

НАНОГРАФИТОВЫЙ АНАЛИЗАТОР ПОЛЯРИЗАЦИИ  
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2012 г. Г. М. Михеев, В. М. Стяпшин

*Институт прикладной механики УрО РАН  
Россия, 426067, Ижевск, ул. Т. Барамзиной, 34  
E-mail: mikheev@udman.ru*

Поступила в редакцию 05.05.2011 г.

Разработан оптоэлектрический анализатор поляризации лазерного излучения, основанный на регистрации поверхностных токов в нанографитовой пленке, существенно зависящих от поляризации падающего излучения. Анализатор не содержит дополнительных оптических элементов и его основными частями являются цилиндрическая втулка со средством индикации ее углового положения, нанографитовая пленка, выращенная на кремниевой подложке, два измерительных электрода, размещенных на поверхности пленки параллельно друг другу, а также электроизмерительное устройство. Нанографитовая пленка расположена на втулке наклонно таким образом, что измерительные электроды направлены параллельно осевому сечению втулки, ориентированному перпендикулярно плоскости наклона пленки. Анализатор может работать в диапазоне длин волн от 266 до 4000 нм.

В экспериментах с применением мощных лазерных источников часто приходится контролировать поляризацию излучения. Обычно для этих целей используются хорошо известные анализаторы поляризации, состоящие из поляризатора, фотоприемника и электроизмерительного устройства. При этом поляризаторы могут быть разной конструкции. Широкое применение нашли поляризаторы, состоящие из оптически прозрачных двулучепреломляющих кристаллов. Принцип работы таких поляризаторов основан на пространственном разделении обыкновенного и необыкновенного лучей за счет эффекта двулучепреломления. В качестве двулучепреломляющего кристалла чаще всего используется кальцит. Область оптического пропускания кальцита находится в диапазоне от 220 до 2300 нм. Поэтому такие поляризаторы, а следовательно, и анализаторы не могут работать в средней инфракрасной области. Более того, обычные кремниевые или германиевые фотоприемники, входящие в состав распространенных анализаторов поляризации, из-за относительно большой величины запрещенной зоны также не способны работать в средней инфракрасной области спектра.

В данной работе мы представляем анализатор поляризации излучения, основанный на регистрации поверхностных токов, возникающих в нанографитовой пленке при ее облучении поляризованным излучением. Токи возбуждаются за счет поверхностного фотогальванического эффекта (п.ф.г.э.) и эффекта передачи квазиимпульса света электронам (э.п.к.и.) при межзонных квантовых переходах.

П.ф.г.э. обусловлен анизотропией распределения фотовозбужденных электронов по квазиимпульсам при их переходе из валентной зоны в зону проводимости и диффузностью поверхностного рассеяния этих электронов [1]. Обычно п.ф.г.э. и э.п.к.и. наблюдаются при гелиевых температурах [1, 2]. Они возникают одновременно при наклонном падении света на поверхность образца [2] и обладают специфическими зависимостями плотности поверхностных токов от угла  $\Phi$  между вектором электрического поля волны  $\mathbf{E}$  и плоскостью падения  $\sigma$  падающего излучения. Эти зависимости имеют следующий вид:

