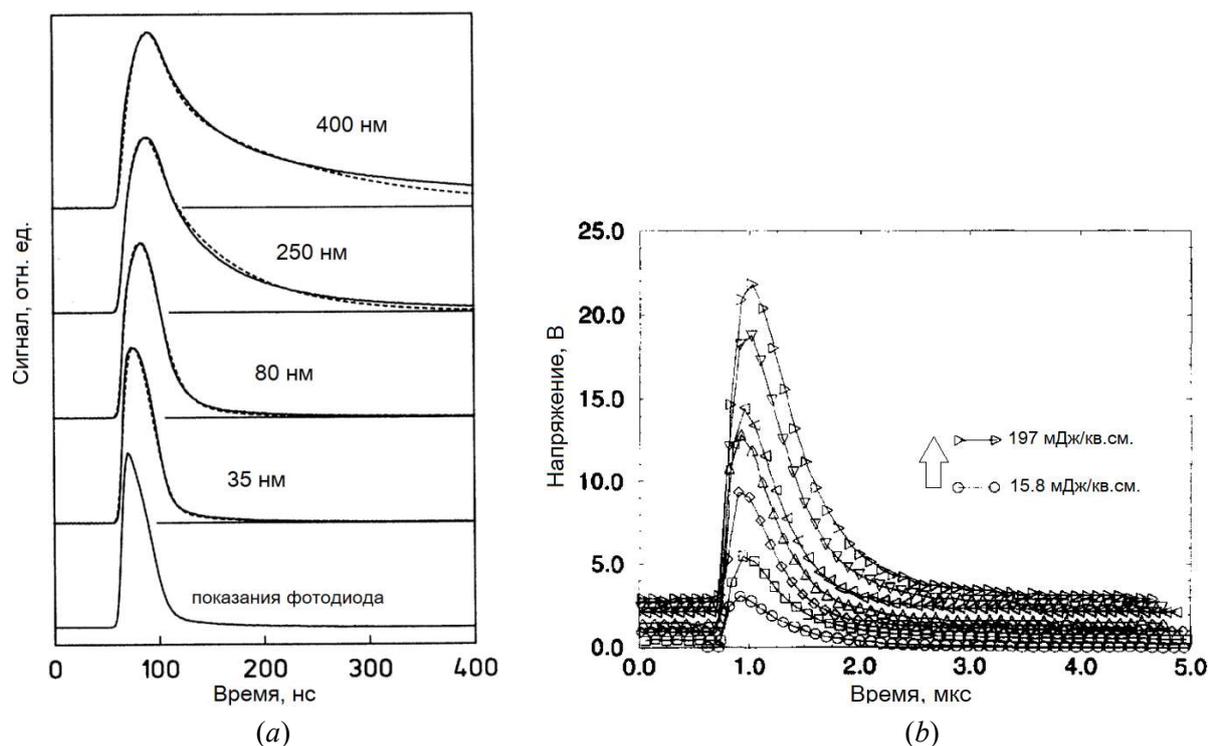


Рис. 7. Однократные лазерные импульсы одинаковой (a) и различной (b) мощности: (a) – данные работы [30], сигналы напряжения косонапыленных пленок различной толщины (сплошная линия) и их расчет (штриховая линия); (b) – данные работы [31] по облучению пленки 500 нм

Их увеличение объясняется термоэлектрическими свойствами элемента и вносимыми микроструктурными изменениями, возникающими в пленках вследствие легирования и способствующими накоплению в них разности потенциалов [15]. Видно, что рост выходного сигнала является пропорциональным росту мощности импульса, а его амплитуда растет линейно росту прикладываемой нагрузки. Толщина пленки составляла 500 нм, поэтому спадание сигнала, обусловленное установлением термической релаксации в ее слое после прекращения теплового воздействия, занимало большее время. Этим же объясняется и характер данных по регистрации каскадов лазерных импульсов, представленных на рис. 8.

