

Особенности теплового излучения плоскопараллельных пластин полупроводника

© К.Ю. Гуга, А.Г. Коллюх[†], А.И. Липтуга, В.А. Мороженко, В.И. Пипа

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
03028 Киев, Украина

(Получена 1 июля 2003 г. Принята к печати 8 октября 2003 г.)

Теоретически и экспериментально исследованы спектры и угловое распределение теплового излучения полупрозрачных плоскопараллельных полупроводниковых пластин. Показано, что вследствие многолучевой интерференции спектр теплового излучения таких объектов носит осциллирующий характер, а диаграмма направленности имеет лепестковый вид. Измерения проведены в областях поглощения на свободных носителях заряда *n*-GaAs и *n*-Si. Сделан вывод о возможности применения результатов работы для создания новых управляемых источников инфракрасного излучения.

1. Введение

Тепловое излучение (ТИ) нагретых тел обычно характеризуется широким непрерывным спектром и квазиизотропным угловым распределением. По этим характеристикам ТИ непрозрачных тел мало отличается от излучения черного тела. Поэтому в отличие от лазерного излучения, которое является в высокой степени монохроматическим и узконаправленным, ТИ обычно рассматривается как некогерентное. Однако, как показано в работах [1–3], ТИ некоторых периодических структур в определенных участках спектра проявляет когерентные свойства. Спектральные пики и узкие диаграммы направленности наблюдались в ТИ кристаллов Si и SiC, на поверхность которых нанесена дифракционная решетка. Такие особенности возникают вблизи частоты поверхностных плазмонов (в Si) или фононных поляритонов (в SiC).

В данной работе теоретически и экспериментально исследуется ТИ полупрозрачных плоскопараллельных полупроводниковых пластин. Показано, что в ТИ таких систем также проявляется „антенный“ эффект — острые спектральные пики и лепестковая диаграмма направленности. Однако здесь этот эффект возникает из-за резонаторных свойств излучающего тела и в отличие от данных [1–3] он не связан с возбуждением поверхностных волн и проявляется без дифракционной решетки. Резонаторные свойства излучающих пластин обусловлены их плоскопараллельностью, следствием чего является наличие многолучевой интерференции. Интерференционная картина в спектрах люминесценции тонких слоев наблюдалась в работах [4,5], однако в ТИ этот эффект экспериментально не исследовался. Особенности ТИ тонких плоскопараллельных слоев предсказаны теоретически в работе [6]. В данной работе проведены измерения ТИ в спектральной области поглощения света свободными носителями заряда *n*-GaAs и *n*-Si. Для количественного описания результатов измерений спектральных, угловых и поляризационных характеристик излучения мы используем закон Кирхгофа. Интерференционные

осцилляции в спектрах ТИ, выходящего нормально к поверхности плоскопараллельной пластины, описаны на основе этого закона в работе [7].

2. Теория

Рассмотрим плоскопараллельную пластину однородного полупроводника ($0 \leq z \leq l$), расположенную в вакууме. Полупроводник находится при температуре T и характеризуется частотно-зависимой комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega) = \varepsilon' + i\varepsilon''$.

Пусть $dJ = J(\omega, \vartheta) d\omega d\Omega dS$ обозначает интенсивность испускания света с площадки dS поверхности тела под углом ϑ к ее нормали в элемент телесного угла $d\Omega$ и в интервале частот $\omega, \omega + d\omega$. Согласно закону Кирхгофа,

$$J(\omega, \vartheta) = A(\omega, \vartheta) \frac{\hbar\omega^3 N(\omega)}{4\pi^3 c^2} \cos \vartheta, \quad (1)$$

где $A(\omega, \vartheta)$ — излучательная способность тела, равная его поглощательной способности, $N(\omega)$ — функция распределения Планка при температуре T .