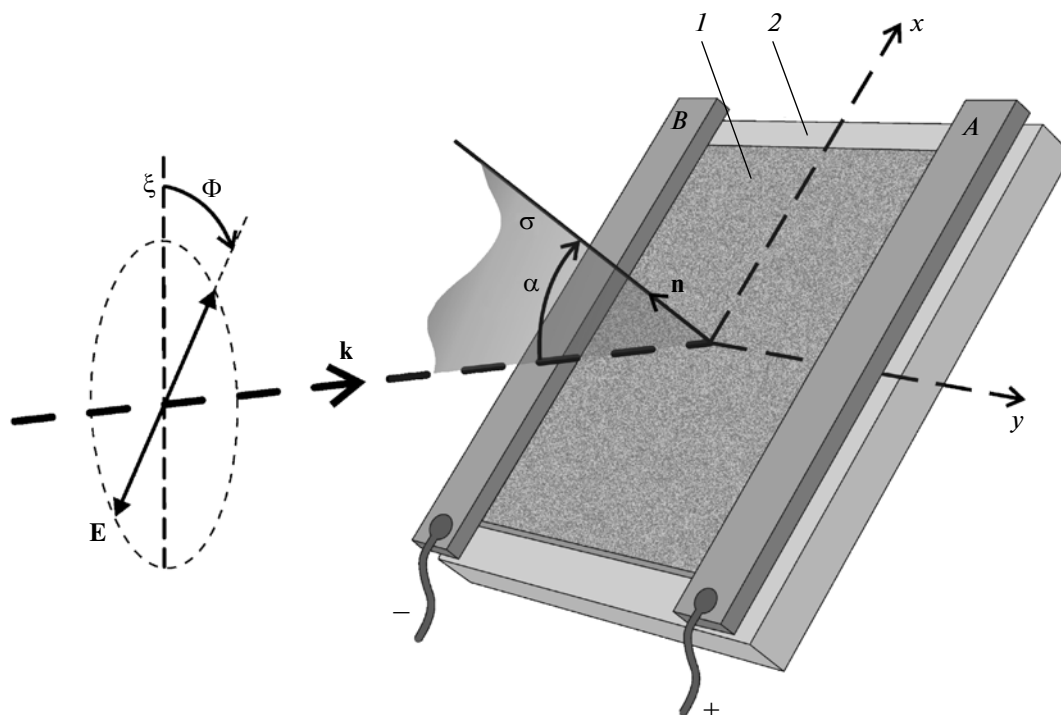
$$j_x \propto (c + \cos 2\Phi), \quad (1)$$

$$j_y \propto \sin 2\Phi, \quad (2)$$

где  $j_x$  и  $j_y$  – плотности поверхностных токов вдоль направлений, лежащих в плоскости падения и в плоскости, перпендикулярной плоскости падения света, соответственно;  $c$  – некоторое число (для п.ф.г.э.  $c = 1$ ).

В недавних наших публикациях [3, 4] было продемонстрировано, что в пористых нанографитовых пленках, выращенных методом плазмохимического осаждения [5], при комнатной температуре наблюдаются п.ф.г.э. и э.п.к.и., проявление которых в более ранних работах [6–8] по ряду признаков интерпретировалось как эффект оптического выпрямления на квадрупольном вкладе нелинейной восприимчивости второго порядка.

Технология изготовления нанографитовых пленок подробно описана в [9]. В качестве подложек для изготавливаемых пленок использовались пластины высокоомного кремния с проводимостью



**Рис. 1.** Схема эксперимента (продольная геометрия) по исследованию оптоэлектрического отклика в нанографитовых пленках в зависимости от поляризации излучения лазера. 1 – нанографитовая пленка; 2 – диэлектрический держатель;  $A, B$  – измерительные электроды;  $\sigma$  – плоскость падения;  $\mathbf{k}, \mathbf{E}$  – соответственно волновой и электрический векторы падающего излучения ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{E}, \mathbf{k} \perp \xi, \xi$  лежит в плоскости  $\sigma$ );  $\mathbf{n}$  – нормаль к поверхности пленки;  $\alpha$  – угол падения;  $\Phi$  – угол между  $\sigma$  и плоскостью поляризации, определяемой  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{E}$ ;  $x, y$  – прямоугольная система координат (ось  $y$  перпендикулярна электродам  $A$  и  $B$ ).

$n$ -типа, ориентацией (100), толщиной 500 мкм и удельным сопротивлением более 10 кОм · см. Каждый образец подвергался механической обработке с помощью алмазного порошка, после которой остатки порошка удалялись промывкой в дистиллированной воде.