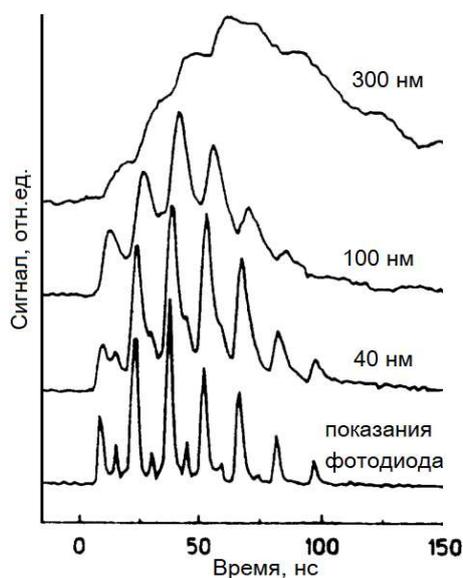


Рис. 8. Показания пленок различной толщины на серию лазерных импульсов [35]

При увеличении толщины пленки различия откликов на одиночные лазерные импульсы, которые расположены рядом и идут друг за другом, смазывается и характер показаний становится сильно интегральным. Но значение общей амплитуды сигнала, обусловленное наиболее мощным импульсом в каскаде, остается постоянным. Аналогичные данные содержатся в работах [14, 32–34].

Зависимость амплитуды сигнала пленки от приходящего теплового потока в единицу времени с хорошей точностью описывается линейной аппроксимацией вплоть до критических значений, которые можно интерпретировать началом микроструктурных изменений в пленке (либо приближением к таким изменениям) и ее деградацией вследствие большого количества поглощенной энергии [31, 36]. Оценить такие значения можно по формуле (12).

Рост электрического сопротивления термоанизотропных поликристаллических пленочных структур в зависимости от падающей энергии обусловлен аспектами, отмеченными в разделах 3 и 4, и может также быть линейно описан в определенном диапазоне значений [31, 37]. Имеются работы [35, 36, 38–42] по исследованию влияния угла падающего излучения и параметров его поляризации на сигнал, генерируемый поликристаллическими пленками. То же самое можно сказать про реакцию на облучение различными длинами волн [32, 42] – разница в отклике становится заметна только при низких температурах окружающей среды (десятки К и меньше), когда при поглощении в пленке квантов более высоких энергий создаются неравновесные состояния и между ними и равновесными состояниями возникает дополнительная разность потенциалов.

Анализ опубликованных данных по импульсной тепловой нагрузке позволяет утверждать, что при значениях начальной температуры, близких к комнатной, определяющим механизмом отклика пленок на тепловые воздействия является анизотропия их термоэлектрических свойств. В случае использования таких структур для регистрации лучистого теплового потока в газодинамическом эксперименте можно сказать, что определяющую роль здесь играет значение степени черноты поверхности ε_{Π} для конкретных длин волн. Выходной сигнал и чувствительность описывается выражением (10).

7. Длительный нагрев

В случае продолжительного теплового воздействия значения выдаваемого сигнала увеличиваются, его пропорциональность суммарному тепловому потоку, поглощенному пленкой, сохраняется [11, 42]. Однако, при длительном нагреве пленки происходит нагрев подложки, и ее температура вносит свой вклад в формирование термоэлектрического сигнала – происходит смена полярности.

Нагрев подложки изучался в работах [30, 36]. Импульсы лазерного излучения различной длительности подавались непосредственно на подложку, на которую были нанесены поликристаллические пленки. Данные, представленные на рис. 9, с началом воздействия демонстрируют скачок сигнала в сторону отрицательных значений, который обусловлен первичным изменением температуры нижней части пленки, находящейся на подложке. Затем происходит перераспределение значений температур между верхней и нижней частями пленки вследствие ее прогрева, прекращения теплового воздействия на подложку и ее остывания. Сигнал устремляется в сторону положительных значений, а его амплитуда может превышать первоначальный спад, что обусловлено перепадом температур и продолжающимся установлением термической релаксации.

При уменьшении/увеличении толщины подложки в характере выдаваемого сигнала происходят изменения, аналогичные описанным ранее, которые обусловлены более быстрым/медленным прогревом подложки и, соответственно, более быстрым/медленным ростом температуры нижней части пленки. Поэтому при медленном росте теплового потока и длительных рабочих временах газодинамических установок для корректной интерпретации показаний, получаемых с поликристаллических пленок, целесообразно решать задачу совмещенного теплообмена между пленкой и подложкой, а также нестационарные задачи теплопроводности в их слоях.

