

06;07

## Светоиндуцированная эдс в серебро-палладиевых резистивных пленках

© Г.М. Михеев, Р.Г. Зонов, В.А. Александров

Институт прикладной механики УрО РАН, Ижевск

E-mail: mikheev@udman.ru

Поступило в Редакцию 9 марта 2010 г.

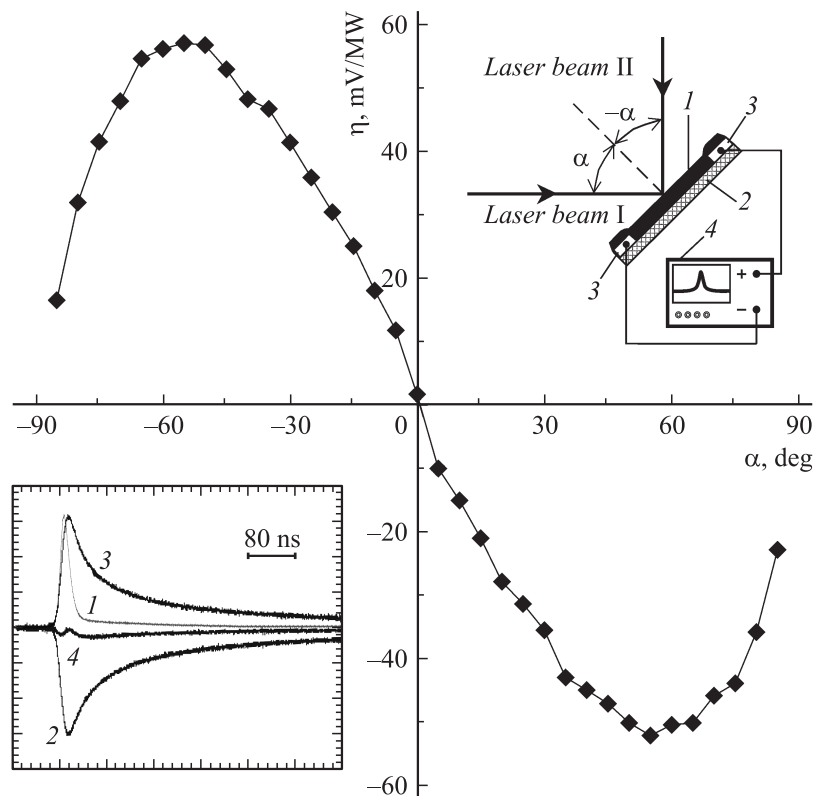
Исследована генерация наносекундных электрических импульсов, возникающих в серебро-палладиевых резистивных пленках под действием излучения лазера с модуляцией добротности. Пленки были получены по технологии производства толстопленочных резисторов на диэлектрических подложках посредством вжигания заранее приготовленной резистивной пасты из палладия, оксида серебра, стекла и органической связки при температуре 880 К. Показано, что амплитуда регистрируемых импульсов с увеличением мощности падающего излучения возрастает линейно, зависит от угла падения и угла поворота пленки вокруг своей нормали по характерным законам; сигнал отсутствует при нормальном падении луча на пленку и меняет свой знак при смене знака угла падения. Длительность генерируемых электрических импульсов превышает длительность падающих лазерных импульсов в несколько раз. Сигнал не имеет термоэлектрической природы, а может быть связан с генерацией токов при поверхностном фотогальваническом эффекте и передачей носителям заряда квазиимпульса света при его поглощении материалом пленки.

Исследование генерации электрических импульсов, возникающих при взаимодействии лазерных импульсов наносекундной длительности с проводящими пленочными структурами, представляет интерес с точки зрения создания быстродействующих фотоприемников и датчиков угла. Имеется большое количество работ, посвященных обнаружению и исследованию „быстрой“ эдс, возникающей в различных пленочных структурах под действием лазерного излучения наносекундной длительности (см., например, [1–11]). В соответствии с этими работами возникновение поверхностной эдс в проводящих пленочных структурах может происходить за счет термических эффектов различной природы [1–5], эффекта увлечения [6,7] и эффекта оптического

выпрямления [8–11]. С точки зрения разработки быстродействующих бесконтактных датчиков углового положения объекта наиболее интересными являются работы по исследованию светоиндуцированной ЭДС в проводящих пленках висмута [6], наноуглеродных волокнах [7], в пористом графите [8–10], а также в одномерных металлических фотонных кристаллах [11], амплитуда которой существенно зависит от направления пучка лазера к поверхности пленки. Совсем недавно нами показано [12], что похожими свойствами обладают серебро-палладиевые резистивные пленки, исследование светоиндуцированной ЭДС в которых является целью данной работы.

