

УДК 537.312

УВЛЕЧЕНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ПОТОКОМ НЕРАВНОВЕСНЫХ ФОНОНОВ

Ю. Ю. Воробьев, Е. П. Фетисов

Московский Государственный инженерно-физический институт, Москва, Россия

Рассмотрены процессы, сопровождающие релаксацию неравновесных носителей и генерацию баллистических фононов. Проанализирован характер взаимодействия неравновесных фононов с носителями ("фононный ветер") в квазистационарном и импульсном режимах генерации при низких температурах. Подробно исследован случай длительных импульсов, характерный для "холодного γ -лазера". В результате численных расчетов выявлен характер зависимости от мощности источника фононов и чистоты алмаза и получено распределение концентрации носителей во времени и пространстве.

Широко распространенным методом получения интенсивных потоков неравновесных фононов является лазерное или корпускулярное облучение полупроводников или изоляторов. Генерируемые при этом электроны и дырки имеют энергию, заметно превышающую энергию оптических фононов. В процессе быстрой ($\sim 10^{-12}$ с) релаксации носителей испускается каскад оптических, а затем за время $\sim 10^{-9}$ с и акустических фононов. Именно эти баллистически распространяющиеся акустические фононы активно взаимодействуют с носителями. Вторая волна баллистических фононов возникает в результате распада за время $\sim 10^{-11}$ с оптических фононов и последующей релаксации образовавшихся высокочастотных акустических фононов в низкочастотные. Время этой стадии зависит, в первую очередь, от интенсивности облучения, точнее, оно определяется тем обстоятельством, образуется ли в процессе релаксации долгоживущая нагретая область — "горячее пятно" [1]. В любом случае это время составляет порядка микросекунд.

Что касается носителей, то они, в зависимости от условий возбуждения, могут оставаться свободными, образовывать связанное состояние — экситоны, а также конденсироваться в электронно-дырочные капли [2]. В последние годы проведены многочисленные эксперименты в поисках Бозе-Эйнштейновской конденсации носителей, возбужденных коротким ($\sim 10^{-8}$ с) лазерным импульсом. Распространение облака неравновесных носителей со скоростями порядка скорости звука рассматривалось как следствие сверхтекучести [3, 4]. С другой стороны, это движение можно адекватно интерпретировать как результат взаимодействия свободных носителей с неравновесными фононами — "фононным ветром" [5, 6].

Увлечение носителей потоком неравновесных фононов подробно рассматривалось в связи с анализом движения электронно-дырочных капель [7]. Определяющим для величины силы являются значение коэффициента поглощения фононов α и плотность потока энергии. В стационарном случае сила "ветра" принимает вид электростатической силы, действующей на электронно-дырочные пары с зарядом e_k

$$e_k = \sqrt{\frac{\sigma_{pb} \epsilon_k}{4\pi s \tau_e}}, \quad \sigma_{pb} = \frac{\alpha}{n_e}, \quad (1)$$

находящиеся в поле сторонних зарядов $e_r = e_k \epsilon_r / \epsilon_k$ с плотностью g_{τ_e} . Здесь s — скорость звука; g — скорость генерации носителей; τ_e — время их жизни; e_k, ϵ_r — энергия, выделяющаяся в процессе рождения и рекомбинации носителей, например, в Ge $e_k \approx 1,5 \cdot 10^{-15}$ CGSE. Для квазистационарных процессов аналогия с электростатикой сохраняется.

В пренебрежении спектральной эволюцией фононов уравнение для плотности носителей n можно записать в виде:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div} \hat{s} = g - \frac{n}{\tau_e}, \quad (2)$$

где g — источник носителей; τ_e — время жизни; \hat{s} — плотность потока, в котором учитывается как диффузия, так и направленное движение под действием "фононного ветра" f :

$$\hat{s}(r, t) = D_e \left[-\nabla n(r, t) + f(r, t) \frac{n(r, t)}{\tau_e} \right], \quad (3)$$

где D_e — коэффициент диффузии носителей; $f = \sigma_{pb} w / s$, где w — плотность потока энергии.

Решение уравнения (2) имеет следующий вид:

$$n(r) = A \exp \left[-\left(\frac{r}{L_{\text{эфф}}} \right)^p \right], \quad (4)$$

где $L_{\text{эфф}}$ — эффективная длина, определяемая как диффузией, так и "ветром"; p — размерность задачи.

