Нестационарная фотоэдс в кристалле $ZnGeP_2$

© М.А. Брюшинин[1], В.В. Куликов[1], А.А. Петров[1], И.А. Соколов[1], Н.И. Буримов[2], С.М. Шандаров[2], А.О. Злобин[2], Н.Н. Юдин[3,4], С.Н. Подзывалов[3]

[1] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
[2] Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
634050 Томск, Россия
[3] Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050 Томск, Россия
[4] Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения Российской академии наук,
634055 Томск, Россия

E-mail: mb@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 5 мая 2026 г.
В окончательной редакции 18 июня 2026 г.
Принята к публикации 18 июня 2026 г.

Впервые исследован эффект нестационарной фотоэдс в фоторефрактивном широкозонном полупроводнике $ZnGeP_2$ на длине волны $\lambda = 660$ нм. Формирование зарядовых распределений и возникновение электрического тока в кристалле происходило без приложения внешнего поля, т.е. в диффузионном режиме. Из зависимостей сигнала от частоты фазовой модуляции света и пространственной частоты интерференционной картины определены фотоэлектрические параметры материала — тип, величина и время релаксации фотопроводимости, а также диффузионная длина носителей заряда.

Ключевые слова: нестационарная фотоэдс, фотопроводимость.

DOI: 10.61011/FTP.2026.06.63893.9691

1. Введение

Эффект нестационарной фотоэдс наблюдается в виде переменного электрического тока, возникающего в полупроводнике при освещении колеблющейся интерференционной картиной. Ток появляется вследствие периодических пространственных сдвигов решеток фотопроводимости и поля пространственного заряда относительно друг друга [1,2]. Эффект был открыт в кристаллах со структурой силленита [1], затем эффект исследовался в ряде полупроводниковых арсенидов, оксидов, нитридов, карбидов, сульфидов [2]. Наши недавние исследования показали его присутствие в сегнетоэлектриках [3–5].

В данной работе эффект нестационарной фотоэдс впервые исследуется в фоторефрактивном полупроводнике $ZnGeP_2$ на длине волны света $\lambda = 660$ нм, соответствующей краю фундаментального поглощения света ($E_g \approx 2$ эВ [6]). Ранее в данном кристалле был обнаружен фоторефрактивный эффект [7], основанный на записи фотоиндуцированных зарядовых распределений, также как и нестационарная фотоэдс. Так как оба эффекта находят применение при создании адаптивных интерферометрических систем для неразрушающего контроля изделий и объектов инфраструктуры, актуальность исследования данного материала несомненна.

2. Экспериментальная установка

Исследование нестационарной фотоэдс проводилось на установке, аналогичной ранее описанной в работах [2,3]. Свет лазера с длиной волны $\lambda = 660$ нм направлялся в интерферометр Тваймана–Грина, где он разделялся на два пучка. С помощью электрооптического модулятора один из пучков модулировался по фазе с амплитудой $\Delta = 0.36$ и частотой ω. Далее оба пучка падали на исследуемый образец под разными углами, образуя на поверхности и в объеме кристалла интерференционную картину с контрастом $m = 0.98$ и пространственной частотой K. Свет был поляризован перпендикулярно плоскости падения. Фазовая модуляция сигнального пучка вызывает колебания картины относительно некоторого среднего положения. Возбуждаемый в образце переменный ток детектировался синхронным (lock-in) усилителем.

Измерение отклика фотопроводимости проводилось с помощью стандартной методики, использующей амплитудно-модулированный свет [8]. В этом эксперименте к образцу прикладывалось внешнее напряжение $U_{\text{ext}} = 400$ В, создавалась синусоидальная модуляция мощности светового пучка, и измерялась переменная составляющая фототока. Глубина модуляции была $m_{am} = 0.18$.