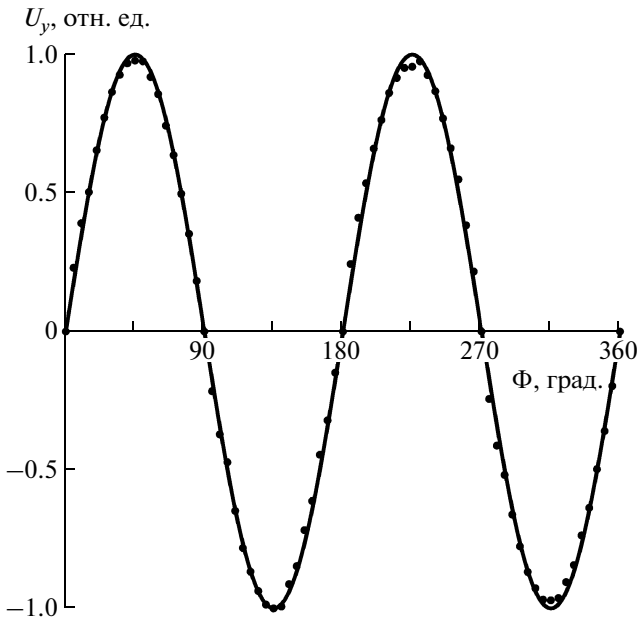
Для осаждения нанографитовой пленки подготовленные кремниевые подложки устанавливались на держатель в камеру плазмохимической установки [5]. После установки подложки камера герметично закрывалась и откачивалась форвакуумным насосом до давления около  $10^{-3}$  Торр. После этого в камеру напускался чистый водород с одновременной откачкой форвакуумным насосом. Данная процедура выполнялась для промывки камеры водородом и снижения количества нежелательных остаточных газов. Общее давление в камере в процессе промывки составляло ~1 Торр.

Далее увеличением потока водорода и уменьшением скорости откачки давление в камере поднималось до 30–40 Торр, и между электродами, на одном из которых располагалась подложка, производился поджиг разряда постоянного тока. После возникновения разряда ток и давление в камере одновременно и плавно поднимались до величин, соответствующих оптимальному режиму

осаждения (около 3 А и 80 Торр соответственно). После достижения заданного уровня тока и давления в камеру подавался метан до оптимальной концентрации, равной 8%. Осаждение пленок происходило при температуре около  $1050^\circ\text{C}$  в течение 60 мин.

Выращенные пленки представляют собой пористый материал, состоящий из пластинчатых структур, имеющих преимущественную ориентацию их протяженной части в направлении, перпендикулярном плоскости подложки. Поперечный размер (толщина) этих пластинчатых образований составляет 50–100 нм у основания и 5–10 нм у вершины. При этом размер в другом (продольном) направлении составляет от долей до единиц микрометра, а их высота от основания на подложке – 1–2 мкм. Типичное электронно-микроскопическое изображение такой нанографитовой пленки представлено в [4, 10].

Эксперименты по исследованию поляризационно-зависимого оптоэлектрического отклика в нанографитовых пленках проводились следующим образом. Исследуемая пленка 1 на кремниевой подложке с помощью двух параллельных измерительных электродов  $A$  и  $B$  прижималась к диэлектрическому держателю 2 (см. рис. 1). Измерительные



**Рис. 2.** Нормированная на максимальное значение зависимость оптоэлектрического сигнала  $U_y$  в нанографитовой пленке от угла поляризации  $\Phi$  для продольной геометрии эксперимента при  $\alpha = 45^\circ$  на длине волны 532 нм, когда измерительные электроды  $A$  и  $B$  подключены к положительному и отрицательному входам осциллографа соответственно (точки – эксперимент, линия – аппроксимирующая функция  $U_y = \sin 2\Phi$ ).

электроды располагались либо параллельно плоскости падения  $\sigma$  (продольная геометрия), либо перпендикулярно ей (поперечная геометрия).

Электроды  $A$  и  $B$  подключались к входам широкополосного цифрового осциллографа. При обеих геометриях эксперимента исследовалась зависимость от угла поляризации  $\Phi$  величины  $U$  – пикового напряжения импульсной однополярной э.д.с., возникающей между измерительными электродами при облучении пленки импульсами лазера наносекундной длительности. Угол поляризации  $\Phi$  отсчитывается от плоскости падения  $\sigma$  по часовой стрелке, если смотреть в направлении волнового вектора  $\mathbf{k}$ .

