Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 3, с. 228 – 234

Медленная межзонная рекомбинация как причина аномального термоэлектрического отклика p–n переходов

А. С. Петров[1)], *Д. А. Свинцов*

Московский физико-технический институт, лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов, 141701 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 22 ноября 2024 г.
После переработки 8 декабря 2024 г.
Принята к публикации 9 декабря 2024 г.

Термоэлектрические эффекты в p–n переходах широко используются для генерации энергии из градиентов температуры, создания компактных охладителей Пельтье и, в последнее время, для чувствительного детектирования инфракрасного и терагерцового излучения. Обычно предполагается, что электроны и дырки, создающие термоэлектрический ток, находятся в равновесии и имеют общий квазиуровень Ферми. Мы показываем, что отсутствие межзонного равновесия приводит к аномальному знаку и величине термоэлектрического напряжения, возникающего на p–n переходе. Аномалии возникают при условии, что диффузионная длина неосновных носителей заряда превышает размер горячего пятна на переходе. Нормальная величина термоэлектрического напряжения частично восстанавливается, если допускается межзонное туннелирование на p–n переходе. Предсказываемые эффекты могут быть важны в криогенно охлаждаемых фотоодекторах на основе двуслойного графена и квантовых ям CdHgTe.

DOI: 10.31857/S0370274X25020109, EDN: JUWAAS

Как известно, нагревание p–n перехода с термостатическими контактами приводит к возникновению конечного тока в условиях короткого замыкания и конечного напряжения в условиях разомкнутой цепи. Знак этих величин обычно предсказывается в предположении, что и электроны, и дырки диффундируют от горячего перехода к холодным контактам, как показано на рис. 1a. Учитывая противоположный заряд электронов и дырок, несложно заметить, что это приводит к току I_{TE}, направленному вправо и к положительному напряжению на стоке. Такие процессы недавно вызвали новую волну интереса в сфере фотодетекторов на основе двумерных материалов с наведенными p–n переходами [1, 2]. Термоэлектрические эффекты в этих детекторах обусловлены локальным нагревом, вызванным светом [3]. Они особенно актуальны для терагерцового и инфракрасного излучения, где энергия световых квантов недостаточна для индуцирования межзонных переходов [4–6]. Таким образом, эффект облучения в таких устройствах сводится к нагреву носителей заряда за счет поглощения света.

В связи с картиной термодиффузии электронов и дырок, представленной на рис. 1a, можно задать несколько важных вопросов. А именно, что происходит с электронами, которые пытаются диффундировать от горячего p–n перехода вправо к холодному контакту? Что происходит с дырками, которые пытаются диффундировать от горячего p–n перехода влево к холодному контакту? Как только все носители продиффундироуют от горячего p–n перехода к холодным контактам, каков механизм их восполнения?

Пытаясь ответить на эти вопросы, мы должны сделать вывод, что простая картина, представленная на рис. 1a, справедлива в предположении о быстрой межзонной генерации и рекомбинации. Попытка термодиффузии неосновных носителей заряда в основную область приводит к их межзонной рекомбинации. И наоборот, после того, как носители покидают горячий переход, они пополняются за счет межзонной генерации. Если предположить медленную рекомбинацию этих неосновных носителей, термоэлектрический ток может даже изменить знак, как показано на рис. 1b.

Успех термоэлектрического описания фотоотклика графеновых фотодетекторов в предположении сильной рекомбинации обусловлен очень интенсивными Оже-процессами в этом полупроводнике с нулевой запрещенной зоной [7–9]. В полупроводниках с конечной шириной запрещенной зоны, таких как двухслойный графен при наличии поперечного электрического поля [10] или квантовых ямах теллурида ртути (HgCdTe) [11] Оже-процессы подавля-

