

УДК 537.312

К ПРОБЛЕМЕ ОБРАЗОВАНИЯ "ГОРЯЧЕГО ФОНОННОГО ПЯТНА" В АЛМАЗЕ

Т. И. Галкина, А. И. Шарков

На основе теории Казаковцева - Левинсона оценены пороговые условия образования области локальной температуры ("горячего фононного пятна") в алмазе при нестационарных условиях возбуждения для различной геометрии области возбуждения, а также параметры этой области - температура и размер. Указаны условия перегрева на примере экспериментальных параметров γ -лазера.

Теплоперенос в полупроводниках и диэлектриках при импульсном возбуждении и низких (гелиевых) температурах определяется режимом распространения неравновесных акустических фононов (НАФ), образуемых в результате какого-либо возбуждения. Основными элементарными процессами, происходящими при распространении НАФ в среде при низких температурах, являются упругое рассеяние на дефектах, спонтанный ангармонический распад и попарное слияние фононов. Однако при малых уровнях возбуждения, когда числа заполнения n малы, влияние процессов слияния мало (их вероятность $\sim n^2$).

При увеличении уровня возбуждения роль процессов фонон-фононного слияния возрастает и возможно образование макроскопической области локального теплового равновесия - "горячего фононного пятна" (ГП). Теоретически вопрос об условиях возникновения "горячего пятна", его параметрах и дальнейшей эволюции с учетом нелокального характера теплопроводности, т.е. неприменимости обычного закона Фурье, был рассмотрен в работе [1].

Соответствующие оценки до сих пор проводились для германия и кремния [1, 2] и показали возможность образования в них ГП с максимальной температурой ~ 100 К уже при плотностях энергии возбуждения $\simeq 4 \cdot 10^{-4}$ Дж/см².

Использование разработанной в [1] теории требует знания величин A_{scat} и A_{life} , характеризующих, соответственно, процессы упругого рассеяния и спонтанного ангармонического распада фононов: $t_{life}^{-1} = A_{life}\omega^5$, $t_{scat}^{-1} = A_{scat}\omega^4$.

Величина A_{life} , вычисленная для алмаза, приведена, например, в работе [3]. Упругое рассеяние происходит как на природных изотопах, так и на других точечных дефектах: атомах примеси, вакансиях и т.д. (см., например, обзор [4]). Для достаточно чистых нелегированных материалов (Si , Ge) рассеяние на примесях мало, и основную роль в рассеянии фононов играют природные изотопы. Для природного алмаза с низким (сравнительно с кремнием и, тем более, германием) содержанием изотопов, примеси, напротив, играют важную роль в рассеянии фононов. В работе [5] было оценено значение A_{scat} в образце природного алмаза типа IIa, величина которого ($A_{scat} = 1,2 \cdot 10^{-41} \text{ с}^3$) оказалось в 600 раз больше значения, рассчитанного при учете рассеяния НАФ только на изотопах.

Целью настоящей работы было оценить условия формирования локальной области теплового равновесия в алмазе для разной геометрии области возбуждения. Результаты данной работы могут использоваться, например, для задачи определения перегрева, т.е. определения условий возникновения ГП) в проблеме γ -лазера, где область возбуждения (для γ -лазера – область формирования источника фононов [6]) имеет вид полоски с длиной много большей ширины. Тогда, если в качестве параметров возможного эксперимента мы возьмем $E = 1 \text{ мкДж}$, $t = 1 \text{ нс}$, $A = 3600 \text{ мкм}^2$, $d = 10 \text{ мкм}$, этому будет соответствовать плотность энергии возбуждения $P = 2,8 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/см}^2$.