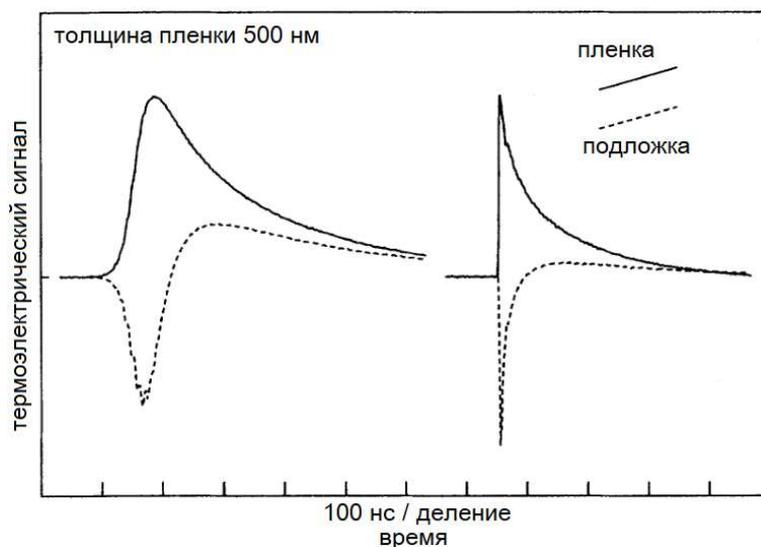


Рис. 9. Отклик [30] при облучении пленки (сплошная линия) и подложки (штриховая линия) на лазерные импульсы длительностью 50 нс (слева) и 1 нс (справа)

При ударно-волновых взаимодействиях характерные времена роста теплового потока за ударной волной составляют микросекунды и менее [43]. Результаты расчетов типичных тепловых распределений [44–46] вязкого газа за ударной волной, отраженной от стенки, и их временной эволюции позволяют говорить о пригодности датчиков на основе косонапыленных анизотропных поликристаллических пленочных структур для измерения теплового потока в подобных экспериментах. При учете сопряженного со стенкой теплообмена возможно введение дополнительных коэффициентов релаксации [47, 48] в уравнение теплопроводности для корректного описания распространения тепла. Однако, необходимости проведения расчетов для интерпретации показаний датчика можно избежать если обеспечить отвод тепла с подложки при его размещении на установке, например, с помощью дополнительного теплоотвода из пластины алюминия, как это делалось в работах [1, 3–5] ранее.

8. Работа при газодинамических нагрузках

Типичные сигналы [1, 3, 5], генерируемые рассматриваемыми пленочными структурами на импульсные процессы различной интенсивности в газовых средах, представлены на рис. 10. Линии 1 и 2 показывают зарегистрированные термоэлектрическим детектором тепловые потоки за отраженной ударной волной в азоте и ксеноне с числами Маха 3 и 7, соответственно. Различные задержки самовоспламенения, измеренные в пропан-воздушной смеси за отраженной ударной волной, показаны линиями 3 и 4 (Δt).

Рост показаний 1 и 2 до пиковых значений вследствие прихода и отражения ударной волны от торцевой стенки происходит до 1 мкс. Разница в характере роста не является существенной, составляет до нескольких десятых долей микросекунды и обусловлена процессами, происходящими вследствие роста энергии хаотического движения частиц и термической неравновесности газовых сред. В случае с ксеноном (линия 2), также начинают образовываться возбужденные электронные состояния, наблюдается излучение и ионизация. Для определения степени согласования данных в задаче с ударной волной, отраженной от плоской стенки, удобно использовать значение теплового потока, нормированное на корень из времени, которое зависит только от параметров газа [7]. Видно, что соответствующие штриховые линии, показывающие средние значения параметра, не претерпевают значительных изменений, что говорит о достоверности регистрируемых результатов.

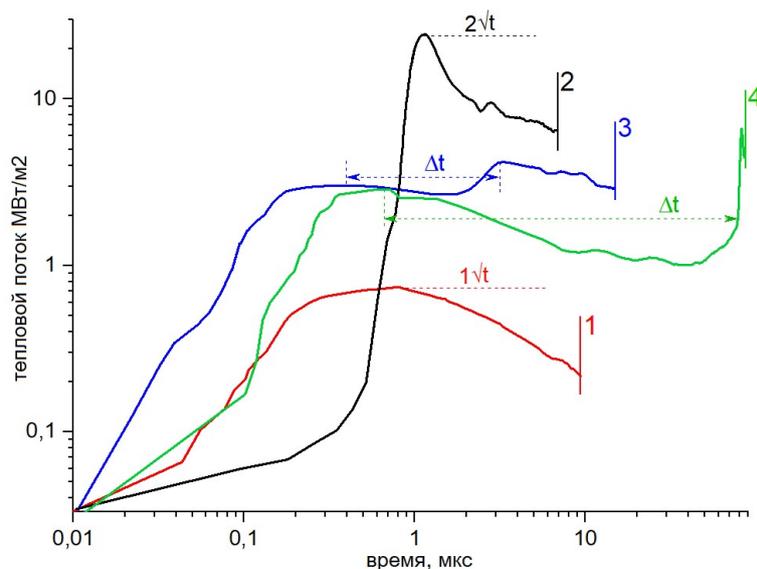


Рис. 10. Сигналы, генерируемые термоэлектрическим детектором в ударно-волновых структурах различной интенсивности: 1 – [1], 2 – [3], 3 и 4 – [5]