1)e-mail: petrov.as@mipt.ru

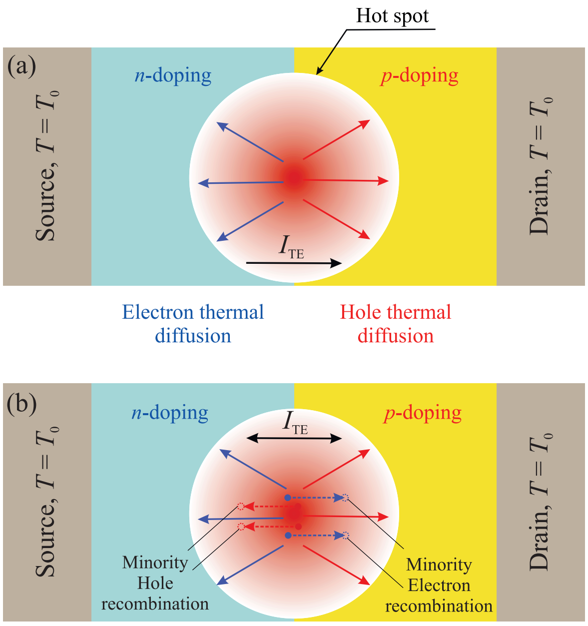

Рис. 1. (Цветной онлайн) Генерация термоэлектрического тока I_{TE} в локально нагретом $p-n$ переходе с холодными контактами. (a) – Традиционное представление, где горячие электроны диффундируют к истоку, а горячие дырки диффундируют к стоку, что приводит к направленному вправо термоэлектрическому току. (b) – Необычный вариант, где неосновные носители могут проникать в соседние области и диффундировать в противоположном направлении. Естественно, эти неосновные носители заряда могут рекомбинировать с основными. Направление термоэлектрического тока зависит от скорости рекомбинации

ются. Случай HgCdTe особенно привлекателен, поскольку симметричный дираковский закон дисперсии с запрещенной зоной увеличивает порог Оже-рекомбинации [12].

Межзонные неравновесные состояния, возникающие при прямом электрическом смещении в $p-n$ переходах, хорошо изучены, поскольку они лежат в основе лазерных диодов [13–15]. С другой стороны, фундаментальная литература о неравновесных состояниях, возникающих в результате теплового смещения, скудна. Так, Фостер и Алейнер показали [16], что тепловое смещение приводит к появлению неравновесных электронов и дырок, и предложили монослойный графен в качестве подходящей платформы для наблюдения возникающих поправок к термоэлектрическому коэффициенту. Поскольку Оже-рассеяние в монослойном графене оказалось сильным, это исследование не получило экспериментального подтверждения [17]. Тем не менее учет электронно-дырочного дисбаланса оказался важным для описания кулоновского увлечения в параллельных слоях графена [18] или магнитотранспорта в заряженной электрон-дырочной плазме [19]. Томадин и Полини [20] ввели эффективный коэффициент Зеебека для графена, учитывающий межзонный дисбаланс, вызванный фотовозбуждением, но не учли, что температурные градиенты сами по себе вызывают дисбаланс. Безотносительно двумерных материалов, полный набор диффузионно-дрейфовых уравнений для термоэлектрического переноса в $p-n$ переходах с учетом неравновесных носителей был проанализирован в работах Гуревича и соавторов [21, 22]. Они предсказали сильное влияние скорости рекомбинации на эффект Пельтье [21] и предложили эффективные термоэлектрические генераторы, использующие неравновесные носители заряда [23]. Наконец, учет термоэлектрических и рекомбинационных процессов оказался важным для объяснения асимметричной люминесценции кремниевых микромостиков [24].

Настоящая работа посвящена оценке термоэлектрического напряжения в $p-n$ переходах с произвольной скоростью межзонной рекомбинации. При изменении скорости рекомбинации электронов от очень высоких до очень низких значений, термоэлектрическое напряжение меняет знак. Вклад неосновных носителей заряда в эффективный коэффициент Зеебека становится доминирующим при медленной рекомбинации и их низкой плотности. Наконец, мы показываем, что конечная туннельная прозрачность $p-n$ перехода действует как локальный источник рекомбинации, тем самым частично восстанавливая традиционную картину.

Мы рассматриваем термоэлектрический отклик симметричного p–n перехода (рис. 1a). Распределение температуры вдоль перехода $T(x)$ симметрично с максимумом в средней точке. Такой локальный нагрев может быть достигнут путем облучения стыка сфокусированным лазерным лучом [3]. Этого также можно достигнуть в соединениях с расщепленным затвором за счет эффектов ближнего поля [6, 25]. Мы пренебрегаем прямой электрон-дырочной генерацией, которая возможна только в том случае, если энергия светового кванта $h\nu$ больше ширины запрещенной зоны E_g. Даже в бесщелевых материалах межзонная электронно-дырочная генерация подавляется при высоком легировании с энергиями Ферми $\varepsilon_F > h\nu/2$ (эффект Мосса–Бурштейна) [26]. Мы сосредоточимся на определении термоэлектрического напряжения V_{te} в условиях разомкнутой цепи. Для слабых сигналов ток короткого замыкания можно найти, разделив V_{te} на сопротивление R.