Кристалл $ZnGeP_2$ был выращен вертикальным методом Бриджмена на затравку, ориентированную по оси (100) подобно тому, как это описано в работе [9]. Из него был вырезан образец с линейными размерами $5.0 \times 5.8 \times 5.7$ мм. Передняя и задняя поверхности 5.0×5.8 мм (срезы (110) кристалла) были отполированы до оптического качества. На боковые поверхности 5.8×5.7 мм, т.е. на срезы (001) кристалла, были нанесены электроды в виде полосок серебряной пасты 5.8×1.7 мм, прилегающих к передней грани. Таким об-

разом, пучки распространялись примерно вдоль направления [110], их поляризация совпадала с направлением $[1\bar{1}0]$, а электрический ток возбуждался вдоль оси [001] кристалла.

Измеренное значение оптического пропускания образца было $T = 9.1 \cdot 10^{-6}$, что дает оценку коэффициента поглощения света $\alpha = 19\,\text{см}^{-1}$. Это значит, что фотовозбуждение носителей заряда происходит в слое глубиной порядка $\alpha^{-1} = 0.52\,\text{мм}$, и именно это значение используется при расчетах фотоиндуцированной проводимости в качестве эффективной ширины электродов.

3. Результаты

При приложении внешнего напряжения $U_{\text{ext}} = 500\,\text{В}$ кристалл демонстрировал электропроводность даже в отсутствие света, темновое сопротивление составляло $R_d \approx 22\,\text{МОм}$, а соответствующая проводимость — $\sigma_d \approx 2.3 \cdot 10^{-7}\,\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Частотные зависимости отклика фотопроводимости представлены на рис. $1, a$. Эти зависимости не описываются стандартным выражением вида $|G_\sim| \propto |1 + i\omega\tau|^{-1}$ ни на одном участке. Можно условно выделить низкочастотную область ($< 100\,\text{Гц}$), где сигнал спадает как $\omega^{-(0.3-0.5)}$, и высокочастотную ($> 300\,\text{Гц}$) со спадом $\omega^{-0.1}$. Такое поведение фотопроводимости может быть обусловлено сложной структурой примесных центров [8], а также прыжковой или поляронной проводимостью материала. Зависимость амплитуды отклика фотопроводимости от интенсивности света изменяется с частотой: для наименьшей использованной частоты 1 Гц она примерно корневая, т. е. $|G_\sim| \propto I_0^{0.54}$, а для 300 кГц — примерно линейная, т. е. $|G_\sim| \propto I_0^{1.03}$ (см. вставку к рис. $1, a$). Это означает, что для указанных частотных областей можно говорить как о квадратичной, так и о линейной рекомбинации носителей соответственно [8]. Из значений амплитуды отклика на частоте 1 Гц получаем приближенные оценки среднего фотосопротивления $R_0 \approx 6.1–2.1\,\text{ГОм}$ и соответствующей удельной фотопроводимости $\sigma_0 \approx (2.7–8.0) \cdot 10^{-9}\,\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ($I_0 = 9.0–68\,\text{мВт/см}^2$).

Фаза сигнала нестационарной фотоэдс в исследуемом $ZnGeP_2$ соответствует дырочной фотопроводимости материала. Частотные зависимости амплитуды сигнала показаны на рис. $1, b$. В рамках стандартной теории эффекта [1,2] такое поведение сигнала описывается выражением, содержащим максимальную амплитуду сигнала J_m^ω и частоты среза ω_1, ω_2, разделяющие участок роста сигнала, плато и спадающий участок на частотной зависимости. В отличие от релаксации фотопроводимости (рис. $1, a$), на частотных зависимостях амплитуды нестационарной фотоэдс (рис. $1, b$) отчетливо проявляется вторая частота среза, начиная с которой ток быстро убывает. В то же время в области частот 100–600 кГц наблюдается расхождение экспериментальных и теоретических зависимостей, что может быть обусловлено