Процессы самовоспламенения за отраженной ударной волной происходят вследствие быстрого роста давления и температуры горючей смеси. Задержка самовоспламенения является характеристикой смеси и помимо обозначенных параметров зависит также от степени стехиометрии (отношение топлива к окислителю, необходимое для полного сгорания). Линии 3 и 4 (рис. 10) показывают тепловые потоки, возникающие вследствие прихода ударной волны на торцевую стенку ударной трубы (первый рост) и дальнейшего самовоспламенения (второй рост) пропан-воздушных смесей со стехиометрическими коэффициентами 0.5 и 2, соответственно. Такие данные являются уникальными и представляют интерес не только с точки зрения измерения задержки Δt самовоспламенения горючих смесей (особенно при ее малых значениях), но и для регистрации тепловых нагрузок при высоких температурах и давлениях, где большинство других датчиков выходят из строя и перестают функционировать.

9. Заключение

Термоэлектрические детекторы находят все большее применение в газодинамических высокоэнтальпийных экспериментах. Структура их чувствительных элементов представляет собой поликристаллическую наклонноконденсированную пленку, откликающуюся на нагрев ее поверхности быстрым перераспределением заряженных частиц. Генерация термоэдс может происходить за времена, составляющие много меньше микросекунды. Вместе с тем ее корректное описание осложняется необходимостью совокупного рассмотрения множества физических процессов, происходящих при нагреве чувствительного элемента: от собственной анизотропии кристаллитов до неравновесных состояний эффектов квантовой природы.

Проведенный в данной работе анализ позволяет утверждать, что определяющим механизмом отклика наклонноконденсированных пленок на тепловые и радиационные воздействия, происходящие в интенсивных газодинамических процессах, является анизотропия их термоэлектрических свойств, что говорит о пригодности и перспективности их использования для регистрации тепловых потоков в импульсных высокоэнтальпийных газодинамических течениях.

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 124012500440-9).