Оценки дают следующие характерные значения пороговой плотности энергии $P_0 = 3,6 \cdot 10^{-4} \text{ Дж/см}^2$ и времени $t_0 = 10 \text{ нс}$. Это означает, что накачка γ -лазера является длительной ($t \gg t_0$) и пороговыми условиями образования ГП является выполнение неравенств (30) работы [1]:

$$P/P_0 > (t/t_0)^{1/10} \text{ и } P/P_0 > (d/A^{1/2})(t/t_0).$$

В рассматриваемом случае $P/P_0 = 78$; $(t/t_0)^{1/10} = 1,6$; $(d/A^{1/2})(t/t_0) = 17$, т.е. условия образования ГП выполняются. Дальнейшие численные расчеты показывают, что уже через 13 нс в слое глубиной 12,8 мкм образуется ГП с температурой $\simeq 70 \text{ К}$. За время накачки эта температура увеличивается до $\simeq 130 \text{ К}$, а размеры ГП – до $\simeq 80 \text{ мкм}$, после чего пятно начинает разрушаться, достигая к моменту гибели размеров 430 мкм и температуры 33 К.

Следует иметь в виду, однако, что эти результаты получены в предположении, что

геометрия формирования и начальной стадии развития ГП – плоская, т.е. что поперечные размеры области рождения НАФ $L_x \sim L_y \gg d$ – глубины рождения НАФ.

Если же область возбуждения имеет форму полоски (как в случае γ -лазера), у которой длина $L_x \simeq 1800$ мкм \gg ширины $L_y \simeq 2$ мкм, а глубина рождения НАФ $d \sim 10$ мкм, то геометрия формирования и развития пятна – цилиндрическая. Такой случай в работе [1] не рассмотрен. Кроме того, скорость распространения НАФ в алмазе ($\simeq 12 \cdot 10^5$ см/с) гораздо выше, чем в других полупроводниках, а время накачки настолько велико, что выход на сферическую геометрию происходит во время накачки, что также не рассматривалось в [1].

Основным результатом расчетов является траектория движения некоторой точки, характеризующей состояние ГП в координатах z и T (где z – глубина прогретой области, а T – ее температура). Полагается, что эта точка до окончания накачки движется по одной траектории, а после окончания накачки – по другой траектории (в терминах [1] – W - и P -траектории соответственно). Тогда:

для P -траектории $P = z\epsilon(T)$ для плоской геометрии развития ГП и $E \sim r^3\epsilon(T)$ – для сферической, где $\epsilon(T)$ – плотность энергии планковского распределения. Учитывая, что $P = E/A$, где E – полная энергия в импульсе, а A – площадь области возбуждения, можно получить $E = V(z)\epsilon(T)$, где $V(z)$ – объем ГП для произвольной геометрии его развития;

для W -траектории $W = w(T, z)$ и $WA \sim (r^2)w(T, r)$, соответственно для плоской и сферической геометрии, где $w(T, z)$ – тепловой поток, возникающий из-за градиента температуры в пятне с температурой T и размером z . Аналогично, учитывая, что $W = E/(At)$, имеем $E = A(z)tw(T, z)$, где $A(z)$ – площадь поверхности пятна для произвольной геометрии.

Таким образом, решая уравнения для W - и P -траекторий в произвольной геометрии численно, можно в зависимостях $V(z)$ и $A(z)$ учитывать расширение ГП в поперечных размерах, проследивать плавный переход к плоской, цилиндрической и сферической геометрии расширения ГП, что не рассматривалось в [1].

На рис. 1а и 1б показана динамика развития ГП в природном алмазе при учете проведенных дополнений к модели [1] (пунктиром обозначена граница существования ГП).

На рис. 1а показано изменение траекторий в зависимости от геометрии области возбуждения при постоянной площади. Для всех траекторий формирование ГП идет по единому сценарию: от момента формирования ГП температура возрастает до окон-