Поглощательная способность $A(\omega, \vartheta)$ определяется как доля падающего на поверхность тела потока энергии излучения, поглощаемая этим телом:

$$A = 1 - R_l - D_l, \quad (2)$$

где $R_l(\omega, \vartheta)$ — коэффициент отражения света от пластины, а $D_l(\omega, \vartheta)$ — коэффициент прохождения через пластину. В соотношениях (1) и (2) учтены обе независимые поляризации света. Поляризационные свойства определяются парциальными поглощательными способностями A_ν ($\nu = s, p$) для *s*-поляризованного (электрический вектор волны перпендикулярен к плоскости падения) и для *p*-поляризованного (магнитный вектор волны перпендикулярен к плоскости падения) излучений:

$$A_\nu = 1 - |r_{l\nu}|^2 - |d_{l\nu}|^2. \quad (3)$$

Здесь $r_{l\nu}$ и $d_{l\nu}$ — амплитуды коэффициента отражения и пропускания света пластиной. Коэффициент $A(\omega, \vartheta)$

[†] E-mail: kollyukh@isp.kiev.ua

в (1) определяется как

$$A = \frac{A_s + A_p}{2}. \quad (4)$$

Для плоской линейно поляризованной волны, падающей из вакуума на поверхность пластины под углом ϑ к нормали, амплитуды r_{lv} и d_{lv} определяются выражениями [8]

$$r_{lv} = \frac{r_v(1 - e^{i\varphi})}{1 - r_v^2 e^{i\varphi}}, \quad d_{lv} = \frac{1 - r_v^2}{1 - r_v^2 e^{i\varphi}} e^{i\varphi/2}, \quad (5)$$

где r_v — амплитуды коэффициентов отражения от поверхности полубесконечной среды с диэлектрической проницаемостью ε . Они имеют вид

$$r_s = \frac{k_{1z} - k_{2z}}{k_{1z} + k_{2z}}, \quad r_p = \frac{\varepsilon k_{1z} - k_{2z}}{\varepsilon k_{1z} + k_{2z}}. \quad (6)$$

В (5) и (6) введены обозначения: $k_{1z} = k_1 \cos \vartheta$, $k_{2z} = k_1 \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta} = k'_{2z} + ik''_{2z}$, $\varphi = 2k_{2z}l$ и $k_1 = \omega/c$.

Выражение (3), в котором амплитуды r_{lv} и d_{lv} вычисляются по формулам (5) и (6), определяет поглощательную способность в рамках макроскопической электродинамики. Оно справедливо, если толщина пластины значительно больше атомных размеров. При этом соотношение между длиной волны излучения и толщиной пластины может быть произвольным. Отметим также, что поглощение света не предполагается слабым.

Если поглощение света в полупроводнике слабое ($\varepsilon'' \ll \varepsilon'$), а длины волн в пластине малы ($\delta = 2k'_{2z}l \gg 1$), то (3) можно упростить к виду

$$A_v = \frac{(1 - R_v)(1 + \eta R_v)(1 - \eta)}{1 - 2\eta R_v \cos \delta + \eta^2 R_v^2}, \quad (7)$$

где $R_v = |r_v|^2$, $\eta = \exp(-2k''_{2z}l)$. Параметр η определяет уменьшение интенсивности ТИ из-за поглощения при однократном прохождении волны через пластину. Фазу δ и коэффициент прохождения η можно выразить через вещественный показатель преломления n , коэффициент поглощения α и угол преломления ϑ_2 ($n \sin \vartheta_2 = \sin \vartheta$), используя соотношения: $\alpha = 2k''_{2z} \cos \vartheta_2$, $k'_{2z} = (2\pi/\lambda)n \cos \vartheta_2$. Здесь $\lambda = 2\pi c/\omega$ — длина волны излучения в вакууме.