Литература

1. Kotov M. A., et al., Performance assessment of thermoelectric detector for heat flux measurement behind a reflected shock of low intensity // *Applied Thermal Engineering*. 2021. Vol.195. P. 117143.
2. Sapozhnikov S. Z., et al., Heatmetry: the science and practice of heat flux measurement. Springer Nature. 2020. 209 p.
3. Kotov M. A., et al., The analysis of applicability of thermoelectric radiation detectors for heat flux measurements behind a reflected shock wave // *Journal of Physics: Conference Series* 2021. Vol. 2103. No. 1. P. 012218.
4. Котов М.А. и др. Регистрация воспламенения горючей смеси в ударной трубе с помощью термоэлектрического детектора // *Химическая физика*. 2022. Том 41, № 8. С. 31–37.
5. Kotov M. A., et al., Thermoelectric detector application for measuring the ignition delay time in a shock heated combustible mixture // *Acta Astronautica*. 2023. Vol. 204. Pp.787–793.
6. Petersen E. L. Interpreting endwall and sidewall measurements in shock-tube ignition studies // *Combustion science and technology*/ 2009. 181(9). Pp. 1123–1144.
7. Котов М. А. и др. Регистрация радиационного теплового потока в ударной трубе с помощью термоэлектрического детектора // *Письма в журнал технической физики*. 2023. 49(17), С. 36–38.
8. Von Gutfeld R.J. Laser-induced anisotropic thermoelectric voltages in thin films // *Applied Physics Letters*. 1973. Vol. 23. № 4. Pp. 206–208.
9. Улановский А. А. Использование термоэлектрического эффекта Зеебека для измерения температуры. 2009. 6 С/ <https://otc-obninsk.ru/publishing/01.pdf> (доступно на 21.06.2024)
10. Самойлович А. Г., Коренблит Л. Л. Современное состояние теории термоэлектрических и термомагнитных явлений в полупроводниках // *УФН*. 1953. Т. 49 (2), С. 243–272.
11. Снарский А. А., Пальти А. М., Ащеулов А. А. Анизотропные термоэлементы. Обзор // *Физика и техника полупроводников*. 1997. Т. 31. № 11. С. 1281–1298.
12. Thomson W. *Mathematical and physical papers* // CUP Archive. 2016.
13. Herring C. On the thermodynamic interpretation of certain thermionic and thermoelectric phenomena // *Physical Review*. 1941. Vol. 59. No. 11. P. 889.
14. Ухлинов Г. А. и др. Плёночные анизотропные датчики излучения // *Опт.-мех. Промышленность*. 1985. № 6. С. 50–52.
15. Каримбеков М. А. Физико-технологические основы пленочных термоэлектрических преобразователей измерительного назначения: Дис. д-ра техн. наук: 05.27.06. М., 2003. 396 с.
16. Палатник Л. С., Черемской П. Г., Фукс М. Я. Поры в плёнках. М.: Энергоиздат. 1982. 216 с.
17. Бабад-Захряпин А. А., Кузнецов Г. Д. Текстурированные высокотемпературные покрытия. М.: Атомиздат. 1980. 176 с.
18. Вигдорович В. Н. и др. Природа анизотропного термоэлектрического эффекта в наклонноконденсированных пленках // *Известия АН СССР. Неорганические материалы*. 1987. Т. 23.
19. Вигдорович В. Н., Каримбеков М. А. Наклонноконденсированные плёночные материалы как наклоннотекстурированные термоэлектрические преобразователи измерительного назначения // *Конденсированные среды и межфазные границы*. 2001. Т 3. № 1.
20. Каримбеков М. А. Поперечная термо-э.д.с. в наклонно конденсированных плёнках металлов, полуметаллов, полупроводников. Модель и реализация // *Вестник Российской академии естественных наук. Санкт-Петербург*. 2001. Т. 5. № 1.
21. Вигдорович В.Н., Каримбеков М.А. Модель, материалы и параметры наклоннотекстурированных термопреобразователей измерительного назначения // *Перспективные материалы*. 2001. № 1. С. 5–13.
22. Вигдорович В.Н., Каримбеков М.А. Наклонноконденсированные плёнки висмута, теллура и хрома. - В кн.: *Материалы X Национальной конференции по росту кристаллов «НКРК-2002» (Москва 24–29 ноября 2002 г)*. - М: Ж РАН, 2002. С. 534.