При любом типе возбуждения объем облака носителей растет пропорционально мощности накачки.

Для описания начальной стадии разлета неравновесных носителей, созданных коротким импульсом $\sim 10^{-8}$ с, следует в выражении для потока импульса первичных баллистических фононов учесть запаздывание между излучением и поглощением фононов. В предположении, что только малая часть поглощенного кванта ε_{pw} идет на образование баллистических фононов (полностью некогерентных), соответствующее выражение было получено в работе [5]:

$$I(r, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\varepsilon_{pw}}{s} \int \frac{r - r'}{|r - r'|^2} g(r', t - \frac{|r - r'|}{s}) d^3 r', \quad (5)$$

где V — возбуждаемый объем.

Уравнение переноса может быть записано в следующем виде:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(Vn) = D_e \Delta n + g(r, t). \quad (6)$$

Для направленной скорости v предложена простая аппроксимация [5]

$$v(r, t) = s\beta I / (1 + \beta I), \quad \beta = \tau_r \sigma_{pb} / sm, \quad (7)$$

где τ_r — время релаксации импульса носителей; σ_{pb} — сечение взаимодействия фононов с носителями.

Численное решение уравнения (7) для Cu_2O продемонстрировало хорошее согласие с данными экспериментов [3, 4] по исследованию начальной стадии разлета носителей на временах и расстояниях порядка 10 нс и 10 см, соответственно. При этом ширина облака Z по мере увеличения мощности начинает расти быстрее звука, т. е.

$$Z = (s^2 t^2 + 2D_e t + \frac{4}{\lambda^2}). \quad (8)$$

Окончательное решение дилеммы "сверхтекучий конденсат Бозе-Эйнштейна" — "фононный ветер" пока остается открытым.

Представляет интерес синтез рассмотренных выше предельных случаев, когда быстро включающийся источник носителей и фононов действует затем квазистационарно на временах порядка 10 нс. В этих условиях должна существенно возрасти роль баллистических фононов, связанных с распадом оптических и дальнейшей эволюцией высокочастотных акустических фононов, с Оже-рекомбинацией, с образованием а затем распадом "горячего пятна". Эти эффекты должны проявиться уже в обсуждавшихся выше экспериментах по импульсному возбуждению на поздних стадиях разлета, однако более существенны они в случае длительных импульсов.

Конкретным примером реализации такого рода ситуации является модель твердотельного "холодного гамма-лазера", основанного на использовании радиоактивного распада при гелиевых температурах [8]. Согласно модели, радиоактивные атомы (например, Ta) наносятся в течение $\leq 10^{-6}$ с узкой полоской шириной $\sim 10^{-5}$ см и длиной 0,1—1 см на поверхность подложки и распадаются затем с периодом полураспада $t_d = 10^{-5}$ с. В результате конверсионных процессов в тонком приповерхностном слое образуются неравновесные носители с концентрацией $G_s \sim 10^{23}$ см $^{-3}$, распространяющиеся за короткое время на расстояние $\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ см. Эти носители являются источником неравновесных фононов, обладающим аксиальной симметрией. Остановимся в дальнейшем на рассмотрении именно этой ситуации [9]. Длину источника будем полагать бесконечной, а радиальную и временную зависимости аппроксимируем в соответствии с приведенными выше оценками следующим образом:

$$g(r, t) = G_s f_1(r) f_2(t) / t_d, \quad f_1(r) = e^{-\lambda r^2},$$

$$f_2(t) = 1,281 \frac{(2,5 \cdot 10^6 t)^2}{1 + (2,5 \cdot 10^6 t)^2} \exp\left(\frac{5 \cdot 10^7 t - 30}{200}\right), \quad (9)$$

где g — скорость генерации носителей в единице объема.

Характер временной зависимости представлен на рис. 1.

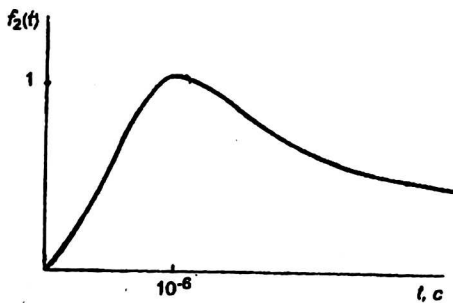


Рис. 1. Общий вид функции $f_2(t)$

Фононный ветер создается потоком баллистических фононов. Первичный поток образуется в процессе релаксации носителей по энергии I_1 , а также при их рекомбинации, I_2 . Соответствующие выражения имеют вид:

$$I_1 = \frac{G_s \varepsilon_{pw}}{2st_d \lambda r} f_2(t) (1 - e^{-\lambda r^2}); \quad (10)$$

$$I_2 = \frac{2\varepsilon_{pw}^r}{\tau_e s} \frac{1}{r} \int_0^r n(r', t) r' dr', \quad (11)$$

где ε_{pw}^r — энергия носителей, "уходящая" в фононы при рекомбинации электронов и дырок.