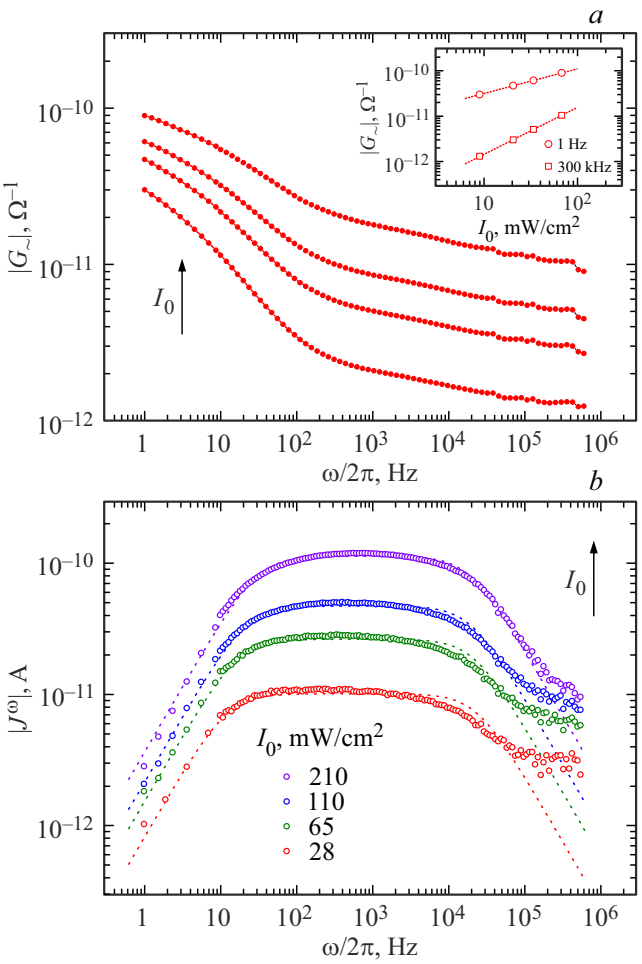


Рис. 1. a — частотные зависимости амплитуды отклика фотопроводимости на амплитудно-модулированный свет, снятые при различных средних интенсивностях света: $I_0 = 9.0$, 21, 34, 68 мВт/см^2. На вставке показаны зависимости $|G_\sim(I_0)|$ для низкой и высокой частот модуляции. b — частотные зависимости амплитуды нестационарной фотоэдс при $K = 0.42\,\text{мкм}^{-1}$.

необычным характером релаксации фотопроводимости, упомянутым выше.

Как и для большинства фотоэлектрических явлений, характеристики нестационарной фотоэдс определяются уровнем освещенности материала. Зависимости амплитуды сигнала и частот среза от интенсивности света представлены на рис. $2, a$. Рост амплитуды фотоэдс оказывается даже более быстрым, чем линейная функция: $|J_m^\omega| \propto I_0^{1.23}$. Это может быть связано с лазерным нагревом кристалла и соответствующим увеличением диффузионного поля. Первая частота среза зависит от интенсивности сублинейно: $\omega_1/2\pi = a_0 + a_1 I_0^{0.64}$ ($a_0 = 5.2\,\text{Гц}$), что характерно для квадратичной рекомбинации. Вторая частота среза практически не зависит от интенсивности света.

Время максвелловской релаксации τ_{M} и время релаксации фотопроводимости (время жизни дырок) τ полностью определяют характерные частоты $\omega_{1,2}$ в области малых K [1,2]. Данный факт используется для измерения