23. Вигдорович В.Н., Каримбеков М.А. Критерии выбора материалов для наклонноконденсированных плёночных термопреобразователей измерительного назначения // В кн.: Физико-химические процессы в конденсированном состоянии и на межфазных границах. Воронеж: ВГУ, 2002. С. 186–187.
24. Иоффе А.Ф. Полупроводниковые термоэлементы. М.; Л.: Издательство АН СССР. 1960. 188 С.
25. Комник Ю.Ф. Физика металлических плёнок: Размерные и структурные эффекты. М.: Атомиздат. 1979. 263 С.
26. Ухлинов Г. А., Косаковская З. Я. Электропроводность поликристаллических образцов металлов с формразмерной текстурой // Физика металлов и металловедение. 1983. Т. 55. № 1. С. 61–64.
27. Гуревич А. Г. Физика твердого тела: Учеб, пособие для вузов. СПб.: Невский Диалект. 2004. 318 С.
28. Блатт Ф.Дж. Теория подвижности электронов в твердых телах. М.-Л.: Физматлит. 1963. 224 С.
29. Опаричев А.Б. Исследование наклонноконденсированных пленочных материалов для термоэлектрических преобразователей лазерного излучения: Дисс. канд. техн. наук: 05.27.06. М., 2006. 149 с.
30. Zeuner S., et al., Thermal boundary resistance and diffusivity for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films // Physical Review B. 1995. Vol. 51. No. 17. P. 11903.
31. Habermeier H.U. et al., Giant laser-induced voltages at room temperature in Pr doped Y—Ba—Cu—O thin films // Applied surface science. 1996. Vol. 96. Pp. 689–692.
32. Van Vechten D. et al., Voltage responses to optical pulses of unbiased normal and superconducting samples // Applied physics letters. 1997. Vol. 71(10). Pp. 1415–1417.
33. Ухлинов Г.А. и др. Плёночные анизотропные датчики излучения // Опт.-мех. Промышленность. 1985. № 6. С. 50–52.
34. Панкратов Н. А. Анизотропные термоэлементы // Оптический журнал. 1994. № 2, С. 3–12.
35. Renk K.F., et al., Thermopile effect due to laser radiation heating in thin films of high-Tc materials // Physica C: Superconductivity. 1994. Vol. 235. Pp. 37–40.
36. Никишкин В.А., Севенюк А.А., Сухов А.В. Термо-ЭДС, индуцируемые наносекундным лазерным импульсом в пленках высокотемпературных сверхпроводников // Квантовая электроника. 1991. Т. 18. № 9. С. 1103–1105.
37. Moix D.B., et al., Photoresponse of the high-temperature superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ to ultrashort 10 μm CO₂ laser pulses // Infrared physics & technology. 1996. Vol. 37 (3). Pp. 403–426.
38. Михеев Г.М. и др. Зависимость оптоэлектрического выпрямления в нанографитных пленках от поляризации лазерного излучения. Квантовая электроника. 2010. Т. 40(5). С. 425–430.
39. Kwok H.S., Zheng J.P. Anomalous photovoltaic response in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ // Physical Review B. 1992. Vol. 46 (6). P. 3692.
40. Kleinhammes A. et al., Nonbolometric laser-induced voltage signals in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films at room temperature // Physical Review B. 1991. Vol. 44(5). P. 2313.
41. Kwok H. S., et al., Origin of the anomalous photovoltaic signal in Y-Ba-Cu-O // Physical Review B. 1991. Vol. 43 (7). P. 6270.
42. Lengfellner H., et al., Thermoelectric effect in normal-state $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films // Europhysics Letters. 1994. Vol. 25(5), P. 375.
43. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит. 2008. 656 С.
44. Демьянов Ю.А., Элькин Л.И. Влияние начальной фазы отражения ударной волны от стенки на установление процессов течения и теплообмена // Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. С. 18.
45. Андреев П.П., Циркунов Ю.М. Сопряженный теплообмен в начальной стадии отражения вязкой ударной волны от стенки // Инженерно-физический журнал. 1986. Т. 51. № 2. С. 217–224.

46. Суржиков С. Т. Расчетные исходные данные для решения тестовых задач в рабочей зоне гиперзвуковой ударной аэродинамической трубы ГУАТ лаборатории РадГД ИПМех РАН // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2021. Т. 22, вып. 1. <http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-1/articles/930/>
47. Липницкий Ю. М., Панасенко А. В. Расчет одномерных нестационарных течений вязкого газа с помощью неявной дивергентной разностной схемы // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 1. С. 97–104.
48. Панасенко А. В. Влияние релаксационных эффектов на формирование профиля ударной волны в газе и теплового потока в твердой стенке // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2011. № 4–3. С. 1030–1031.

References

1. Kotov M. A., et al., Performance assessment of thermoelectric detector for heat flux measurement behind a reflected shock of low intensity, *Applied Thermal Engineering*, 2021, vol. 195, p. 117143. DOI:10.1016/j.applthermaleng.2021.117143
2. Sapozhnikov S. Z., et al., *Heatmetry: The science and practice of heat flux measurement*, Springer Nature. 2020. 209 p.
3. Kotov M. A., et al., The analysis of applicability of thermoelectric radiation detectors for heat flux measurements behind a reflected shock wave, *Journal of Physics: Conference Series*, 2021, vol. 2103, p. 012218. DOI 10.1088/1742-6596/2103/1/012218
4. Kotov M. A., et al., Registration of combustible mixture ignition in a shock tube with a thermoelectric detector, *Russian Journal of Physical Chemistry B*, 2022, vol. 16, no. 4. DOI 10.1134/S1990793122040236
5. Kotov M. A., et al., Thermoelectric detector application for measuring the ignition delay time in a shock heated combustible mixture, *Acta Astronautica*, 2023, vol. 204. pp. 787–793. DOI 10.1016/j.actaastro.2022.11.036
6. Petersen E. L., Interpreting endwall and sidewall measurements in shock-tube ignition studies, *Combustion science and technology*, 2009, vol. 181, no. 9. p. 1123–1144. DOI 10.1080/00102200902973323
7. Kotov M. A. et al., Registration of radiative heat flux in a shock tube using a thermoelectric detector, *Technical Physics Letters*, 2023, vol. 49, no. 9. DOI 10.61011/TPL.2023.09.56705.19633
8. Von Gutfeld R.J., Laser-induced anisotropic thermoelectric voltages in thin films, *Applied Physics Letters*, 1973, vol. 23, no. 4. p. 206–208. DOI 10.1063/1.1654860
9. Ulanovskii A. A., *Using the thermoelectric Seebeck effect to measure temperature*, 2009, 6 p. [in Russian]. <https://otc-obninsk.ru/publishing/01.pdf> (accessed on 21.06.2024)
10. Samoilovich A. G., Korenblit L. L., Current state of the theory of thermoelectric and thermomagnetic phenomena in semiconductors, *UFN*, vol. 49, no. 3, 1953, pp. 337–383 [in Russian].
11. Snarskii A. A., Paltu A. M., Asheulov A. A., Anisotropic thermoelements. Review, *Ioffe Institute Journals Portal*, 1997, vol. 31. No. 11. pp. 1281–1298 [in Russian].
12. Thomson W., *Mathematical and physical papers*, Cambridge University Press Archive, 2016, 657 p.
13. Herring C., On the thermodynamic interpretation of certain thermionic and thermoelectric phenomena, *Physical Review*, 1941, vol. 59, no. 11. DOI 10.1103/PhysRev.59.889
14. Uhlinov G. A., et. al., Film anisotropic radiation sensors, *Soviet Journal of Optical Technology*, 1985, no. 6, pp. 50–52 [in Russian].
15. Karimbekov M.A., *Physical and technological basis of film thermoelectric converters for measuring purposes*: D.Sci. thesis: 05.27.06. M., 2003, 396 p. [in Russian].
16. Palatnik L. S., CHEREMSKOJ P. G., Fuks M. Ya., *Pores in films*, M.: Energoizdat, 1982, 216 p. [in Russian].