Вторичный поток возникает в процессе частотной эволюции фононного распределения за времена порядка 10^{-6} с, в частности, поток баллистических фононов появляется при распаде "горячего фононного пятна" (если оно образуется). Соответствующий поток равен:

$$I_3 = \frac{WR_L^2}{2s} \frac{1}{r} f_2(t - t_d), \quad R_L \approx \lambda^{-1/2}, \quad (12)$$

где W — выделяющаяся в источнике мощность; R_L — размер области энерговыделения; t_d — характерное время задержки потока вторичных баллистических фононов.

Следует заметить, что смещенный аргумент в (12), правильно отражая физическую картину, несколько преувеличивает крутизну фронта включения вторичного ветра. В действительности вторичные фононы появляются с самого начала, хотя и в малом количестве.

В результате уравнение переноса с учетом симметрии принимает вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_e \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{\partial n}{\partial r} \left[\frac{D_e}{r} - V \right] - n \left[\frac{1}{\tau_e} + \frac{\partial V}{\partial r} \right] - \frac{1}{r} (Vn) + g(r, t), \quad (13)$$

$$I = I_1 + I_2 + I_3$$

с граничными условиями

$$\left. \frac{\partial n}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad n(r, 0) = 0, \quad n(r \rightarrow \infty) = 0. \quad (14)$$

Анизотропией кристалла подложки пренебрегается, отражение фононов от границы считается упругим.

Одним из основных претендентов на роль подложки в γ -лазере является алмаз, поэтому дальнейшие оценки, а также численный счет будет проведен именно для него. Основные параметры алмаза: $m_e = 0,2 m_0$; $m_h = 0,4 m_0$; $s = 1,821 \cdot 10^6$ см \cdot с $^{-1}$; плотность $\rho = 3,52$ гсм $^{-3}$; акустический деформационный потенциал $\langle D \rangle = 5,5$ эВ. Поскольку типичные значения плотности $\langle n \rangle \sim 10^{17} - 10^{19}$ см $^{-3}$, то носители при гелиевых температурах вырождены, и для оценки сечения следует пользоваться формулой

$$\sigma_{ph} = \frac{\langle D \rangle^2 m^2 \bar{q}}{8\pi\hbar^3 \rho s \bar{n}}, \quad (15)$$

где \bar{q} — средний импульс фононов.

Используя приведенные выше параметры, а также типичные значения $G_s \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $\tau_e \sim 10^{-6} \text{ с}$, $t_d \sim 10^{-5} \text{ с}$, можно показать, что роль "рекомбинационных" фононов в предположении $\varepsilon_{pi} \approx \varepsilon_{pw}^r$ мала ($I_2 \ll I_1$) и этим "ветром" можно пренебречь. В отличие от ситуации с короткими импульсами накачки 10^{-8} с [3, 4], в нашем случае величина I_1 тоже мала. Так, в пределе $r \ll 10^{-3} \text{ см}$ $I_1 \ll r10^{-1} \text{ см}$, при больших $r > 10^{-3} \text{ см}$ $I_1 \sim 10^{-5}/r$, и в том и в другом случае $I_1 \ll 1$. В результате скорость разлета за счет первичного ветра много меньше звуковой. В то же время $I_3 \sim (10^{-1} - 10^{-3})/r$, и для расстояний $r \sim 10^{-3} - 10^{-1} \text{ см}$ вторичный ветер может ускорять носители до скоростей, сравнимых со скоростью звука.

Уравнение (13) с граничными и начальными условиями (14) решалось численно для приведенных выше параметров. При этом величина $\sigma_{ph}\varepsilon_{pw}$ оказалась мало чувствительной к конкретному веществу [6] и равна $\sim 10^{-18} \text{ эВ/см}^2$. Коэффициент диффузии носителей ввиду плохо контролируемой концентрации примесей в алмазе является не вполне определенной величиной. Используя значение подвижности $\mu \sim 2 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, при 300 К получаем $D_e = 50 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. При интересующих нас низких температурах величина D_e варьировалась в процессе вычислений в пределах 20—100 $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. Расчеты в случае короткого импульса 10^{-8} с в Cu_2O дали согласие для полуширины облака носителей и зависимости максимальной скорости от энергии возбуждения и согласуются с результатами работы [5].