В экспериментах использовались серебро-палладиевые резистивные пленки, полученные хорошо известной технологией производства толстопленочных резисторов на диэлектрической подложке посредством вжигания заранее приготовленной резистивной пасты при высокой температуре (см., например, [13]). Функциональной основой такой резистивной пасты является палладий и оксид серебра. В состав пасты также входит стекло СЦ-273 и органическая связка. Температура вжигания составляла  $878 \pm 5$  К. Пленки были получены на гладких диэлектрических пластинах (из керамики, кварца, ситалла и поликора) размером  $25 \times 25$  мм. Они снабжались двумя параллельными измерительными пленочными электродами, выполненными из серебра. Измерительные электроды располагались на противоположных сторонах квадрата между диэлектрической подложкой и резистивной пленкой. Толщина полученных пленок составляла  $15\text{--}18$  мкм, омическое сопротивление между измерительными электродами — от 25 до 50  $\Omega$  (в зависимости от технологических параметров), а емкость — менее 1 пФ.

Для исследования параметров импульсного напряжения, характеризующего светоиндуцированную ЭДС, возникающую на поверхности исследуемых пленок при их облучении световыми импульсами, использовалось линейно поляризованное излучение первой, второй, третьей и четвертой гармоник одномодового YAG : Nd<sup>3+</sup>-лазера с пассивной модуляцией добротности [14]. Амплитуда  $U$  и временная форма импульсного напряжения, возникающего между измерительными электродами, регистрировались с помощью цифрового осциллографа Tektronix TDS7704B с полосой пропускания 7 GHz (рис. 1, правая вставка). Форма падающих световых импульсов лазерного излучения контролировалась при помощи быстродействующего фотоприемника SIR5-FC (THORLABS, время нарастания менее 70 ps) и того же осциллографа.



**Рис. 1.** Зависимость коэффициента преобразования  $\eta$  лазерной мощности в амплитуду импульсного электрического напряжения от угла падения  $\alpha$  для  $p$ -поляризованного излучения лазера и схема эксперимента с двумя лазерными пучками (верхняя вставка): 1 — резистивная пленка, 2 — керамическая подложка, 3 — электроды, 4 — осциллограф, а также формы импульсов (нижняя вставка) лазерного излучения (1) и импульсного электрического напряжения, возникающего под действием лазерного пучка I (2), лазерного пучка II (3) и при одновременном воздействии лазерных пучков I и II (4).

В экспериментах исследовались временная форма и амплитуда  $U$  импульсного напряжения от угла падения  $\alpha$  при ориентации измерительных электродов перпендикулярно к плоскости падения, а также от угла поворота пленки  $\beta$  вокруг своей нормали в соответствии с

оптической схемой, разработанной для исследования оптоэлектрического выпрямления в нанографитных пленках [8]. Также проводились опыты с помощью двух  $p$ -поляризованных лазерных пучков одинаковой мощности, лежащих в одной плоскости и падающих на поверхность пленки на одно и то же место под одинаковыми углами  $\alpha$  разного знака, отсчитываемых относительно ее нормали (рис. 1, правая вставка). Дополнительно в экспериментах исследовалось влияние длины волны  $\lambda$  лазерного излучения на коэффициент преобразования  $\eta$ , где  $\eta = U/P$ ,  $P = \varepsilon_{in}/\tau_{in}^{hw}(\lambda)$ ,  $\varepsilon_{in}$  — импульсная энергия падающего излучения,  $\tau_{in}^{hw}(\lambda)$  — длительность лазерных импульсов на длине волны  $\lambda$ , а также зависимость  $U$  от импульсной мощности  $P$ .