Наша модель основана на дрейф-диффузионных уравнениях. Парциальные токи электронов и дырок пропорциональны градиентам квази-уровней Ферми $\partial_x \mathcal{F}_{e,h}$ и градиентам температуры:

$$j_{e,h} = \pm\sigma_{e,h}\partial_x \mathcal{F}_{e,h}/e \pm \alpha_{e,h}\partial_x T, \qquad (1)$$

где $\sigma_{e,h}(x)$ – электронная и дырочная проводимости по постоянному току, $\alpha_{e,h}(x) > 0$ – их термоэлектрические коэффициенты, а $e > 0$ – элементарный заряд. $\mathcal{F}(x)$ обозначает отклонение локального электрохимического потенциала от равновесного значения $F_0(x)$; $\mathcal{F}_e(x)$ отсчитывается в сторону увеличения от $F_0(x)$ и описывает неравновесное распределение электронов в зоне проводимости; $\mathcal{F}_h(x)$ отсчитывается вниз от $F_0(x)$ и описывает неравновесное распределение дырок в валентной зоне. Проводимость и термоэлектрический коэффициент рассчитаны в рамках τ_p-приближения к кинетическому уравнению Больцмана, см., например, уравнения (2) и (3) в работе [6].

Отметим, что токи (1) включают в себя как дрейфовую, так и диффузионную составляющие, поскольку они пропорциональны градиентам электрохимических потенциалов $\mathcal{F}_{e,h}(x)$. Потенциалы, в свою очередь, включают в себя как химические (ε_F), так и электрические ($e\varphi$) компоненты, $\mathcal{F}_e(x) = \varepsilon_{F,e}(x) - e\varphi(x)$ и $\mathcal{F}_h(x) = \varepsilon_{F,h}(x) + e\varphi(x)$. Примечательно, что электрический потенциал $\varphi(x)$ не фигурирует в уравнениях отдельно от ε_F. В результате уравнение Пуассона, связывающее потенциал и плотность заряда, не требуется для моделирования термоэлектрического отклика, по крайней мере в линейном режиме. Это делает наши результаты универсальными и независимыми от диэлектрической среды, геометрии контакта и даже размерности термоэлектрического материала (будь то 1d, 2d или 3d).

Во время своей термодиффузии электроны и дырки рекомбинируют со скоростью $\mathcal{R}(x)$ в соответствии с уравнением непрерывности

$$\partial_x j_{e,h} = (\mp e)\mathcal{R}. \qquad (2)$$

В условиях разомкнутой цепи суммарный ток электронов и дырок равен нулю

$$j_e + j_h = j_{\text{tot}} \equiv 0. \qquad (3)$$

Наконец, электроны и дырки приходят в равновесие на контактах истока и стока, которые мы располагаем симметрично при $x = -L/2$ и $x = L/2$. Формальным отражением этого факта является равенство квази-уровней Ферми зоны проводимости и валентной зоны при $x = \pm L/2$ и их равенство генерируемому термоэлектрическому напряжению:

$$\mathcal{F}_{e,h}(-L/2) = \pm\frac{eV_{\text{ph}}}{2}; \mathcal{F}_{e,h}(L/2) = \mp\frac{eV_{\text{ph}}}{2}. \qquad (4)$$

Для небольших отклонений $\mathcal{F}_{e,h}$ скорость рекомбинации может быть записана как

$$\mathcal{R}(x) = R_0(\mathcal{F}_e(x) + \mathcal{F}_h(x))/T_0, \qquad (5)$$

где $R_0[1/\left(\text{с}\cdot\text{см}^2\right)]$ – константа рекомбинации, а отклонения электрохимического потенциала нормированы на базовую температуру T_0 (в энергетических единицах). Для наглядности мы используем простое приближение "времени рекомбинации", когда $R_0 = n_R/\tau_R$, где $n_R = mT_0/2\pi\hbar^2$ – характерная плотность носителей, а τ_R – время рекомбинации.