Результаты вычислений представлены на рис. 2—4. В целом они подтверждают общий характер предполагавшейся выше физической картины и соответствуют полученным оценкам. Наличие потока неравновесных фононов ("ветра") приводит к существенному вытеснению носителей за короткие времена из области, прилегающей к источнику. Проблема тепловода из активной зоны ввиду большого энерговыделения является принципиальной для холодного γ -лазера, что предъявляет к теплопроводности подложки жесткие требования. Как можно видеть, фононный ветер позволяет в значительной мере снять остроту проблемы.

Обратимся к конкретным результатам. Рис. 2 демонстрирует относительно малый вклад первичного ветра в процесс миграции носителей на расстояние в 1 мм. Возрастание доли энергии γ^{-1} , идущей в первичный ветер, на порядок от $\gamma = 19 \cdot 10^2$ до $\gamma = 19 \cdot 10$ практически не дает эффекта, и лишь для $\gamma = 19$ влияние первичного ветра становится слегка заметным на таких расстояниях. На рис. 3, а приведена концентрация носителей как функция времени на расстоянии 1 мм от источника при различных значениях мощности накачки. На рис. 3, б аналогичные результаты получены для двух значений коэффициента диффузии $D_e = 20$ и $100 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. Приведенные кривые демонстрируют существенную роль ветра в процессе миграции, при этом процесс заметно ускоряется с ростом мощности. При больших значениях коэффициента $D_e \sim 10^2 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ диффузионный перенос для расстояний $\sim \text{мм}$ тоже становится заметным (см. рис. 3, б). На рис. 4 дана покадровая развертка плотности электронов в функции расстояния от источника L при двух значениях коэффициента диффузии — 20 и $100 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ и фиксированной мощности $5 \cdot 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}$ (параметр $\sigma\varepsilon_{pw} = 10^{-17} \text{ эВ} \cdot \text{см}$). Рис. 4 существенно дополняет и проясняет картину миграции носителей.

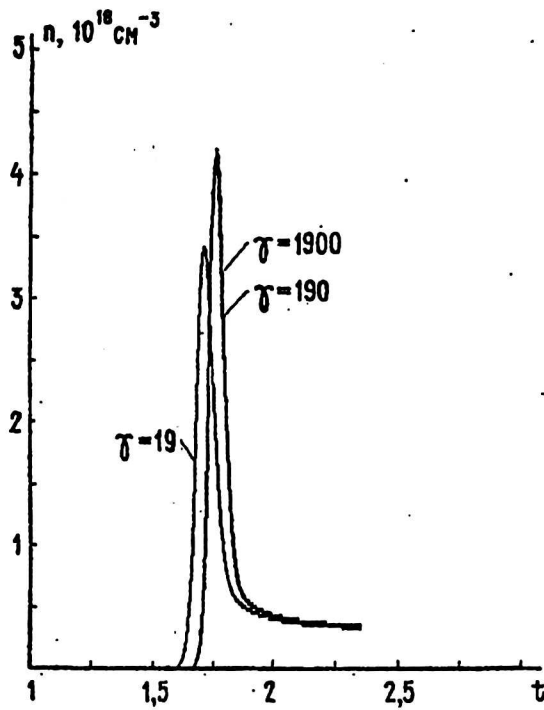


Рис. 2. Временная зависимость концентрации носителей n на расстоянии $L = 1$ мм от источника при мощности $W = 10^9$ Вт \cdot см $^{-3}$ и коэффициенте диффузии $D_e = 20$ см $^2 \cdot$ с $^{-1}$ для значений:

$$\sigma_{ph} \epsilon_{pw} = 10^{-19} (\gamma_1), 10^{-18} (\gamma_3), 10^{-17} (\gamma_2) \text{ эВ} \cdot \text{см}^2; \gamma = W t_d / \epsilon_{pw}$$