Из (1) и (7) видно, что интенсивность ТИ плоскопараллельной пластины осциллирует в зависимости от длины волны λ при фиксированном угле наблюдения ϑ , а для заданной λ интенсивность осциллирует как функция угла ϑ . Осцилляции интенсивности излучения определяются осцилляционной зависимостью излучательной способности плоскопараллельной пластины $A(\lambda, \vartheta)$ и обусловлены интерференцией волн, многократно отраженных от границ раздела. Если на периоде осцилляции n и α изменяются слабо, то положение экстремумов $A(\lambda)$ определяется интерференционными условиями

$$\lambda_{\max} = \frac{2nl}{m} \cos \vartheta_2, \quad \lambda_{\min} = \frac{4nl}{2m - 1} \cos \vartheta_2, \quad (8)$$

где $m = 1, 2, \dots$

Усреднение (7) по фазе δ приводит к поглощательной способности

$$\bar{A}_v = \frac{(1 - R_v)(1 - \eta)}{1 - \eta R_v}, \quad (9)$$

совпадающей с поглощательной способностью пластины, в которой интерференция не учитывается [9].

3. Методика эксперимента

При проведении экспериментальных исследований использовались плоскопараллельные пластины монокристаллического GaAs с концентрацией нескомпенсированных доноров $N_d - N_a = 9.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и Si с $N_d - N_a = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Плоскопараллельные пластины изготавливались путем механической шлифовки и последующей полировки широких граней. Плоскостность и параллельность граней определялись стандартными оптическими методами. Для измерений отбирались пластины, у которых клиновидность граней при их плоскостности, близкой к идеальной, была на уровне $5-10''$. Пластины имели поперечные размеры $10 \times 15 \text{ мм}^2$, их толщины были 111 мкм (GaAs) и 92 мкм (Si). Измерения проводились в спектральной области поглощения света свободными носителями заряда, пластины нагревались до температуры $T = 360 \text{ К}$.

Спектры исследовались на фурье-спектрометре при разрешении 1 см^{-1} . Регистрировалось неполяризованное ТИ плоскопараллельных и неплюскопараллельных образцов GaAs, распространяющееся вблизи нормали к поверхности кристаллов. Апертура входного оптического устройства спектрометра не превышала 2.5° . Излучение пластин GaAs нормировалось на излучение черного тела, измеренное в тех же экспериментальных условиях. ТИ плоскопараллельных пластин сравнивалось с излучением идентичных неплюскопараллельных пластин, имеющих ту же среднюю толщину и температуру.

Исследования угловых зависимостей ТИ проводились на образцах Si на длине волны $\lambda = 10.57 \text{ мкм}$. Регистрировалось s - и p -поляризованное излучение, а также неполяризованное ТИ. Излучение плоскопараллельных пластин Si нормировалось на излучение идентичных неплюскопараллельных пластин, т. е. измерялось отношение излучательных способностей $A_v(\vartheta)/\bar{A}_v(\vartheta)$.

4. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены экспериментальные спектральные зависимости излучательных способностей плоскопараллельной (осциллирующая кривая 1) и неплюскопараллельной (монотонная кривая 2) пластин GaAs. Кривой 3 показана измеренная дисперсия оптической толщины al этих пластин. Видно, что максимумы и минимумы излучения плоскопараллельной пластины располагаются практически симметрично кривой излучения неплюскопараллельной пластины.

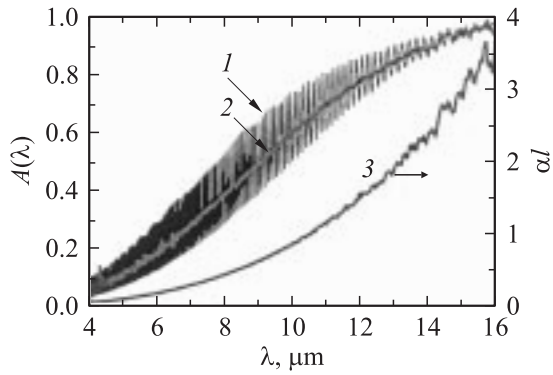


Рис. 1. Экспериментальные спектральные зависимости излучательной способности $A(\lambda)$ (кривые 1, 2) и оптической толщины al (кривая 3) пластин n -GaAs; 1 — плоскопараллельная пластина, 2 — идентичная непараллельная пластина.