Сформулированная модель легко разрешима в обычном случае очень быстрой рекомбинации, $\mathcal{R} \to \infty$. Электроны и дырки находятся в локальном равновесии, что означает $\mathcal{F}_e(x) \equiv -\mathcal{F}_h(x)$. Эта ситуация проиллюстрирована на рис. 1b. Термоэлектрическое фотонапряжение $eV_{\text{ph}} = \mathcal{F}_e(L/2) - \mathcal{F}_e(-L/2)$ легко выражается из уравнений (1)–(3):

$$V_{\text{ph}}^{\infty} = \int\limits_{-L/2}^{L/2} \frac{\alpha_e(x) - \alpha_h(x)}{\sigma_e(x) + \sigma_h(x)}\partial_x T\, dx, \qquad (6)$$

где верхний индекс ∞ обозначает бесконечную скорость рекомбинации. Дробь под знаком интеграла является величиной коэффициента Зеебека со знаком минус $-S^{\infty}(x)$.

Противоположный предельный случай слабой рекомбинации, $\mathcal{R} \to 0$, почти не обсуждаемый в литературе, также просто рассматривается с помощью уравнений (1)–(3). Мы выражаем локальное напряжение $[\mathcal{F}_e(x) + \mathcal{F}_h(x)]/2$ из (1) с учетом $\mathcal{R} \equiv 0$. Интегрирование этой величины по пространству между истоком и стоком дает eV_{ph} по определению. С другой стороны, это приводит к

$$V_{\text{ph}}^{0} = \int\limits_{-L/2}^{L/2} \left[\frac{\alpha_e(x)}{\sigma_e(x)} - \frac{\alpha_h(x)}{\sigma_h(x)}\right]\partial_x T\, dx, \qquad (7)$$

где величину в скобках можно назвать коэффициентом Зеебека для отсутствия рекомбинации $-S^{(0)}(x)$. Примечательно, что $S^{(0)}$ обычно имеет знак, противоположный S^{∞} (данное утверждение мы проверили численно), поэтому можно утверждать, что $S^{(0)}$ управляется неосновными носителями заряда, в то время как S^{∞} управляется основными.

Мы проводим дальнейший анализ для ступенчатой модели p–n перехода, где длина переходной области пренебрежимо мала по сравнению с размером горячего пятна. В этом случае значения фотонапряжения для быстрой и медленной рекомбинации зависят только от локального нагрева перехода $\delta T(0) = T(0) - T_0$:

$$V_{\rm ph}^{\infty} = -2S_n^{\infty}\delta T(0) = 2S_p^{\infty}\delta T(0), \tag{8}$$

$$V_{\rm ph}^{0} = -2S_n^{0}\delta T(0) = 2S_p^{0}\delta T(0), \tag{9}$$

где $S_n = -S_p$ – коэффициенты Зеебека для n и p-легированных областей соответственно.

В рамках модели ступенчатого перехода линеаризованные уравнения дрейфа–диффузии в каждой области имеют постоянные коэффициенты перед $\mathcal{F}_{e,h}$ и $\mathcal{F}"_{e,h}$ и могут быть решены аналитически. В качестве простейшего приближения к переносу на контакте $x = 0$ мы принимаем непрерывность токов и квази-уровней Ферми $j_{e,h}(-0) = j_{e,h}(+0)$, $\mathcal{F}_{e,h}(-0) = \mathcal{F}_{e,h}(+0)$. Непрерывность парциальных токов подразумевает малую скорость рекомбинации внутри перехода, которая всегда может быть достигнута за счет уменьшения его длины. Непрерывность квази-уровня Ферми подразумевает малое удельное сопротивление перехода по сравнению с объемными областями. Это предположение будет обосновано ниже.

Наконец, мы предполагаем параболическую модель распределения температуры в пространстве между контактами

$$\Delta T(x) = T(x) - T_0 = \left[\left(\frac{2x}{L}\right)^2 - 1\right]\delta T. \tag{10}$$

Результирующее выражение для фотонапряжения в ступенчатой модели p–n перехода и для параболического профиля температуры получается следующим:

$$V_{\rm ph} = \left[1 - g\left(\frac{\kappa L}{2}\right)\right] V_{\rm ph}^{\infty} + g\left(\frac{\kappa L}{2}\right) V_{\rm ph}^{0}. \tag{11}$$