Было установлено, что измеряемые напряжения  $U_x$  и  $U_y$ , полученные соответственно при поперечной и продольной геометриях эксперимента, подчиняются следующим соотношениям:

$$U_x = U_x^\alpha (c_\lambda + \cos 2\Phi), \quad (3)$$

$$U_y = U_y^\alpha \sin 2\Phi, \quad (4)$$

где  $U_x^\alpha, U_y^\alpha$  – напряжения, зависящие от угла падения  $\alpha$  по нечетному закону, принимающие нулевые значения при  $\alpha = 0$ , а максимальные по модулю значения при углах падения  $\pm(50-60)^\circ$ ;  $c_\lambda$  – число, зависящее от длины волны  $\lambda$  лазера.

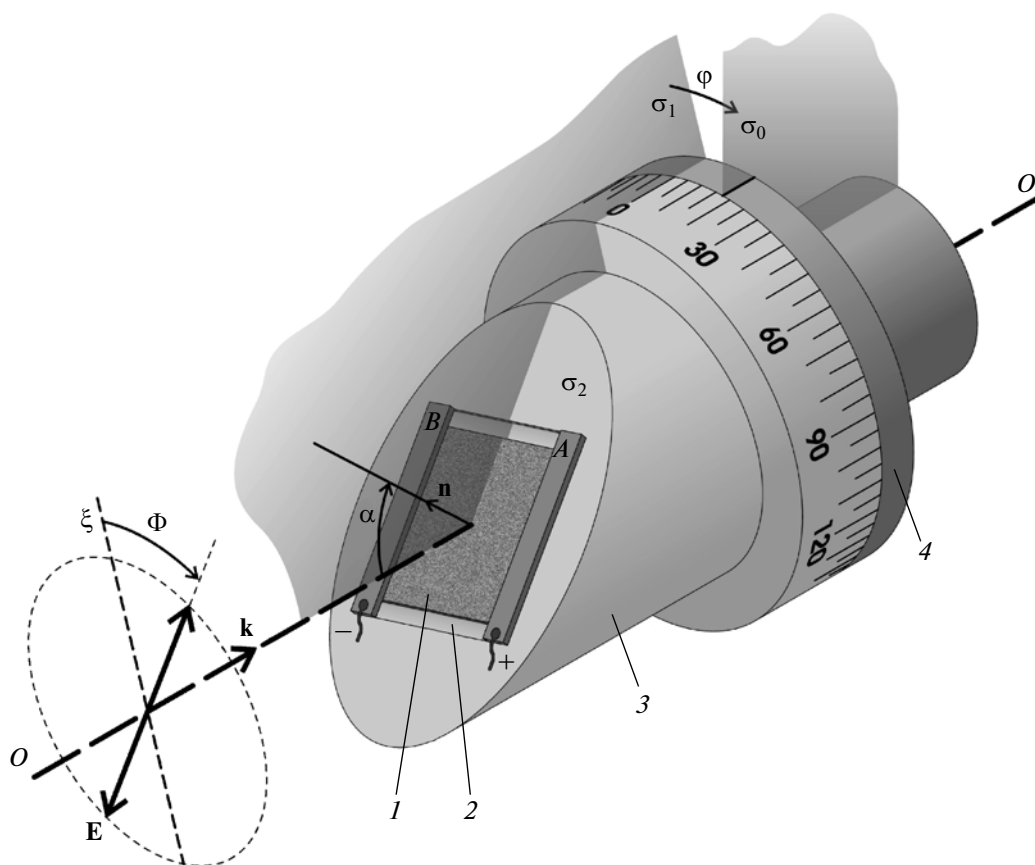
В соответствии с нашей работой [4] число  $c_\lambda$ , входящее в уравнение (3), зависит от соотношения между характерными размерами нанокристаллитов графита (длина, высота, расстояние между ними) и длиной волны падающего излучения. Оно обращается в единицу вблизи точки  $\lambda = 2100$  нм. Все это позволило нам объяснить полученные экспериментальные результаты поверхностным фотогальваническим эффектом и явлением передачи квазиимпульса света электронам при его поглощении нанографитовым материалом.