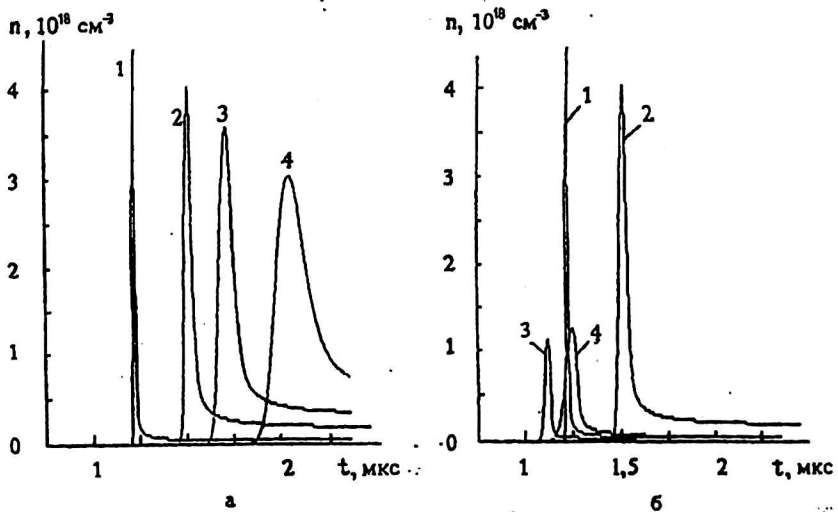
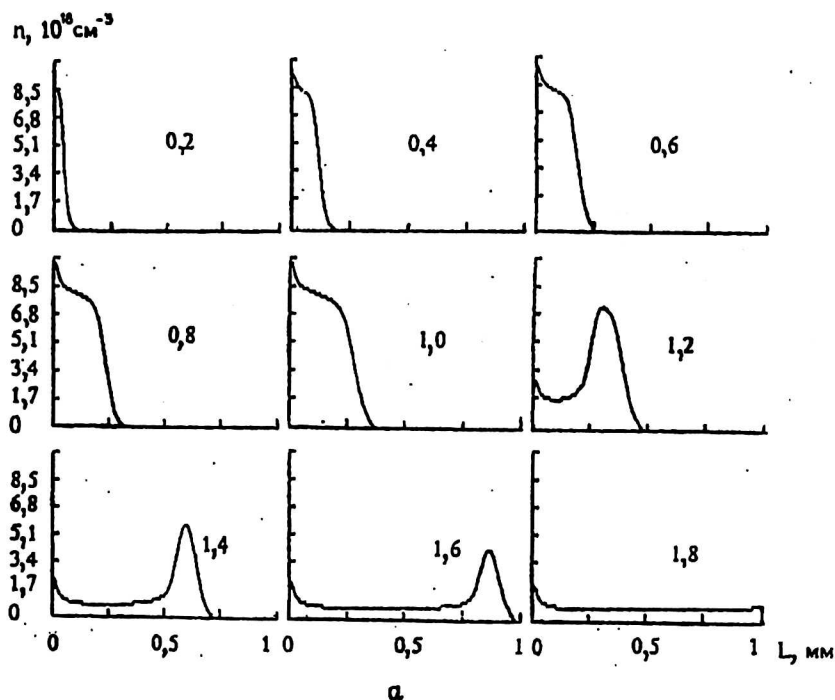
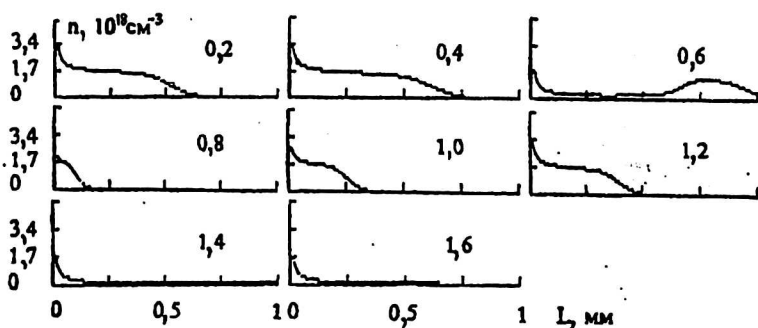


Рис. 3. Временная зависимость концентрации носителей на расстоянии $L = 1$ мм от источника:

а — коэффициент диффузии $D_e = 20$ см $^2 \cdot$ с $^{-1}$; мощность $W = 10^{11}$ (1), 10^{10} (2), $5 \cdot 10^9$ (3), 10^9 Вт/см 3 (4); б — $D_e = 10$ см $^2 \cdot$ с; $W = 10^{11}$ (1), 10^{10} Вт/см 3 (2); $D_e = 100$ см $^2 \cdot$ с; $W = 10^{11}$ (3), 10^{10} Вт/см 3 (4)