Здесь $V_{\rm ph}^{\infty}$ и $V_{\rm ph}^{0}$ задаются уравнениями (8) и (9), соответственно; весовая функция

$$g(\xi) = \frac{1}{\xi^2} - \frac{1}{\xi^2\cosh\xi} \tag{12}$$

количественно определяет силу рекомбинации. Аргументом весовой функции является $\kappa L/2$, где κ – обратная диффузионная длина неравновесных носителей

$$\kappa = \sqrt{\frac{e^2 n_R}{T_0 \tau_R}\rho_{\rm tot}}. \tag{13}$$

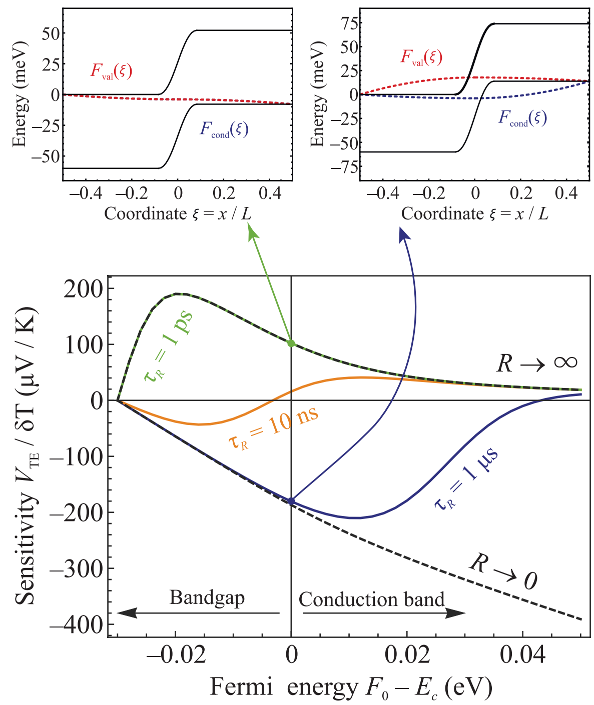

Рис. 2. (Цветной онлайн) (Верхняя панель) – Рассчитаные зонные диаграммы для наг различных времен рекомбинации; переход показан плавным для наглядности. (Нижняя панель) – Рассчитаная зависимость фотонапряжения от равновесного уровня легирования для различных времен электрон-дырочной рекомбинации. Черные пунктирные кривые соответствуют пределам "быстрой рекомбинации" (6) и "медленной рекомбинации" (7). Сплошной линией показаны решения для промежуточных значений времени рекомбинации τ_R. Параметры расчета: $E_g = 0.06$ эВ, $m = 0.03m_0$, $T_0 = 77$ К, $\Delta T = 77$ К, длина устройства $L = 1$ мкм. Туннельная проводимость на контакте $\mathcal{G}_{\rm tun}$ отсутствует

Здесь $\rho_{\rm tot} = \left(\frac{1}{\sigma_e} + \frac{1}{\sigma_h}\right)$ – общее удельное сопротивление образца. Как видно из этой формулы, быстрая рекомбинация соответствует $\kappa L \gg 1$, а медленная рекомбинация – $\kappa L \ll 1$.

Фотонапряжение, заданное уравнением (11), показано на рис. 2 как функция равновесного легирования. Легирование параметризуется уровнем Ферми, отсчитываемым от края зоны проводимости $F_0 - E_c$, значения $F_0 - E_c < 0$ соответствуют контакту невырожденных областей полупроводника, в то время как $F_0 - E_c > 0$ соответствуют сторонам с вырожденным легированием. Мы используем значения параметров, типичные для узкозонных материалов, используемых в ИК диапазоне, таких как двухслойный графен [27] и квантовые ямы HgCdTe [28], $E_g = 60$ мэВ и $m^* = 0.03m_0$.

Мы видим, что графики чувствительности $V_{\rm te}/\delta T$ лежат между двумя предельными случаями: ур. (8) (верхняя пунктирная кривая) и ур. (9) (нижняя пунктирная кривая). При высокой степени легирования достигается предел быстрой рекомбинации, поскольку неосновные носители, попадающие в область с вырожденным легированием, имеют большое количество "партнеров по рекомбинации". Сильные отклонения от общепринятой картины быстрой рекомбинации скорее будут наблюдаться для слаболегированных переходов, где длина диффузии неосновных носителей заряда наибольшая. Примечательно, что термоэлектрическое напряжение для медленной рекомбинации не насыщается при $F_0 - E_c \gg kT$, что сильно нарушает закон Мотта в металлическом пределе.