Примечательно, что вид зависимости (4) при изменении длины волны остается неизменным, и это позволяет использовать продольную схему эксперимента для определения положения плоскости поляризации падающего излучения.

Для примера на рис. 2 показана нормированная на максимальное значение экспериментально полученная зависимость  $U_y$  ( $\Phi, A \rightarrow +, B \rightarrow -$ ) для продольной геометрии эксперимента (см. рис. 1) при  $\alpha = 45^\circ$  и  $\lambda = 532$  нм, когда измерительные электроды  $A$  и  $B$  подключены к положительному и отрицательному входам осциллографа соответственно. Заметим, что зависимость  $U_y$  ( $\Phi, A \rightarrow -, B \rightarrow +$ ), полученная для случая, когда измерительные электроды  $A$  и  $B$  подключены к отрицательному и положительному входам осциллографа, соответственно, будет удовлетворять соотношению  $U_y(\Phi, A \rightarrow -, B \rightarrow +) = -U_y(\Phi, A \rightarrow +, B \rightarrow -)$ .

Видно, что точки экспериментальной зависимости  $U_y(\Phi, A \rightarrow +, B \rightarrow -)$  хорошо ложатся на кривую, описываемую функцией  $\sin 2\Phi$ . При  $\Phi = 45^\circ$  и  $135^\circ$  величина  $U_y$  принимает максимальное (положительный сигнал) и минимальное (отрицательный сигнал) значения соответственно, а при  $\Phi = 0, 180^\circ$  ( $p$ -поляризованное излучение) и  $\Phi = 90^\circ, 270^\circ$  ( $s$ -поляризованное излучение) сигнал исчезает. Важно отметить, что в окрестности точек  $\Phi = 0, 180^\circ$  увеличение угла  $\Phi$  сопровождается изменением полярности сигнала с “–” на “+”, а в окрестности точек  $\Phi = 90^\circ, 270^\circ$  увеличение  $\Phi$  приводит к смене полярности с “+” на “–”. Эти закономерности позволяют изготовить на основе нанографитовой пленки анализатор поляризации.

Представим, что нанографитовая пленка 1 (см. рис. 3) наклонно размещена на цилиндрической втулке 3, например, под углом  $55^\circ$  к ее оси таким образом, что измерительные электроды расположены параллельно осевому сечению  $\sigma_1$  втулки, ориентированному перпендикулярно плоскости наклона  $\sigma_2$  пленки. Допустим, что втулка имеет возможность вращаться вокруг жестко закрепленного цилиндрического стержня 4, имеющего отметку в виде риски на пересечении внешней поверхности с его осевым сечением  $\sigma_0$ , совпадающим с вертикальной плоскостью. Пусть на втулке нанесены угловые отметки (пронумерованные по



**Рис. 3.** Нанографитовый анализатор поляризации лазерного излучения. 1 – нанографитовая пленка; 2 – диэлектрический держатель; 3 – цилиндрическая втулка с угловыми отметками, 4 – цилиндрический стержень;  $\sigma_0$  – осевое сечение цилиндрического стержня, совпадающее с вертикальной плоскостью;  $A, B$  – измерительные электроды;  $\sigma_1$  – осевое сечение втулки;  $\sigma_2$  – плоскость наклона нанографитовой пленки ( $\sigma_1 \perp \sigma_2$ , электроды  $A$  и  $B$  расположены параллельно плоскости  $\sigma_1$ ).

часовой стрелке, если смотреть со стороны нанографитовой пленки). Представим, что осевое сечение  $\sigma_1$  втулки проходит через отметку “0”. В этом случае угловое положение втулки относительно стержня можно определять углом  $\varphi$  между плоскостями  $\sigma_1$  и  $\sigma_0$ , пользуясь имеющимися на втулке угловыми отметками.