17. Babad-Zahryapin A. A., Kuznecov G. D., *Textured high temperature coatings*, M.: Atomizdat, 1980, 176 p. [in Russian]
18. Vigdorovich V. N., et al., The nature of the anisotropic thermoelectric effect in obliquely condensed films, *Izvestiya AN SSSR. Inorganic Materials*, 1987, vol. 23 [in Russian]
19. Vigdorovich V.N., Karimbekov M.A., Obliquely condensed film materials as obliquely textured thermoelectric converters for measuring purposes, *Condensed matter and interphases*, 2001, vol. Z, no. 1 [in Russian].
20. Karimbekov M. A. Transverse thermoemf in obliquely condensed films of metals, semimetals, semiconductors. Model and implementation, *Bulletin of Russian academy of natural sciences*, Saint-Petersburg, 2001, vol. 5, no. 1 [in Russian].
21. Vigdorovich V. N., Karimbekov M. A., Model, materials and parameters of obliquely textured thermal converters for measuring purposes, *Journal of Advanced Materials*, 2001, no. 1, pp. 5–13 [in Russian].
22. Vigdorovich V. N., Karimbekov M. A., Obliquely condensed films of bismuth, tellurium and chromium, in the book: Materials of the X National Conference on Crystal Growth “NKRK-2002” (Moscow, nov 24-29 2002), M: ZH RAN, 2002. 534 p. [in Russian].
23. Vigdorovich V. N., Karimbekov M. A., *Criteria for selecting materials for obliquely condensed film thermal converters for measuring purposes*, in book: *Physico-chemical processes in the condensed state and at interphase boundaries*, Voronezh: VGU, 2002, pp. 186–187 [in Russian]
24. Ioffe A. F., *Semiconductor thermoelements*, M.; L.: Publishing House of the USSR Academy of Sciences, 1960, 188 p. [in Russian].
25. Komnik Yu. F., *Physics of metal films: Dimensional and structural effects*. M.: Atomizdat, 1979, 263 p. [in Russian].
26. Uhlinov G. A., Kosakovskaya Z. Ya., Electrical conductivity of polycrystalline metal samples with shape-size texture, *Physics of Metals and Metallography*, 1983, vol. 55, no. 1, pp. 61–64 [in Russian].
27. Gurevich A. G., *Solid state physics: Textbook, manual for universities*. SPb.: Nevskij Dialekt. 2004. 318 p. [in Russian].
28. Blatt F.J., *Physics of Electronic Conduction in Solids*, McGraw-Hill Book Co., New York, 1968.
29. Oparichev A. B., *Investigation of tilted condensed film materials for thermoelectric transducers of laser radiation*: PhD thesis: 05.27.06. M., 2006, 149 p. [in Russian].
30. Zeuner S., et al., Thermal boundary resistance and diffusivity for YBa₂Cu₃O_{7-δ} films, *Physical Review B*, 1995, vol. 51, no. 17, p. 11903. DOI 10.1103/PhysRevB.51.11903
31. Habermeier H. U., et al., Giant laser-induced voltages at room temperature in Pr doped Y–Ba–Cu–O thin films, *Applied surface science*, 1996, vol. 96, pp. 689–692. DOI 10.1016/0169-4332(95)00545-5
32. Van Vechten D., et al., Voltage responses to optical pulses of unbiased normal and superconducting samples, *Applied physics letters*, 1997, vol. 71, no. 10, pp. 1415–1417. DOI 10.1063/1.119910
33. Uhlinov G. A., et al., Film anisotropic radiation sensors, *Soviet Journal of Optical Technology*, 1985, no. 6, pp. 50–52 [in Russian]
34. Pankratov N. A., Anisotropic thermocouples, *Journal of Optical Technology*, 1994, no. 2, pp. 3–12 [in Russian].
35. Renk K. F., et al., Thermopile effect due to laser radiation heating in thin films of high-T_c materials, *Physica C: Superconductivity*, 1994, vol. 235, pp. 37–40. DOI 10.1016/0921-4534(94)91308-0
36. Nikishkin V. A., Sevenyuk A. A., Sukhov A. V., Thermoelectric emf's induced by nanosecond laser pulses in films of high-temperature superconductors, *Soviet journal of quantum electronics*, 1991, vol. 21, no. 9, p. 999. [in Russian].
37. Moix D.B., et al., Photoresponse of the high-temperature superconductor YBa₂Cu₃O_{7-δ} to ultra-short 10 μm CO₂ laser pulses, *Infrared physics & technology*, 1996, vol. 37, no. 3, pp. 403–426. DOI 10.1016/1350-4495(95)00135-2