Узкозонные полупроводники часто демонстрируют амбиполярный транспорт, обеспечиваемый высокой туннельной прозрачностью p–n переходов. Наиболее известным примером является Клейновское туннелирование в однослойном графене [29], хотя в 2Д-системах с конечной шириной запрещенной зоны также наблюдается сильное межзонное туннелирование [30–32]. Чтобы учесть этот эффект, мы изменяем граничные условия для парциальных токов при $x = 0$. А именно, мы предполагаем, что налетающие на переход носители могут либо пытаться туннелировать через запрещенную зону, либо преодолевать барьер термоэмиссионным образом, в зависимости от их энергии. Это соответствует уравнениям

$$j_e(-0) = j_{\rm tun} + j_e^{\rm th}, \qquad (14)$$

$$j_h(+0) = j_{\rm tun} + j_h^{\rm th}. \qquad (15)$$

В соответствии с предыдущими теориями коротких туннельно прозрачных переходов [33, 34], мы предполагаем, что термоэмиссионные и туннельные токи пропорциональны разрывам соответствующих квази-уровней Ферми,

$$j_{\rm tun} = -\mathcal{G}_{\rm tun}\left(\mathcal{F}_e^{(l)}(-0) + \mathcal{F}_h^{(r)}(+0)\right); \qquad (16)$$

$$j_{e,h}^{\rm th} = \pm\mathcal{G}_{\rm th}\left(\mathcal{F}_{e,h}^{(r)}(+0) - \mathcal{F}_{e,h}^{(l)}(-0)\right), \qquad (17)$$

где $\mathcal{G}_{\rm tun}$ и $\mathcal{G}_{\rm th}$ – туннельная и термоэмисионная проводимости, соответственно. Их можно оценить на основе микроскопической теории, зная высоту барьера и энергетическую зависимость вероятности межзонного туннелирования $\mathcal{T}(E)$. Мы воздержимся от этих расчетов и рассмотрим качественные изменения термоэлектрического напряжения $V_{\rm te}$ при изменении проводимости. Единственный факт, который мы считаем известным, – это отсутствие туннелирования для неперекрывающихся зон проводимости и валентной зоны, т.е. $\mathcal{G}_{\rm tun} \equiv 0$ для $F_0 < E_c$.

Зависимости термоэлектрического напряжения в туннельно-прозрачном p–n переходе от легирования показаны на рис. 3 для различных туннельных проводимостей, варьирующихся от нуля до $0.4\mathcal{G}_{\rm th}$. Как и ожидалось, картина для $F_0 < E_c$ остается такой же, поскольку валентная зона и зона проводимости не перекрываются. При более высоких уровнях легирования туннелирование обеспечивает дополнительный путь рекомбинации для неравновесных носителей заряда с обеих сторон перехода. Это приводит к смещению кривой фотонапряжения в сторону предела быстрой рекомбинации.

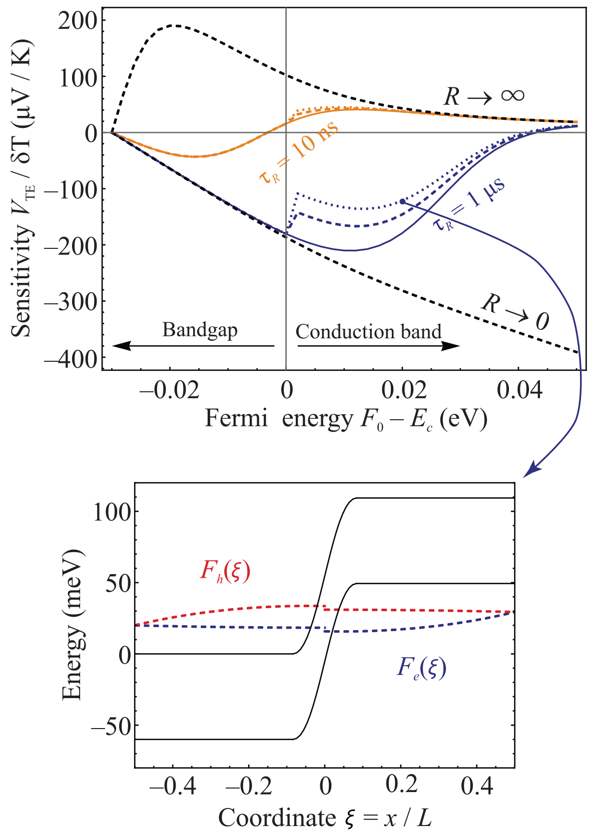

Рис. 3. (Цветной онлайн) (Верхняя панель) – Рассчитаная зависимость фотонапряжения от уровня легирования для различных времен электрон-дырочной рекомбинации и туннельной проводимости. Сплошные линии соответствуют отсутствию туннелирования, цветная пунктирная линия – $\mathcal{G}_{\rm tun} = 0.2\mathcal{G}_{\rm th}$, цветные поточечные линии – $\mathcal{G}_{\rm tun} = 0.4\mathcal{G}_{\rm th}$. Остальные параметры такие же, как на рис. 2. (Нижняя панель) – Рассчитанная зонная диаграмма для $\tau_R = 1$ мкс и наибольшей туннельной прозрачности; для наглядности p–n переход изображен гладким