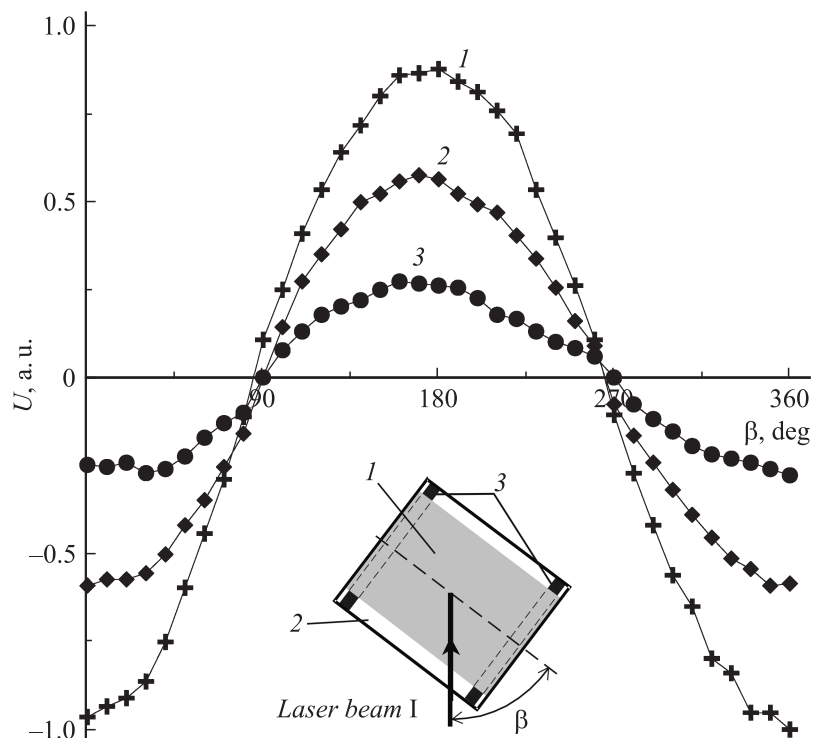
На рис. 1 показаны временные формы лазерного импульса (кривая 1), падающего на исследуемую резистивную пленку, и импульсного напряжения, возникающего в пленке между двумя измерительными электродами под действием лазерного пучка I (кривая 2) и пучка II (кривая 3) в отдельности. Временная форма импульсного напряжения, полученная при одновременном воздействии обоих лазерных пучков на исследуемую пленку, иллюстрируется кривой 4. Измерения показали, что падающий лазерный импульс характеризуется временем нарастания  $\tau_{in}^{rise}$  и спада  $\tau_{in}^{fall}$ , соответственно равными 12 и 27 ns, а также длительностью  $\tau_{in}^{hw} = 18$  ns. Типичные временные параметры импульсного напряжения, генерируемого в резистивной пленке, были следующими:  $\tau_{out}^{rise} = 15$  ns,  $\tau_{out}^{fall} \approx 400$  ns,  $\tau_{out}^{hw} \approx 60$  ns. Таким образом, времена нарастания светового и электрического импульсов близки друг к другу, но длительности и времена спада этих импульсов существенно отличаются. Следовательно, наблюдаемая генерация электрических импульсов не может быть обусловлена эффектом оптического выпрямления, обеспечивающим генерацию импульсов с временными параметрами, практически совпадающими с временными параметрами падающих лазерных импульсов [15].

Примечательно, что при схеме эксперимента, показанной на правой вставке рис. 1, когда верхний электрод подключается к положительному входу осциллографа, а нижний — к отрицательному входу, под воздействием пучка I между электродами возникает отрицательный импульс. При такой же электрической схеме под действием пучка II такой же поляризации и мощности возникает электрический импульс положительной полярности. При одновременном падении двух указанных пучков на пленку с углами  $\alpha$  и  $-\alpha$  амплитуда генерируемого импульса

близка к нулю (рис. 1, левая вставка, кривая 4). Это означает, что генерация электрических импульсов не может быть обусловлена термоэдс. Экспериментально полученная зависимость  $\eta$  от угла падения  $\alpha$  показана на рис. 1. Необходимо отметить, что эта зависимость получена для  $p$ -поляризованного излучения лазерного пучка I ( $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ) по электрической схеме регистрации импульсов, представленной на рис. 1. Видно, что при нормальном падении пучка лазера сигнал отсутствует, а при изменении знака угла падения полярность сигнала меняется на противоположный. Амплитуда генерируемых электрических импульсов максимальна при  $\alpha \approx \pm 55^\circ$ . Необходимо отметить, что похожие угловые зависимости были получены при исследовании эффекта увлечения в пленочном висмуте [6] и на поверхности границы гетероперехода двух полупроводниковых структур [16] с максимальными значениями амплитуды сигнала при  $\alpha \approx \pm 45^\circ$ . Аналогичные угловые зависимости характерны для поверхностного фотогальванического эффекта в GaAs с максимальными значениями сигнала при  $\alpha \approx \pm 50^\circ$  [17], а также для экспериментов с возбуждением поверхностных электрических токов в металлах при передаче квазиимпульса света электронам при межзонных квантовых переходах [18].