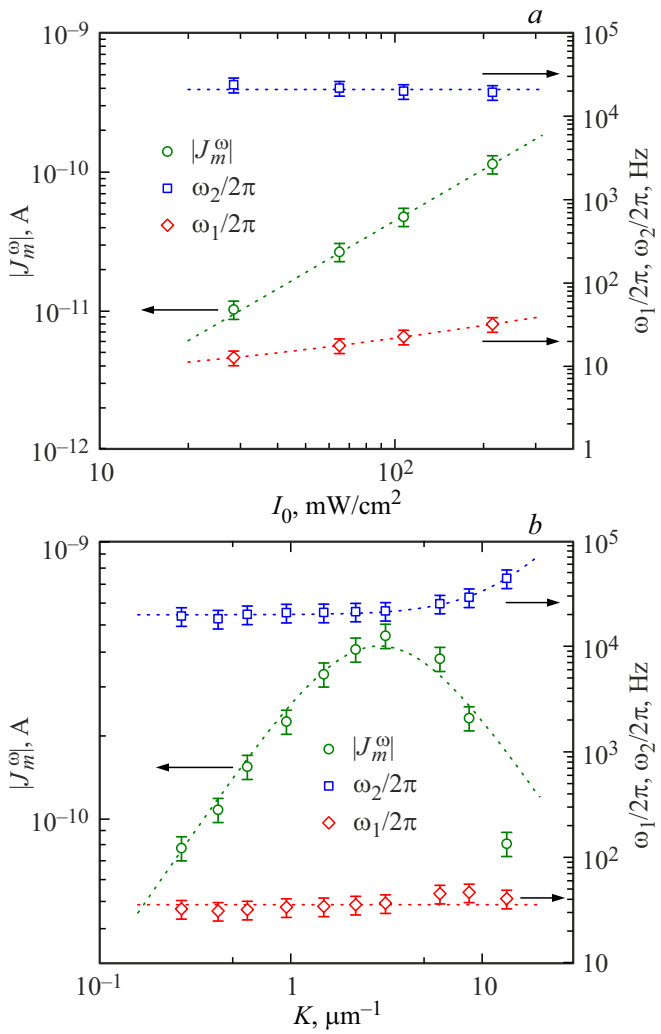


Рис. 2. *a* — зависимости максимальной амплитуды нестационарной фотоэдс и частот среза от средней интенсивности света при $K = 0.42\,\text{мкм}^{-1}$. *b* — зависимости максимальной амплитуды нестационарной фотоэдс и частот среза от пространственной частоты интерференционной картины при $I_0 = 210\,\text{мВт/см}^2$.

этих характерных времен: $\tau = 13-5.0\,\text{мс}$, $\tau_\text{M} = 7.6\,\text{мкс}$ ($I_0 = 28-210\,\text{мВт/см}^2$). Как видим, возбуждение нестационарной фотоэдс реализуется в режиме времени жизни, так как $\tau \gg \tau_\text{M}$. Из значений τ_M оценивается удельная проводимость материала: $\sigma = 1.4 \cdot 10^{-7}\,\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Основной вклад в проводимость материала — темновой, т. е. $\sigma \approx \sigma_d$. Фотоиндуцированный вклад в проводимость можно оценить из максимальной амплитуды детектируемого сигнала J_m^ω, при этом, однако, необходимо учесть уменьшение эффективного контраста в присутствии темновой проводимости: $m' = m/(1 + \sigma_d/\sigma_0)$. Таким образом, получаем значение фотопроводимости в пределах $\sigma_0 = (0.83-2.2) \cdot 10^{-7}\,\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Зависимости амплитуды нестационарной фотоэдс и частот среза от пространственной частоты интерференционной картины показаны на рис. 2, *b*. Аппроксимация экспериментальных данных выполнена с использованием выражений, известных из стандартной теории эффекта [1,2]. Максимум сигнала достигается при $K = L_D^{-1}(1 + \tau/\tau_\text{M})^{0.5}$, что используется в материаловедческих целях: диффузионная длина дырок составляет $L_D = 8.2$ в исследуемом кристалле. Зная L_D и τ, можно оценить подвижность дырок: $\mu = (2.0-5.3) \cdot 10^{-3}\,\text{см}^2/(\text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1})$. Эти значения на порядки меньше известных из литературы величин холловской подвижности [10], что, вероятно, свидетельствует о том, что протекание токов сопровождается прилипанием носителей на мелких ловушках, а значения μ и τ, полученные в рамках простейшей модели эффекта, — эффективные. Отсутствие заметного спада на зависимости $\omega_1(K)$ может быть следствием квадратичной рекомбинации в области малых ω.