Наконец, мы показываем, что время рекомбинации, необходимое для наблюдения аномального термоэлектрического отклика, реалистично. Предположим, что горячее пятно размера L образовано сфокусированным инфракрасным лазером с длиной волны около 10 мкм. Неравновесный носитель может пересекать это пятно без рекомбинации при условии, что $L < v_0\sqrt{\tau_p \tau_R}$, где v_0 – характерная (фермиевская или тепловая) скорость, а τ_p – время релаксации импульса. Взяв $v_0 \approx 10^5$ м/с и $\tau_p \approx 1$ пс, мы получаем оценку $\tau_R > 10$ нс. Такое время рекомбинации легко достигается при температуре жидкого азота в субкритических ($d < 6$ нм) квантовых ямах HgTe [12]. Еще более благоприятные условия для термоэлектрического отклика без рекомбинации возникают в p–n переходах, созданных электрическим напряжением на расщепленных затворах над двумерными материалами [6, 25]. В таких конструкциях горячее пятно локализуется в пределах зазора между затворами, который легко уменьшается до сотен нанометров.

В заключение, мы показали, что подавление межзонной рекомбинации в p–n переходах приводит к аномальному изменению термоэлектрического напряжения. Эффект проявляется, если длина диффузии неосновных носителей заряда превышает размер горячеего пятна. Конечная туннельная прозрачность перехода действует как локализованный центр рекомбинации и частично восстанавливает нормальный термоэлектрический отклик.

Авторы признательны Дмитрию Мыльникову за обсуждения, побудившие их к написанию данной работы.

Финансирование работы. Работа поддержана грантов # 21-79-20225 Российского научного фонда.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. A. Rogalski, M. Kopytko, and P. Martyniuk, Appl. Phys. Rev. **6**, 021316 (2019).
2. F. H. L. Koppens, T. Mueller, P. Avouris, A. C. Ferrari, M. S. Vitiello, and M. Polini, Nature Nanotech. **9**, 780 (2014).
3. N. M. Gabor, J. C. W. Song, Q. Ma, N. L. Nair, T. Taychatanapat, K. Watanabe, T. Taniguchi, L. S. Levitov, and P. Jarillo-Herrero, Science **334**, 648 (2011).
4. S. Castilla, B. Terrés, M. Autore, L. Viti, J. Li, A. Y. Nikitin, I. Vangelidis, K. Watanabe, T. Taniguchi, E. Lidorikis, M. S. Vitiello, R. Hillenbrand, K.-J. Tielrooij, and F. H. Koppens, Nano Lett. **19**, 2765 (2019).
5. S. Castilla, I. Vangelidis, V.-V. Pusapati, J. Goldstein, M. Autore, T. Slipchenko, K. Rajendran, S. Kim, K. Watanabe, T. Taniguchi, L. Martín-Moreno, D. Englund, K.-J. Tielrooij, R. Hillenbrand, E. Lidorikis, and F. H. L. Koppens, Nat. Commun. **11**, 4872 (2020).
6. E. Titova, D. Mylnikov, M. Kashchenko, I. Safonov, S. Zhukov, K. Dzhikirba, K. S. Novoselov, D. A. Bandurin, G. Alymov, and D. Svintsov, ACS Nano **17**, 8223 (2023).
7. D. Brida, A. Tomadin, C. Manzoni, Y. J. Kim, A. Lombardo, S. Milana, R. R. Nair, K. S. Novoselov, A. C. Ferrari, G. Cerullo, and M. Polini, Nat. Commun. **4**, 1987 (2013).
8. E. Malic, T. Winzer, F. Wendler, and A. Knorr, Physica Status Solidi (b) **253**, 2303 (2016).
9. G. Alymov, V. Vyurkov, V. Ryzhii, A. Satou, and D. Svintsov, Phys. Rev. B **97**, 205411 (2018).
10. I. Gierz, M. Mitrano, J. C. Petersen, C. Cacho, I. C. Edmond Turcu, E. Springate, A. Stöhr, A. Köhler, U. Starke, and A. Cavalleri, J. Phys. Condens. Matter **27**, 164204 (2015).
11. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, M. S. Zholudev, A. A. Dubinov, V. Y. Aleshkin, V. V. Utochkin, M. A. Fadeev, K. E. Kudryavtsev, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, V. I. Gavrilenko, and F. Teppe, ACS Photonics **8**, 3526 (2021).
12. G. Alymov, V. Rumyantsev, S. Morozov, V. Gavrilenko, V. Aleshkin, and D. Svintsov, ACS Photonics **7**, 98 (2020).
13. N. Holonyak and S. F. Bevacqua, Appl. Phys. Lett. **1**, 82 (1962).
14. Z. I. Alferov, V. Andreev, E. Portnoi, and M. Trukan, Sov. Phys. Semiconductors **3**, 1107 (1970).
15. G. J. Pikus, *Osnovy teorii poluprovodnikovych priborov*, Nauka, Moscow (1965).
16. M. S. Foster and I. L. Aleiner, Phys. Rev. B **79**, 085415 (2009).
17. F. Ghahari, H.-Y. Xie, T. Taniguchi, K. Watanabe, M. S. Foster, and P. Kim, Phys. Rev. Lett. **116**, 136802 (2016).
18. B. N. Narozhny, I. V. Gornyi, M. Titov, M. Schütt, and A. D. Mirlin, Physical Review B – Condensed Matter and Materials Physics **91**, 1 (2015).
19. P. Alekseev, A. Dmitriev, I. Gornyi, V. Y. Kachorovskii, B. Narozhny, and M. Titov, Phys. Rev. B **97**, 085109 (2018).
20. A. Tomadin and M. Polini, Phys. Rev. B **104**, 125443 (2021).
21. I. C. Ballardo Rodriguez, B. El Filali, O. Y. Titov, and Y. G. Gurevich, Int. J. Thermophys. **41**, 65 (2020).
22. Y. G. Gurevich and J. E. Velázquez-Pérez, J. Appl. Phys. **114**, 033704 (2013); https://doi.org/10.1063/1.4813514.
23. G. Span, M. Wagner, S. Holzer, and T. Grasser, *Thermoelectric Power Conversion using Generation of Electron-Hole Pairs, in Large Area p–n Junctions, in 2006 25th International Conference on Thermoelectrics*, IEEE, Vienna (2006), p. 23.