38. Mikheev G. M., et al., Effect of laser light polarisation on the dc photovoltage response of nanographite films, *Quantum Electronics*, 2010, vol. 40, no. 5, p. 425.
39. Kwok H. S., Zheng J. P., Anomalous photovoltaic response in YBa₂Cu₃O₇, *Physical Review B*, 1992, vol. 46, no. 6, p. 3692. DOI 10.1103/physrevb.46.3692
40. Kleinhammes A., et al., Nonbolometric laser-induced voltage signals in YBa₂Cu₃O_{7-δ} thin films at room temperature, *Physical Review B*, 1991, vol. 44, no. 5, p. 2313. DOI 10.1103/PHYSREVB.44.2313
41. Kwok H. S., et al., Origin of the anomalous photovoltaic signal in Y-Ba-Cu-O, *Physical Review B*, 1991, vol. 43, no. 7, p. 6270. DOI 10.1103/PhysRevB.43.6270
42. Lengfellner H., et al., Thermoelectric effect in normal-state YBa₂Cu₃O_{7-δ} films, *Europhysics Letters*, 1994, vol. 25, no. 5, p. 375. DOI 10.1209/0295-5075/25/5/011
43. Zel'Dovich Y. B., Raizer Y. P., *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*, Courier Corporation, 2002, 944 p.
44. Dem'yanov Yu. A., El'kin L. I., Influence of the initial phase of shock wave reflection from the wall on the establishment of flow and heat transfer processes, *Journal of Russian Academy of Sciences. Fluid Dynamics*, 1970, p. 18 [in Russian].
45. Andreev P.P., Cirkunov Yu.M., Conjugate heat transfer in the initial stage of reflection of a viscous shock wave from the wall, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 1986, vol. 51, no. 2, pp. 217–224 [in Russian].
46. Surzhikov S. T., Calculated initial data for solving test problems in the working area of the hypersonic shock wind tunnel HAST of the RadGD Laboratory of the IPMech RAS, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2021, vol. 22, no. 1. <http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-1/articles/930/>
47. Lipnickij Yu. M., Panasenko A. V., Calculation of one-dimensional unsteady viscous gas flows using an implicit divergent difference scheme, *Journal of Russian Academy of Sciences. Fluid Dynamics*, 1977, no. 1, pp. 97–104 [in Russian].
48. Panasenko A. V., Influence of relaxation effects on the formation of a shock wave profile in a gas and a heat flow in a solid wall, *Vestnik of Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod*, 2011, no. 4–3, pp. 1030–1031 [in Russian].

Статья поступила в редакцию 21 июня 2024 г.