Направим луч лазера на пленку вдоль оси  $OO'$  цилиндрического стержня, тогда плоскость его падения  $\sigma$  будет всегда совпадать с осевым сечением  $\sigma_1$  втулки. Если представить, что вектор  $\mathbf{E}$  лежит в вертикальной плоскости, а плоскости  $\sigma_1$  и  $\sigma_0$  совпадают, т. е.  $\varphi = 0$ , то плоскость падения  $\sigma$  совпадет также с плоскостью  $\sigma_0$ , а угол поляризации  $\Phi$  будет равен нулю. Теперь, если повернуть втулку против часовой стрелки по ходу луча относительно стержня на угол  $\Delta\varphi$ , то плоскость падения изменит свое положение и повернется против часовой стрелки на угол  $\Delta\varphi$  относительно вертикальной плоскости  $\sigma_0$ . В результате угол поляризации, т. е. угол между плоскостью падения и плоскостью поляризации изменится на величину  $\Delta\Phi$ , при этом справедливо следующее соотношение:

$$\Delta\Phi = \Delta\varphi. \quad (5)$$

Таким образом, вращая втулку, на которой нанографитная пленка расположена наклонно, можно менять угол поляризации  $\Phi$ . При этом сигнал на измерительных электродах согласно (4) и (5) будет меняться в соответствии со следующей зависимостью:

$$U_y = U_y^\alpha \sin 2\varphi. \quad (6)$$

Из формулы (6) следует, что сигнал исчезает при углах  $\varphi = 0$  и  $180^\circ$ , а также при  $\varphi = 90^\circ$  и  $270^\circ$ . Углы  $\varphi = 0$  и  $180^\circ$  показывают направление плоскости  $\sigma_p$ , в которой лежит вектор  $\mathbf{E}$ , а углы  $\varphi = 90^\circ$  и  $270^\circ$  показывают направление другой плоскости  $\sigma_s$ , которая перпендикулярна первой. В соответствии с графиком кривой, представленным на рис. 2, и соотношением (5) в окрестности точек  $\varphi = 0, 180^\circ$  увеличение угла  $\varphi$  сопровождается изменением полярности сигнала с “–” на “+”, а в окрестности точек  $\varphi = 90^\circ, 270^\circ$  увеличение  $\varphi$  приводит к смене полярности с “+” на “–”.

Таким образом, если изначально поляризация лазера не известна, то ее можно определить следу-

ющим путем. Луч лазера направляется вдоль оси цилиндрического стержня  $OO'$ . Вращением цилиндрической втулки с нанографитовой пленкой определяется угол  $\varphi = \varphi_1$ , при котором сигнал обращается в нуль. Если в окрестности точки  $\varphi = \varphi_1$  увеличение угла  $\varphi$  сопровождается изменением полярности сигнала с “–” на “+”, то этот угол показывает положение плоскости поляризации  $\sigma_p$  лазерного излучения. Если же в окрестности точки  $\varphi = \varphi_1$  увеличение угла  $\varphi$  сопровождается изменением полярности сигнала с “+” на “–”, то плоскость поляризации определяется углами  $\varphi_2 = \varphi_1 \pm 90^\circ$ .

В случае эллиптически поляризованного излучения лазера при продольной геометрии эксперимента (в соответствии с [3]) формула (4) приобретает следующий вид:

$$U_y \propto \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \sin 2\Phi_{ma}, \quad (7)$$

где  $a$  и  $b$  – большая и малая оси эллипса поляризации;  $\Phi_{ma}$  – азимутальный угол большой оси эллипса поляризации.

Таким образом, вышеизложенную методику определения плоскости поляризации линейно поляризованного излучения можно непосредственно использовать для определения направления большой оси эллипса поляризации эллиптически поляризованного излучения лазера. Однако следует иметь в виду, что в случае эллиптически поляризованного излучения оптоэлектрический отклик в нанографитовой пленке не зависит от направления вращения вектора  $\mathbf{E}$  [3].

