

## МЕЖДУЗОННОЕ ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Малютенко В. К., Малозовский Ю. М.

Тепловое излучение (ТИ) объекта обусловлено его взаимодействием с окружающей средой. В равновесных или близких к равновесным условиям параметры ТИ определяются принципом детального равновесия и могут быть рассчитаны из общих положений, в частности из закона Кирхгофа: ТИ тем сильнее, чем больше поглощение (коэффициент поглощения) объекта в заданном спектральном диапазоне. Так как полупроводники особенно сильно поглощают в спектральной области собственного поглощения ( $\omega > E_g/\hbar$ ,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны), здесь следует ожидать и значительных потоков ТИ. Действительно, авторы [1, 2] наблюдали междузонное тепловое излучение Ge и InSb при  $T > 300$  К и по сдвигу края спектра оценили температурный коэффициент  $E_g$ . Однако детальные экспериментальные исследования ТИ в полу-

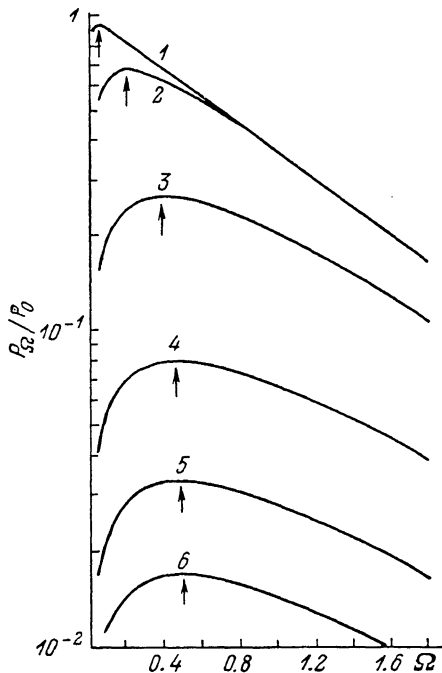


Рис. 1. Спектральное распределение междузонного теплового излучения при различных толщинах кристалла,  $P_\omega/P_0$ .

D: 1 — 10, 2 — 2, 3 — 0.40, 4 — 0.1, 5 — 0.04, 6 — 0.02.

проводниках до сих пор не выполнены, отсутствует теория явления, не исследованы возможности его использования.

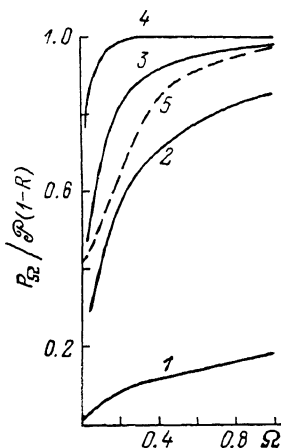


Рис. 2.

То же, что и на рис. 1 (нормировано на плотность фонового излучения  $\mathcal{P}$ ). 1—4 — теория, 5 — эксперимент [1]. D: 1 — 0.1, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 5, 5 — 1.5.

В настоящей работе сформулирован общий подход к количественному рассмотрению ТИ, получены асимптотические выражения для его спектрального распределения и интегральной мощности, а также толщинной зависимости этих параметров в прямозонном полупроводнике, проводится сравнение эксперимента с теорией.

Если коэффициент поглощения междузонного излучения  $k_\omega$ , то в результате генерации в полупроводнике электронно-дырочных пар фоновым излучением с планковским спектром  $\rho_\omega$  и последующей их рекомбинации полупроводник становится источником ТИ. Объемную плотность рекомбинационного излучения в единичном частотном интервале  $d\omega$  и при единичном телесном угле  $d\theta$  в соответствии с принципом детального равновесия можно представить в виде

$$I_\omega = \frac{k_\omega \rho_\omega c n_\omega^2}{4\pi}, \quad \rho_\omega = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{|1}{e^{\hbar \omega/T} - 1}, \quad (1)$$

где  $n_\omega$  — показатель преломления материала (предполагается частотно независимым),  $T$  — температура в энергетических единицах. Ограничим рассмотрение пластиной толщиной  $2d$  ( $-d \leq y \leq d$ ) с коэффициентом отражения  $R$  на гранях. Учтем, что выходящее из такого образца излучение ослабляется вследствие поглощения на длине  $y/\cos \theta$  ( $\theta$  — угол падения), частично отражается поверхностью в объеме кристалла (многократным отражением пренебрегаем) и выходит наружу только в пределах углов падения, меньших угла полного внутреннего отражения [ $\theta_0 = \arcsin(1/n)$ ]. Тогда мощность равновесного рекомбинационного излучения  $P$ , выходящего с единицы поверхности  $y = -d$ , можно представить в виде

$$P = \frac{\hbar n^2}{2\pi^2 c^2} (1 - R) \int_{E_g/\hbar}^{\infty} \frac{k_\omega \omega^3 d\omega}{e^{\hbar\omega/T} - 1} \int_{-d}^d dy \int_0^{\theta_0} \exp\left[-\frac{k_\omega(y+d)}{\cos \theta}\right] \cos \theta d\theta. \quad (2)$$

В дальнейшем ограничимся только прямозонными материалами и представим спектральную зависимость коэффициентов поглощения стандартным выражением  $k_\omega = k_0 \sqrt{\hbar\omega - E_g}$ . Сделаем еще два приближения: ограничим наше рассмотрение спектральной областью  $\hbar\omega/T \gg 1$ ;<sup>1</sup> так как в большинстве случаев  $n \simeq 4$  и из кристалла выходят лучи в телесном угле не более  $16^\circ$ , предположим, что  $\cos \theta \simeq 1$ .