4. Обсуждение результатов

В целом поведение нестационарной фотоэдс в кристалле $ZnGeP_2$ оказалось стандартным. Особенностью материала является высокая темновая проводимость. Ее значение, измеренное стандартным способом, совпало по порядку величины с оценкой, полученной из частоты среза нестационарной фотоэдс. Для оценок фотопроводимости такого соответствия нет: значения, полученные методом нестационарной фотоэдс, оказались более чем на порядок больше значений, полученных стандартным способом. Другими словами, амплитуда сигнала нестационарной фотоэдс выше, чем ожидалось для кристалла с высокой темновой проводимостью, которая должна обеспечивать стирание решеток и уменьшение сигнала. Были выдвинуты две гипотезы об отсутствии влияния темновой проводимости. Во-первых, в кристалле может реализоваться ситуация, когда темновая проводимость обеспечивается носителями одного знака, например электронами, а фотопроводимость — другими, т. е. дырками. Предварительный анализ показывает, что при определенном сочетании параметров материала, а именно при $\sigma_e \gg \sigma_h$ в сочетании с $\sigma_e/(1 + K^2 L_{De}^2) \ll \sigma_h/(1 + K^2 L_{Dh}^2)$, большая темновая электронная компонента проводимости не будет уменьшать амплитуду записываемой решетки поля пространственного заряда (σ_e и σ_h — темновая электронная проводимость и дырочная фотопроводимость, L_{De} и L_{Dh} — диффузионные длины электронов и дырок соответственно). Для проверки гипотезы был определен тип темновой проводимости $ZnGeP_2$ по знаку термоэдс (рис. 3, *a*). Знак термоэдс указывает на дырочную темновую проводимость, что согласуется с работой [11]. Совпадение типов темновой и фотоиндуцированной проводимостей опровергает наше предположение.

Во-вторых, кристалл может быть неоднородным: от электрода к электроду может проходить тонкий проводящий канал (шнур), определяющий значения проводимости, измеренные стандартной методикой, но не влияющий на измерения нестационарной фотоэдс при

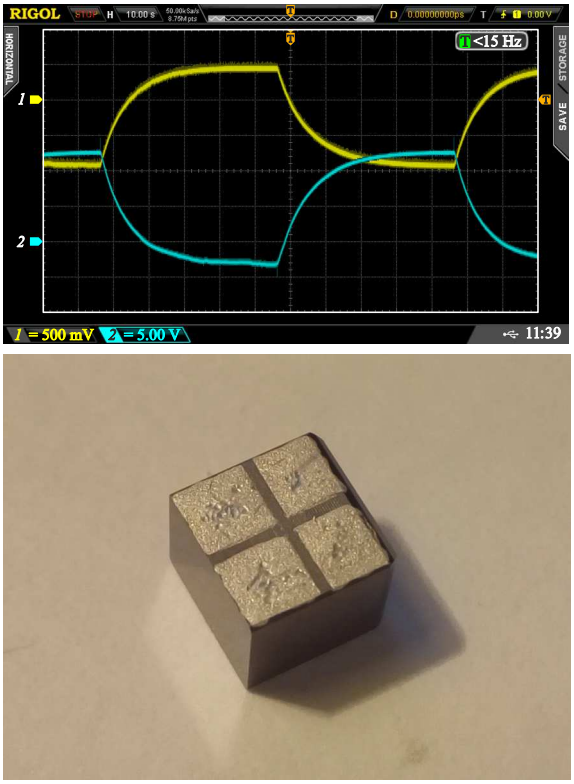


Рис. 3. *a* — осциллограммы термоэдс дифференциальной медно-константановой термопары (канал *1*, желтая линия) и термоэдс кристалла $ZnGeP_2$ (канал *2*, голубая линия). В обоих каналах используются инструментальные предусилители с коэффициентом усиления 1000. *b* — образец $ZnGeP_2$ с электродами в виде матрицы 2×2.

$R_c \gg R_L$, где R_c — сопротивление этого канала, а $R_L = 100$ кОм — сопротивление нагрузки. Наблюдение кристалла в инфракрасном микроскопе не выявило такого проводящего канала. Также проводящий канал не проявился в измерениях сопротивления с использованием матричных электродов (рис. 3, *b*). Таким образом, оба предположения о причине несоответствия значений фотопроводимости оказались несостоятельными, требуются дальнейшие исследования материала смежными методиками.

Рассматривая образец в качестве адаптивного фотоприемника, можно оценить его чувствительность для выбранной длины волны по аналогии с тем, как это делалось ранее в работе [12]: $R^{\omega} = 7.3 \cdot 10^{-8}$ А/(Вт · рад). Это значение несколько уступает полученным ранее для фотоприемников, работающих в сине-зеленой части спектра, но тем не менее оно достаточно для создания фотоприемника и интерферометрической системы, работающей в длинноволновой части видимого спектра.