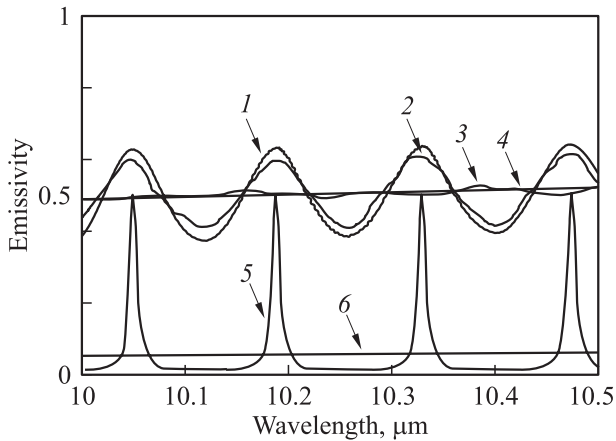


Рис. 2. Спектральные зависимости излучательных способностей плоскопараллельных (1, 2, 5) и непараллельных (3, 4, 6) пластин n -GaAs. 2, 3 — эксперимент, остальные кривые — расчет при значениях параметров: $n = 3.3$ (кривые 1, 4–6); $R = 0.29$ (1, 4), 0.9 (5, 6); $\eta = 0.4$ (1, 4), 0.89 (5, 6).

Для анализа экспериментальных данных мы сравнили их с результатами расчета, выполненного по формулам (3), (7) и (9). В расчете учитывались коэффициент поглощения α и показатель преломления n пластин в зависимости от λ , полученные из наших измерений и сверенные с литературными данными [10,11]. Оказалось, что во всем исследуемом спектральном диапазоне ($\lambda = 4\text{--}16$ мкм) результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментом. Расчеты по формулам (3) и (7) дают практически тождественные результаты, так как в исследуемом случае поглощение света в полупроводнике слабое, а длины волн в пластине значительно меньше ее толщины.

На рис. 2 для наглядного сравнения экспериментальных и теоретических результатов представлены излучательные способности плоскопараллельной пластины (кривые 1 и 2) и непараллельной пластины (кривые 3, 4) в узком спектральном диапазоне (экспериментальные кривые 2 и 3 являются частью кривых 1

и 2 на рис. 1). Видно, что для непараллельной пластины теоретические и экспериментальные результаты практически совпадают. Небольшое отличие рассчитанных и измеренных амплитуд осцилляций (кривые 1 и 2) в плоскопараллельной пластине можно объяснить уменьшением амплитуды осцилляций, вызванной неидеальной параллельностью поверхностей экспериментального образца.

С точки зрения практического использования полученных результатов целесообразно исследовать зависимость амплитуды осцилляций излучательной способности плоскопараллельных пластин $\Delta A = A_{\max} - A_{\min}$ от параметров R и η . Здесь A_{\max} и A_{\min} — амплитуды соседних максимумов и минимумов соответственно. Из (7) и (8) при $\nu_2 = 0$ (при этом $R_s = R_p = R$ и $A_s = A_p = A$) получим