а



б

Рис. 4. Покадровая развертка процесса увлечения носителей через 0,2 мкс в интервале от 0,2 до 1,8 мкс при мощности $W = 5 \cdot 10^9$ Вт/см² и $\sigma E_{DW} = 10^{17}$ эВ · см²:
 а — коэффициент диффузии $D_e = 20$ см² · с; б — $D_e = 100$ см² · с

Полученные результаты подтверждают существенную роль фоновго ветра в процессе переноса и конкретизируют вклад первичного и вторичного ветра, а также диффузии. Непосредственно вслед за образованием облака носителей через времена $\Delta t \sim 0,2-0,3$ мкс проявляется действие первичного потока баллистических фононов. Однако в условиях относительно небольших мощностей происходит лишь небольшое смещение электронов, а основной эффект вплоть до времен ~ 1 мкс связан с их диффузией, при этом непосредственно вблизи источника плотность носителей растет. Увеличение силы "первичного" ветра мало сказывается на процессе переноса. В то же время включение вторичного ветра через $\Delta t \sim$ мкс резко меняет картину — носители "сдуваются"

практически со скоростью звука, достигая расстояний ~ 1 мм за время $t \sim$ мкс. С ростом мощности процесс ускоряется. Временная развертка демонстрирует наличие двух групп носителей, "сдуваемых", соответственно, первичным и вторичным ветром, при этом доля последних существенно больше. Плотность электронов вблизи источника при значении $D_e \sim 20^2 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ в 5–6 раз, при $D_e \sim 100^2 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ — в 2 раза (абсолютная величина плотности в последнем случае, естественно, значительно меньше). Интересной особенностью распределения является "хвост" практически постоянной плотности $n \sim 10^{17}—10^{16} \text{ см}^{-3}$ на расстояниях $\sim 0,2—1$ мм. Наглядно видно, что в чистых образцах миграция носителей (и энергии) протекает гораздо быстрее, а концентрация вблизи источника существенно меньше. В случае образования "горячего фононного пятна" эффект вторичных баллистических фононов должен проявиться отчетливее, однако задержка во времени увеличится и будет определяться временем жизни "пятна". Очевидно, что специфика алмаза не существенна, и в целом картина миграции носит универсальный характер.

Л и т е р а т у р а

1. Hensel J. C., Dynes R. C. // Phys. Rev. Lett. 1977. № 39. P. 969.
2. Электронно-дырочные капли в полупроводниках / Под ред. К. Д. Джеффриса, Л. В. Келдыша. — М.: Наука, 1988. — 478 с.
3. Snoke D. W., Wolfe J. P., Mysyrowicz A. // Phys. Rev. 1990. В 41. P. 11171.
4. Benson E., Fortin E., Mysyrowicz A. Solid State Comm. 1977. №101. P. 363.
5. Bulatov A. E. and Tikhodeev S. G. // Phys. Rev. 1993. В 46. 15053.
6. Копелевич Г. А., Тиходеев С. Г., Гиппиус Н. А. // ЖЭТФ. 1996. № 106. P. 802.
7. Keldysh L. V., Sibeldin N. N. In Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Gener. ed. By Agranovich V. M. and Maradudin A. A., North-Holland, Amsterdam, 1986. V. 16: Nonequilibrium Phonons in Nonmetallic Crystals, ed. by W. Eisenmenger and A. A. Kaplanskii, ch. 9. P. 455.
8. Karjagin S. V. // Lazer Physics. 1995. № 5. P. 343.
9. Воробьев Ю. Ю., Фетисов Е. П. Краткие сообщения по физике // ФИАН. 1996. № 7–8. С. 3.

NONEQUILIBRIUM PHONON FLUX DRIVE OF CARRIERS

Yu. Yu. Vorobjev, E. P. Fetisov

Moscow Physical Engineering Institute, Moscow, Russia

The processes accompanied relaxation of nonequilibrium carrier and ballistic phonone generation and the character of nonequilibrium phonone-carrier interaction ("phonone wind") on quasistationary and impulse excitation were considered. The case of long excitation pulses typical for "cold lazer" was in detail investigated. Time and radial dependance of carrier concentration on phonone power and diamond purity was received by numerical calculation.