На рис. 2 показаны экспериментальные зависимости  $U$  от угла  $\beta$  (характеризующего поворот пленки вокруг своей нормали), полученные при различных углах падения  $\alpha$ . Следует отметить, что угол  $\beta = 0$  соответствует ориентации измерительных электродов перпендикулярно к плоскости падения (рис. 1, правая вставка). Полученные экспериментальные результаты можно аппроксимировать функцией вида  $U = -U_\alpha^\circ \cos \beta$ , где  $U_\alpha^\circ$  — амплитуда импульсного напряжения при  $\beta = 0$  и угле падения  $\alpha$ .

На рис. 3 показана зависимость коэффициента преобразования  $\eta$  от длины волны излучения лазера. Несмотря на то что эта зависимость была построена только по четырем точкам, соответствующим первой, второй, третьей и четвертой гармоникам неодимового лазера, она в первом приближении позволяет определить поведение  $\eta$  при изменении длины волны  $\lambda$ . Видно, что коэффициент преобразования существенно зависит от длины волны падающего излучения. В видимой и ближней инфракрасной областях  $\eta$  уменьшается при увеличении длины волны света. Точка  $\lambda_3 = 354.7 \text{ nm}$ , соответствующая длине волны третьей гармоники лазерного источника, находится в области длин волн, где коэффициент преобразования принимает наибольшие значения. Из экспериментальной зависимости  $\eta(\lambda)$  также видно, что в области

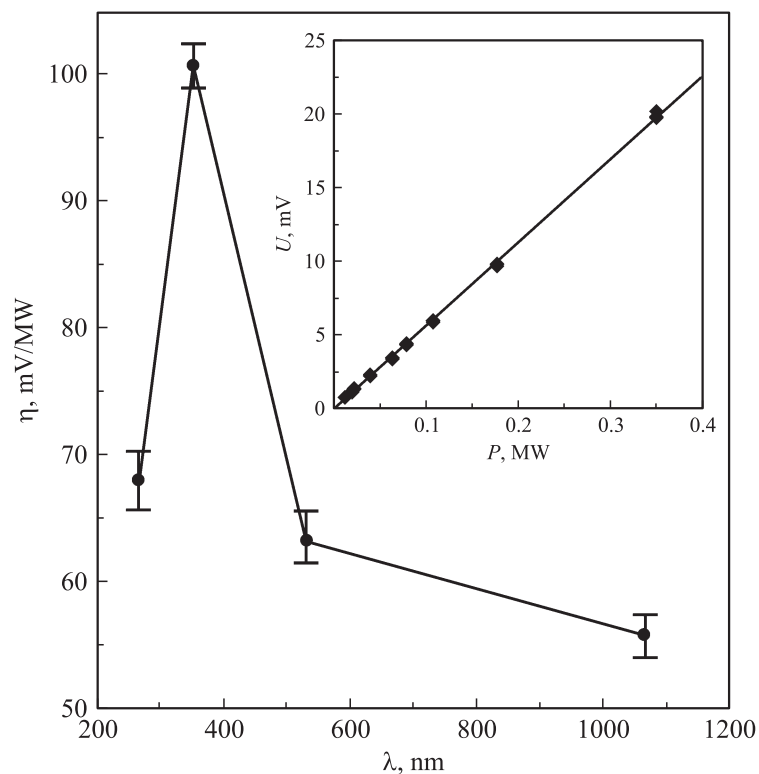


**Рис. 2.** Зависимости амплитуды импульсного напряжения  $U$ , возникающего в резистивной пленке, от угла поворота пленки  $\beta$  вокруг своей нормали при  $\alpha = 60^\circ$  (1),  $30^\circ$  (2)  $10^\circ$  (3).

ультрафиолета с уменьшением длины волны излучения коэффициент преобразования уменьшается. Для получения более точной зависимости  $\eta(\lambda)$  необходимо применять перестраиваемые по длине волны лазерные источники.

В соответствии со вставкой, помещенной на рис. 3, экспериментальная зависимость  $U$  от  $P$ , полученная при  $\alpha = 55^\circ$ , хорошо аппроксимируется линейной функцией  $U = \eta P$ , где  $\eta = 57 \text{ mV/MW}$ .