$$\Delta A = \frac{4\eta R(1-R)(1-\eta)}{(1-\eta R)^2(1+\eta R)}. \quad (10)$$

Анализ показывает, что ΔA достигает максимального значения вблизи значений R и η , близких к 1. При этом A_{\max} близка к 0.5, а A_{\min} практически равна нулю, что соответствует максимальной видимости интерференционной картины. На рис. 2 показана расчетная излучательная способность высокопрозрачной ($\eta = 0.89$) плоскопараллельной (кривая 5) и непараллельной (кривая 6) пластин GaAs с $R = 0.9$. Увеличение коэффициента отражения можно осуществить путем нанесения диэлектрических покрытий на поверхность пластины (изменение фазы δ , которая определяет положения интерференционных экстремумов, не учитывалось). Видно, что в этом случае спектр плоскопараллельной пластины характеризуется более узкими пиками излучения и существенно большей амплитудой осцилляций по сравнению с кривыми 1, 2. Зависимости $\Delta A(\eta)$ при $R = \text{const}$ и $\Delta A(R)$ при $\eta = \text{const}$ имеют вид немонотонных кривых с максимумом. Зависимости $\Delta A(\eta)$ можно проследить в эксперименте. Из рис. 1 видно, что в спектральных областях $\lambda < 6$ мкм и $\lambda > 14$ мкм, для которых соответственно характерны высокая ($al < 0.2$) и низкая ($al > 2$) прозрачности пластин, амплитуда осцилляций ΔA меньше, нежели в остальной части спектра. Максимальная величина осцилляций наблюдается в области значений $\eta = \exp(-al) \approx 0.56$, что соответствует $\lambda \approx 8.4$ мкм. На рис. 3 точками обозначена экспериментальная зависимость ΔA от η , результаты расчета показаны сплошной линией. По оси абсцисс для каждой точки отложено среднее значение величины η на спектральном участке $A_{\max} - A_{\min}$. Учитывая, что изменение η на этих участках не превышало 6%, погрешность такого представления незначительна.

В расчете учитывалась слабая клиновидность пластины. Предполагалось, что толщина пластины увеличивается вдоль оси x по линейному закону

$$l(x) = l_0 + x \operatorname{tg} \gamma,$$

где $\gamma \ll 1$ — угол между излучающими гранями, l_0 — толщина пластины при $x = 0$. Заменяя в (7) l на $l(x)$,

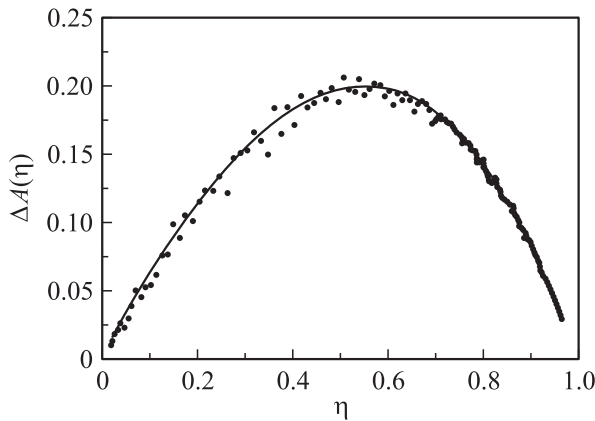


Рис. 3. Экспериментальная (точки) и расчетная (сплошная линия) зависимости величины модуляции излучательной способности ΔA пластины n -GaAs от коэффициента пропускания η .

получим локальную излучательную способность $A(x)$. Тогда излучающую способность для участка клинообразной пластины длиной L можно записать как среднее значение:

$$\langle A \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L A(x) dx. \quad (11)$$

Зависимость амплитуды осцилляций от η вычислялась с помощью осциллирующей функции $\langle A(\lambda) \rangle$. Совпадение экспериментальных и теоретических данных, показанных на рис. 3, получено при $L = 15$ мм, $l_0 = 111$ мкм и $\gamma = 6''$.

Угловые распределения ТИ плоскопараллельных пластин Si представлены на рис. 4, *a* и 4, *b*. Сплошными кривыми показаны рассчитанные отношения излучательной способности плоскопараллельной пластины $A_v(\vartheta)$ к излучательной способности неплюскопараллельной пластины $\bar{A}_v(\vartheta)$ с различными направлениями поляризации и $\lambda = 10.57$ мкм ($\alpha = 8$ см⁻¹). Видно, что из-за многолучевой интерференции излучение приобретает направленный характер с рядом отчетливо выраженных лепестков. Угловые зависимости $A_v(\vartheta)/\bar{A}_v(\vartheta)$ для излучения с s - и p -поляризациями (рис. 4, *b* и левая часть диаграммы на рис. 4, *a*) заметно отличаются друг от друга. В интервале $55-75^\circ$ экстремумы для излучения с p -поляризацией практически исчезают, что связано с уменьшением коэффициента отражения R_p почти до нуля. Угловые зависимости для излучения с s -поляризацией и для неполяризованного излучения во многом сходны (рис. 4, *a*). На рис. 4, *a* и 4, *b* точками и квадратами представлены результаты эксперимента. Видно, что расчетные и экспериментальные данные находятся в хорошем согласии.