В таких приближениях выражение (2) после интегрирования по углу  $\theta$  преобразуется к виду

$$P = \frac{\hbar n}{\pi^2 c^2 (1+n)^2} \int_{E_g/\hbar}^{\infty} d\omega \int_{-d}^d dy k_\omega \omega^3 \exp\left[-\frac{\hbar\omega}{T} - k_\omega(y+d)\right]. \quad (3)$$

Введем обозначения<sup>2</sup>

$$P_0 = \frac{T E_g^3 n e^{-E_g/T}}{\pi^2 c^2 \hbar^3 (1+n)^2}, \quad \xi = \frac{y}{d}, \quad a = \frac{T}{E_g},$$

$$\Omega = \frac{\hbar\omega - E_g}{T}, \quad k_T = k_0 \sqrt{T}, \quad D = k_T d.$$

После интегрирования (3) по безразмерной координате  $\xi$  получаем выражение для мощности равновесного теплового излучения

$$P/P_0 = \int_0^{\infty} (1 + a\Omega)^3 e^{-\Omega} [1 - e^{-2D\sqrt{\Omega}}] d\Omega. \quad (4)$$

Если воспользоваться приближением  $a\Omega \ll 1$ , что эквивалентно принятому ранее  $\hbar\omega/T \gg 1$ , то интеграл (4) вычисляется точно

$$P/P_0 = \sqrt{\pi} D e^{D^2} [1 - \operatorname{erf}(D)] \quad (5)$$

и по сути представляет собой аналитическое выражение для толщинной зависимости интегральной мощности междузонного излучения. Спектральное распределение излучения и его толщинную зависимость легко получить из (4)

$$P_\Omega/P_0 = [1 - e^{-2D\sqrt{\Omega}}] e^{-\Omega}, \quad (6)$$

которое в графическом виде представлено на рис. 1.

Воспользуемся результатами измерения спектрального распределения теплового излучения пластины антимонида индия толщиной  $45$  мкм из работы [1].

<sup>1</sup> Это условие справедливо для большинства исследуемых прямозонных полупроводников, так как  $\hbar\omega \geq E_g \geq T$ .

<sup>2</sup> Отметим, что в принятых обозначениях  $P_0$  — мощность равновесного теплового излучения полупроводника неограниченной толщины, а  $k_T$  — коэффициент поглощения при  $\hbar\omega = E_g + T$ .

Сравнение эксперимента с теорией выполним в безразмерных единицах частоты  $\Omega$  с учетом известных параметров материала<sup>3</sup> для двух температур эксперимента. Результаты сравнения изображены на рис. 2. Параметром кривых является безразмерная толщина кристалла, эксперименту соответствует  $D=1.5$ , теоретическим кривым —  $D=0.1-5$ . Частотный интервал по оси абсцисс — это энергии выше ширины запрещенной зоны, так как в принятых обозначениях  $\hbar\omega = E_g$  при  $\Omega=0$ . Сигналы излучения (по оси ординат) как в теории, так и в эксперименте нормированы к области сильного поглощения ( $\hbar\omega > E_g$ ), амплитуда сигнала в которой принята за единицу. Как видим, результаты расчета даже без учета многократного отражения в целом удовлетворительно согласуются с экспериментом: экспериментальные кривые для  $D=1.5$  располагаются между расчетными для  $D=1$  и 2. Качественное различие имеет место при  $\hbar\omega = E_g$ : измеряемый сигнал теплового излучения конечен, теория предсказывает отсутствие излучения вследствие принятого в приближении прямых переходов условия  $k=0$  на частоте  $\hbar\omega = E_g$ . В реальных условиях конечное значение  $k_0$  вблизи дна зоны проводимости обуславливают так называемые «хвосты состояний», а также поглощение свободными носителями тока. Оба эффекта в теории не рассматривались.

Представленные результаты свидетельствуют о значительном влиянии толщины кристалла на такие параметры междузонного теплового испускания полупроводника, как интегральная мощность и ее спектральное распределение. В прямозонном полупроводнике получены аналитические выражения для этих параметров. Рассмотренные особенности теплового излучения «формируются» частотной дисперсией коэффициента поглощения при зона-зонных переходах, а также функцией распределения фотонов в излучении фона в рассматриваемом спектральном диапазоне.

Полученные результаты применимы для описания междузонной люминесценции полупроводников при однородной по всему объему и линейной по уровню возбуждения генерации электронно-дырочной плазмы. Они могут быть также использованы при исследовании явления отрицательной люминесценции (спектральное распределение, максимальное значение мощности сигнала и его толщинная зависимость в области междузонных переходов), а также при разработке полупроводниковых тепловых источников света [3].

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Moss T. S., Hawkins T. D. H. — Proc. Phys. Soc., 1958, v. 72, N 463, p. 270—273.  
 [2] Stierwalt D. L., Potter R. F. — Phys. Rev. A, 1965, v. 137, N 3, p. 1007—1009.  
 [3] Фок М. В. Об идеальном тепловом источнике света. — Опт. и спектр., 1962, т. 13, в. 4, с. 612—613.

Институт полупроводников  
АН УССР  
Киев

Получено 17.11.1986  
Принято к печати 21.08.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

## О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО АНАЛОГА ЭФФЕКТА МАРАНГОНИ

Иоффе И. В.

В [1, 2] показано, что в полупроводнике при разогреве носителей тока возможно возникновение ячеек Бинара в газе электронов. Покажем, что в собственных полупроводниках в отсутствие разогрева носителей тока возможно

<sup>3</sup>  $k_0 = e^2 \sqrt{2m_n} / cn \hbar^2 = 3.4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-1} \cdot \text{эрг}^{-1/2}$ ,  $E_g = 0.164 \text{ эВ}$  при 312.7 К и 0.16 эВ при 320.5 К.