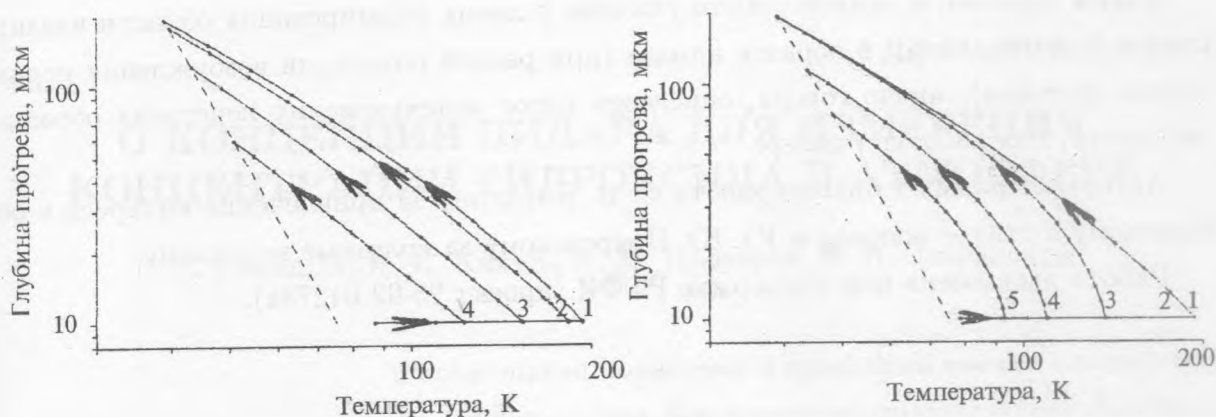


Рис. 1. Динамика развития горячего пятна в алмазе. Энергия в импульсе $E = 1$ мкДж, глубина рождения фононов $d = 10$ мкм. Стрелками указано направление временного развития горячего пятна. а) Параметр – геометрия области возбуждения (при $t = 10$ нс) 1 – 60×60 , 2 – 180×20 , 3 – 600×6 , 4 – 1800×2 [мкм²]. б) Параметр – длительность импульса возбуждения (при $L_x = L_y = 60$ мкм) 1 – 10, 2 – 20, 3 – 50, 4 – 100, 5 – 150, 6 – 200 [нс].

чания накачки (точки поворота траекторий), а размеры ГП остаются внутри слоя d . Можно видеть, как по мере перехода от плоской геометрии формирования ГП (кривая 1) ко все более цилиндрической (кривая 4), траектория состояния ГП оказывается все ближе к границе существования ГП. Это означает, что формирование ГП в случае цилиндрической геометрии затруднено.

На рис. 1б показано изменение траекторий в зависимости от длительности импульса возбуждения. Видно, что увеличение длительности импульса также затрудняет формирование ГП, т.е. приближает его к границе существования. Для траекторий 4 и 5 получено, что граница существования ГП достигается на W -траектории т.е. до окончания накачки. Физически, по-видимому, это означает, что нельзя пренебрегать градиентом температуры внутри ГП. При длительностях импульса более 200 нс при данном наборе параметров ГП вообще не образуется.

В результате учета начальной геометрии возбуждения и расширения ГП во всех направлениях оказывается, что при заданных условиях ($E = 1$ мкДж, $t = 1$ мкс, $L_x = 1800$ мкм, $L_y = 2$ мкм; $d = 10$ мкм) в алмазе ГП не образуется. Пороговое значение энергии, требуемое для образования ГП для данного набора параметров в

этом случае составляет $E_0 = 32$ мкДж.

Таким образом, в данной работе указаны условия формирования области квазиравновесной температуры в образце алмаза (при разной геометрии возбуждения неравновесных фононов), иначе говоря, определен порог возникновения перегрева образца, в частности, для работы γ -лазера.

Авторы выражают благодарность С. В. Карягину за привлечение интереса к обсуждаемому в статье вопросу и Ю. Ю. Покровскому за полезные замечания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 95-02-04278а).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Казаковцев Д. В., Левинсон И. Б. ЖЭТФ, **88**, 2228 (1985).
- [2] Bonch-Osmolovskii M. M., Galkina T. I., et al. Sol. St. Comm., **92**, 3, 203 (1994).
- [3] Schwartz H., Renk K. F., et al. Proc. 5th Int. Conf. Phonon Scattering, Cond. Matt., Springer-Verlag, p. 362-4 (1986).
- [4] Вавилов В. С., Гиппиус А. А., Конорова Е. А., в кн. "Электронные и оптические процессы в алмазе", М., Наука, 1985, с. 30 – 36, 64 – 106.
- [5] Галкина Т. И., Клоков А. Ю., Шарков А. И. Письма в ЖТФ, **21**, N 17, 5 (1995).
- [6] Karagin S. V. Laser Physics, **5**, 343 (1995).

Поступила в редакцию 26 февраля 1996 г.