Как и в спектрах излучения, в угловых зависимостях более контрастную картину ТИ можно получить при увеличении R плоскопараллельной пластины. Это видно из рис. 4, *c*, где показаны расчетные угловые зависимости излучательных способностей $A_s(\vartheta)$ пластины с по-

казателем преломления $n = 6$ (левая часть диаграммы) и пластины с показателем преломления $n = 3.4$ (правая часть диаграммы). Для обеих пластин $l = 179$ мкм и $\eta = 0.87$ (для $\vartheta = 0$).

В настоящее время в ближней ИК области широко используются полупроводниковые люминесцентные светодиоды. Существенное расширение их рабочего спектрального диапазона (на область $\lambda > 4.5$ мкм) является сложной задачей, так как по мере увеличения длины

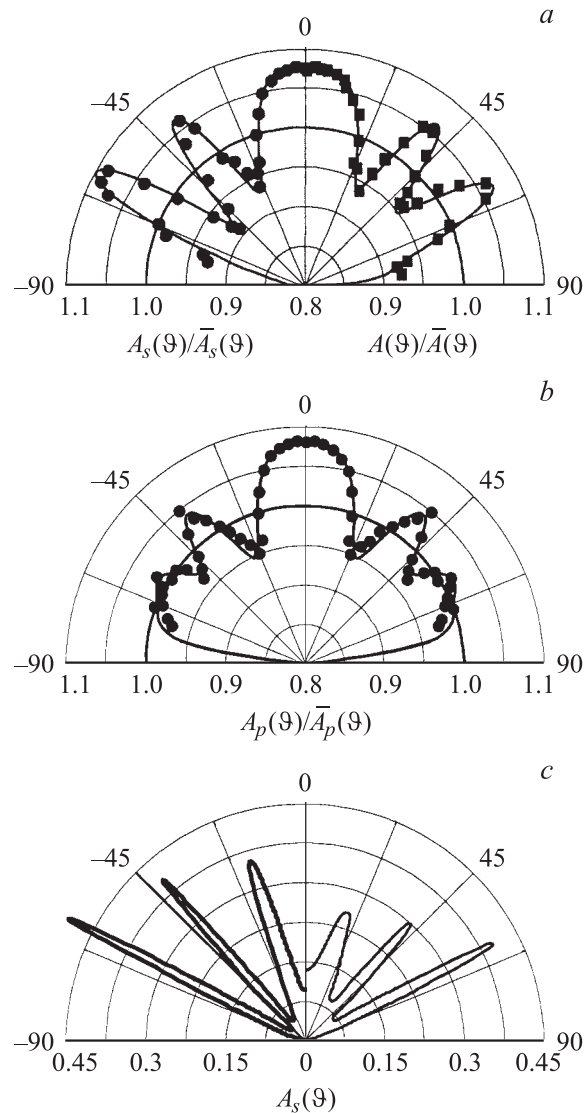


Рис. 4. Угловые распределения теплового излучения полупроводниковых пластин для $\lambda = 10.57$ мкм, сплошные линии — расчет, точки и квадраты — эксперимент; *a* и *b* — отношения излучательных способностей плоскопараллельных пластин к излучательным способностям идентичных неплюскопараллельных пластин, *c* — излучательные способности плоскопараллельных пластин. Левая часть диаграммы на рис. *a* — s -поляризация, правая — неполяризованное излучение; рис. *b* — p -поляризация, рис. *c* — s -поляризация. Параметры расчета: *a, b* — $\eta = 0.93$, $l = 92$ мкм, $n = 3.4$, пластина n -Si; *c* — $\eta = 0.87$, $l = 179$ мкм, пластина с $n = 6$ (левая часть диаграммы), пластина с $n = 3.4$ (правая часть).