5. Заключение

Подытоживая работу, отметим, что в кристалле $ZnGeP_2$ присутствует как стандартное поведение сигнала нестационарной фотоэдс, так и особенности, обусловленные высокой темновой проводимостью. Фотоэлектрические параметры материала определены с использованием метода нестационарной фотоэдс и стандартных методик. В значениях фотопроводимости, оцененных разными способами, наблюдается пока необъяснимое расхождение, что является поводом для дальнейших исследований кристалла на других длинах волн с привлечением модифицированных методик. Обладая удовлетворительной чувствительностью на длине волны $\lambda = 660$ нм, кристалл $ZnGeP_2$ может рассматриваться в качестве перспективного материала для разработки адаптивного фотоприемника для красного и инфракрасного спектрального диапазонов.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации на 2024–2028 годы (задания FFUG-2024-0024 и FEWM-2026-0010).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] S. Stepanov. In: *Semiconductors devices. Handbook of advanced electronic and photonic materials and devices*, ed. by H.S. Nalwa (Burlington, Academic Press, 2001) v. 2, p. 205.
[2] I.A. Sokolov, M.A. Bryushinin. *Optically induced space-charge gratings in wide-bandgap semiconductors: techniques and applications* (N.Y., Nova Science Publishers, Inc., 2017).
[3] М.А. Брюшинин, В.В. Куликов, И.А. Соколов, Е.Н. Савченков, Н.И. Буримов, С.М. Шандаров, А.Р. Ахматханов, М.А. Чувакова, В.Я. Шур. ФТТ, **65** (2), 207 (2023).
[4] M.A. Bryushinin, S.G. Lushnikov, I.A. Sokolov. Sci. Rep., **15**, 25152 (2025).
[5] M.A. Bryushinin, S.G. Lushnikov, I.A. Sokolov. J. Appl. Phys., **138** (16), 163103 (2025).
[6] Ю.В. Рудь. ФТП, **28** (7), 1105 (1994).
[7] П.М. Караваев, В.М. Абусев, Г.А. Медведкин. Письма ЖТФ, **32** (11), 74 (2006).
[8] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963).
[9] Г.А. Верозубова, А.И. Грибенюков, Ю.П. Миронов. Неорг. матер., **43** (10), 1164 (2007).
[10] V.S. Grigoreva, V.D. Prochukhan, Yu.V. Rud, A.A. Yakovenko. Phys. Status Solidi A, **17** (1), K69 (1973).
[11] K. Masumoto, S. Isomura, W. Goto. J. Phys. Chem. Solids, **27** (11–12), 1939 (1966).
[12] M.A. Bryushinin, V.V. Kulikov, A.A. Petrov, I.A. Sokolov, R.V. Romashko, Y.N. Kulchin. Opt. Express, **28** (26), 39067 (2020).

Редактор А.Н. Смирнов

Non-steady-state photo-EMF in a $ZnGeP_2$ crystal

M.A. Bryushinin[1], *V.V. Kulikov*[1], *A.A. Petrov*[1], *I.A. Sokolov*[1], *N.I. Burimov*[2], *S.M. Shandarov*[2], *A.O. Zlobin*[2], *N.N. Yudin*[3,4], *S.N. Podzyvalov*[3]

[1] Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia
[2] Tomsk State University
of Control Systems and Radioelectronics,
634050 Tomsk, Russia
[3] Tomsk State University,
634050 Tomsk, Russia
[4] Zuev Institute of Atmospheric Optics,
634055 Tomsk, Russia

Abstract The non-steady-state photo-EMF effect in the wide-bandgap photorefractive semiconductor $ZnGeP_2$ has been investigated for the first time at a wavelength of $\lambda = 660$ nm. The formation of charge distributions and the generation of electric current within the crystal occurred without the application of an external field — that is, in the diffusion regime. Based on the dependence of the signal on the light phase-modulation frequency and the spatial frequency of the interference pattern, the material's photoelectric parameters were determined: the type, magnitude, and relaxation time of photoconductivity, as well as the charge carrier diffusion length.