Установленные закономерности светоиндуцированной эдс в резистивных пленках сходны с соответствующими экспериментальными зависимостями, полученными для нанографитных пленок [8–10]. Однако



**Рис. 3.** Зависимость коэффициента преобразования  $\eta$  лазерной мощности в амплитуду импульсного электрического напряжения от длины волны  $\lambda$  излучения лазера, а также зависимость амплитуды импульсного напряжения  $U$  от импульсной мощности  $P$  лазерного излучения (вставка) при  $\alpha = 55^\circ$ : точки — эксперимент, линия — линейная аппроксимация  $U = \eta P$ .

между ними имеются и различия. Основное различие в зависимости  $\eta(\alpha)$  состоит в том, что при положительных углах падения  $\alpha$  (рис. 1, правая вставка) полярность сигнала в резистивных пленках является отрицательной, а в нанографитных пленках — положительной, а при отрицательных углах падения, наоборот, в резистивных пленках — положительной, а в нанографитных пленках отрицательной. Это может говорить о разных знаках заряда носителей тока или о различных

механизмах возбуждения эдс в указанных материалах. Установление всего этого требует проведения дополнительных экспериментов.

Таким образом, в данной работе показано, что в серебро-палладиевых резистивных пленках под действием лазерных импульсов наносекундной длительности в широком диапазоне длин волн (от 266 до 1064 nm) падающего излучения возможна генерация электрических импульсов наносекундной длительности. При этом коэффициент преобразования лазерной мощности в амплитуду импульсного напряжения линейно возрастает с увеличением импульсной мощности лазера и существенно зависит от пространственной ориентации пленки относительно направления падающего излучения. Полученные экспериментальные результаты не могут быть объяснены термоэлектрическими эффектами, а могут быть связаны с генерацией электрических импульсов за счет возбуждения токов при поверхностном фотогальваническом эффекте и эффекте передачи квазиимпульса света носителям заряда при его поглощении материалом пленки.

Авторы искренне признательны Л.М. Русских за изготовление образцов пленок для исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 10-02-96017-р\_урал\_а) и президиума УрО РАН (грант для молодых ученых).

## Список литературы

- [1] *Von Gutfeld R.J.* // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 23. P. 206–208.
- [2] *Конов В.И., Никитин П.И., Сатюков Д.Г., Углов С.А.* // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1991. Т. 55. С. 1343–1347.
- [3] *Chang C.L., Kleinhammers A., Moulton W.G., Testardi L.R.* // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. P. 11 564–11 567.
- [4] *Никитин В.А., Севенюк А.А., Сухов А.В.* // Квантовая электроника. 1991. Т. 18. С. 1103–1105.
- [5] *Снарский А.А., Пальти А.М., Ащеулов А.А.* // ФТП. 1997. Т. 31. С. 1281–1297.
- [6] *Берегулин Е.В., Валов П.М., Рывкин С.М.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 25. С. 113–116.
- [7] *Obraztsov A.N., Lyashenko D.A., Fang S.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. P. 23 112 (1–3).
- [8] *Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Образцов А.Н., Свирко Ю.П.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 17. С. 88–94.



- [9] *Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Образцов А.Н., Свирко Ю.П.* // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 3. С. 11–17.
- [10] *Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Образцов А.Н.* // Изв. вузов. Приборостроение. 2006. Т. 49. В. 9. С. 33–37.
- [11] *Hatano T., Nishikawa B., Iwanaga M., Ishihara T.* // Optics Express. 2008. V. 16. P. 8236–8241.
- [12] *Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Александров В.А., Русских Л.М.* // Патент РФ на изобретение № 2365027. Бюл. изобр. № 23 от 20.08.2009.
- [13] *Смирнов В.И.* Физико-химические основы технологии электронных средств. Ульяновск: УЛГТУ, 2005. 12 с.
- [14] *Михеев Г.М., Малеев Д.И., Могилева Т.Н.* // Квантовая электроника. 1992. Т. 19. С. 45–47.
- [15] *Морозов Б.Н., Айвазян Ю.М.* // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. № 1. С. 5–32.
- [16] *Берегулин Е.В., Воронов П.М., Иванов С.В.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. С. 83–87.
- [17] *Альперович В.Л., Белиничер В.И., Новиков В.Н., Терехов А.С.* // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 2298–2312.
- [18] *Gurevich V.L., Laiho R.* // Phys. Solid State. 2000. V. 42. P. 1807–1812.