волны излучения резко падает внешняя квантовая эффективность [12]. В отличие от люминесцентных светодиодов тепловые источники, как правило, способны работать в любой области спектра, однако они требуют наличия внешнего модулирующего устройства. Исключением являются некоторые типы полупроводниковых тепловых источников [13,14], интенсивность излучения которых можно модулировать проходящим через кристалл током.

Источник, использующий тепловое излучение тонких плоскопараллельных слоев, может иметь узкополосный спектр излучения в области среднего и дальнего ИК диапазона. Изменение оптических параметров полупроводникового излучающего элемента внешними воздействиями позволит осуществлять спектральную и амплитудную модуляцию его излучения.

5. Заключение

Теоретически и экспериментально показано, что в тепловом излучении полупроводниковых плоскопараллельных полупрозрачных пластин проявляется многолучевая интерференция. Спектр теплового излучения плоскопараллельной пластины существенно отличается от спектра теплового излучения идентичной неплюскопараллельной пластины и носит осциллирующий характер. Амплитуда осцилляций излучательной способности зависит от коэффициентов пропускания и отражения пластины и возрастает при их увеличении. Интенсивность теплового излучения в диапазонах, соответствующих максимумам интерференции плоскопараллельной пластины, может существенно превосходить интенсивность излучения идентичной неплюскопараллельной пластины. Вследствие резонаторных свойств плоскопараллельной пластины диаграмма направленности ее теплового излучения имеет лепестковый вид. Ширина лепестков и их количество в диаграмме определяются оптическими параметрами пластины. Экспериментальные данные спектральных зависимостей теплового излучения и его угловых распределений хорошо согласуются с теоретическими данными. Результаты работы могут быть использованы для создания новых управляемых источников ИК излучения.

Список литературы

- [1] P.J. Hesketh, J.N. Zemel, B. Gebhart. *Nature*, **325**, 549 (1986); *Phys. Rev. B*, **37**, 10 803 (1988).
- [2] J. Le Gall, M. Oliver, J.-J. Greffet. *Phys. Rev. B*, **55**, 10 105 (1997).
- [3] J.-J. Greffet, R. Carminati, K. Joulain, J.-P. Mulet, S. Mainguy, Yong Chen. *Nature*, **416**, 61 (2002).
- [4] Н.А. Власенко, В.К. Милославский, И.Н. Шкляревский. *Опт. и спектр.*, **11**, 403 (1961).
- [5] T. Weber, H. Stoltz, W. von der Ostern, M. Heuken, K. Heime. *Semicond. Sci. Technol.*, **10**, 1113 (1995).
- [6] В.С. Пекар. *ЖЭТФ*, **67**, 471 (1974); *ЖЭТФ*, **88**, 667 (1985).
- [7] A.I. Liptuga, N.B. Shishkina. *Infr. Phys. Technol.*, **44**, 85 (2003).
- [8] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (М., Мир, 1982).
- [9] Т. Мосс, Г. Баррел, Б. Эллис. *Полупроводниковая оптоэлектроника* (М., Мир, 1976). [Пер. с англ.: T.S. Moss, G.J. Burrel, and B. Ellis. *Semiconductor Opto-Electronics* (Butterworths & Co. Ltd, London, 1973)].
- [10] П.И. Баранский, В.П. Клочков, И.В. Потыкевич. *Полупроводниковая электроника* (Киев, Наук. думка, 1975).
- [11] Ю.И. Уханов. *Оптические свойства полупроводников* (М., Наука, 1977).
- [12] T. Ashley, C.T. Elliott, N.T. Gordon, R.S. Hall, A.D. Johnson, G.J. Pryce. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 2433 (1994).
- [13] R.M. Mindock. *Proc. of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineering* (1987) v. 783, p. 77.
- [14] А.И. Липтуга, В.К. Малютенко. *Автометрия*, **6**, 108 (1991).

Редактор Т.А. Полянская

Peculiarities of thermal radiation of a plane-parallel semiconductor layer

K.Yu. Guga, A.G. Kollyukh, A.I. Liptuga, V.A. Morozhenko, V.I. Pipa

Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
03028 Kiev, Ukraine