24. G. Bakan, N. Khan, H. Silva, and A. Gokirmak, Sci. Rep. **3**, 2724 (2013).
25. A. Woessner, R. Parret, D. Davydovskaya, Y. Gao, J.-S. Wu, M. B. Lundeberg, S. Nanot, P. Alonso-González, K. Watanabe, T. Taniguchi, R. Hillenbrand, M. M. Fogler, J. Hone, and F. H. L. Koppens, npj 2D Mater. Appl. **1**, 25 (2017).
26. L. Ren, Q. Zhang, J. Yao, Z. Sun, R. Kaneko, Z. Yan, S. Nanot, Z. Jin, I. Kawayama, M. Tonouchi, J. M. Tour, and J. Kono, Nano Lett. **12**, 3711 (2012).
27. E. McCann, D. S. Abergel, and V. I. Fal'ko, Solid State Commun. **143**, 110 (2007).
28. M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita, C. Consejo, J. Torres, N. Dyakonova, M. Czapkiewicz, J. Wróbel, G. Grabecki, N. Mikhailov, S. Dvoretskii, A. Ikonnikov, K. Spirin, V. Aleshkin, V. Gavrilenko, and W. Knap, Phys. Rev. B **86**, 205420 (2012).
29. N. Stander, B. Huard, and D. Goldhaber-Gordon, Phys. Rev. Lett. **102**, 026807 (2009).
30. R. Du, M. H. Liu, J. Mohrmann, F. Wu, R. Krupke, H. von Löhneysen, K. Richter, and R. Danneau, Phys. Rev. Lett. **121**, 127706 (2018).
31. Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, D. A. Kozlov, E. Novik, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretsky, Low Temp. Phys. **37**, 202 (2011).
32. Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, E. G. Novik, D. A. Kozlov, N. N. Mikhailov, I. O. Parm, and S. A. Dvoretsky, Phys. Rev. B **83**, 193304 (2011).
33. C. Crowell and S. Sze, Solid-State Electronics **9**, 1035 (1966).
34. H. Card, Solid-State Electronics **20**, 971 (1977).