Для создания оптоэлектрических анализаторов поляризации, позволяющих определять направление вращения вектора  $\mathbf{E}$ , необходимо использовать гиротропные материалы, в которых наблюдается циркулярный фотогальванический эффект. Примеры таких устройств, работающих в терагерцовой и инфракрасной областях спектра, представлены в работах [11, 12].

В наших экспериментах, как было отмечено, в качестве регистрирующего электроизмерительного устройства мы использовали широкополосный осциллограф. Очевидно, что вместо него можно использовать широкополосный усилитель со схемой хранения–выборки (приведенный, например, в работе [13]), подключенный к любому подходящему измерителю постоянного напряжения.

На основании результатов наших исследований можно заключить, что нанографитовый анализатор поляризации работает в широком диапазоне длин волн 266–4000 нм [4, 7], а также при высоких температурах [8–10]. Следует отметить, что в области ультрафиолета коэффициент оптоэлектрического преобразования анализатора  $\eta_p$ , определяемый как отношение  $U_y$  к лазерной мощ-

ности, возрастает прямо пропорционально волновому числу. При угле падения  $\alpha = 45^\circ$ , эффективной апертуре приемной части  $17 \times 24 \text{ мм}^2$  и  $\Phi = 45^\circ$  коэффициент преобразования  $\eta_p$  анализатора, подключенного к регистрирующей системе с входным сопротивлением 50 Ом, на длине волны 1064 нм составляет около 50 мВ/МВт. В соответствии с результатами работы [14] чувствительность анализатора может быть увеличена использованием регистратора напряжения с большим входным сопротивлением, а также за счет уменьшения площади нанографитовой пленки, заключенной между измерительными электродами.

Представленное устройство одновременно может служить в качестве быстродействующего фотоприемника для регистрации формы лазерных импульсов в широком спектральном диапазоне.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 10-02-96017–p\_урал\_a).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Альперович В.Л., Белиничер В.И., Новиков В.Н., Терехов А.В. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 6. С. 2298.
2. Gurevich V.L., Laiho R. // Phys. Solid State. 2000. V. 42. P. 1807.
3. Михеев Г.М., Стяпшин В.М., Образцов П.А. и др. // Квантовая электрон. 2010. Т. 40. № 5. С. 425. (Quant. Electr. 2010. V. 40. P. 425.)
4. Abrzhtsov P.A., Mikheev G.M., Garnov S.V. et. al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. № 9. P. 091903.
5. Павловский И.Ю., Образцов А.Н. // ПТЭ. 1998. № 1. С. 152.
6. Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Образцов А.Н., Свирко Ю.П. // ЖЭТФ. 2004. Т. 126. № 5. С. 1083. (Exp. and Theor. Phys. 2004. V. 99. P. 942.)
7. Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Образцов А.Н. и др. // ПТЭ. 2005. № 3. С. 84. (Instr. and Exper. Tech. 2005. V. 48. P. 349.)
8. Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Образцов А.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 3. С. 11. (Tech. Phys. Lett. 2005. V. 31. P. 94.)
9. Михеев Г.М., Образцов А.Н., Зонов Р.Г. и др. Исследование и применение оптоэлектрических эффектов в наноуглеродных материалах: отчет о НИР № 72. Ижевск: ИПМ УрО РАН, 2007.
10. Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Образцов А.Н. и др. // ПТЭ. 2008. № 3. С.13. (Instr. and Exp. Tech. 2008. V. 51. P. 456.)
11. Ganichev S.D., Kiermaier J., Weber W. et. al. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 091101.
12. Danilov S.N., Wittmann B., Olbrich P. et. al. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. P. 013106.
13. Малеев Д.И., Михеев Г.М., Могилева Т.Н. // ПТЭ. 1991. № 5. С. 80. (Instr. and Exper. Tech. 1991. V. 34. P. 1063.)
14. Михеев Г.М., Зонов Р.Г., Образцов А.Н. и др. // ЖТФ. 2006. Т. 76. № 9. С. 81. (Tech. Phys. 2006. V. 51. P. 1190.)