

02;05
©1994ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИ
ТОНКОГО МОНОКРИСТАЛЛА КРЕМНИЯ

А.Н.Магунов

Информация об излучательном теплоотводе от полупроводниковых пластин представляет интерес при изучении температурных режимов многих вакуумных процессов микротехнологии. К полупрозрачным кристаллам обычно применяют модель излучения серого тела [1] $D_R = \varepsilon \sigma T^4$, где D_R — мощность излучения с единичной площади, $\varepsilon < 1$ — интегральный коэффициент излучения, σ — постоянная Стефана-Больцмана, T — температура. Данные по величине ε разноречивы. Например, для прозрачных в ИК диапазоне пластин кремния при $T = 300 - 500$ К приводят значения $\varepsilon \approx 0.05$ [2], 0.27 [3], 0.31 [4], 0.5–0.9 [1]. Измерения спектральных коэффициентов $\varepsilon(\lambda)$ проведены в узких диапазонах спектра и температур [5–6]. Применимость модели серого тела к слаболегированным полупроводникам в литературе не обоснована, так как кристаллы являются селективными излучателями, и основная предпосылка модели — условие $\varepsilon(\lambda) = \text{const}$ — не выполняется при низких температурах.

Плотность мощности D_R может быть определена численным интегрированием [7]:

$$D_R = 2 \int_0^{\pi/2} \int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda, T, \varphi) B(\lambda, T) m(\varphi) d\lambda d\varphi, \quad (1)$$

где λ — длина волны, φ — угол, отсчитываемый от нормали к поверхности, B — функция Планка, m — весовой множитель.

Спектральный коэффициент излучения определяется из уравнения баланса [8]

$$\varepsilon(\lambda) = 1 - \rho(\lambda) - \tau(\lambda), \quad (2)$$

где ρ и τ — коэффициенты отражения и пропускания света пластиной (с учетом интерференции или многократных отражений).

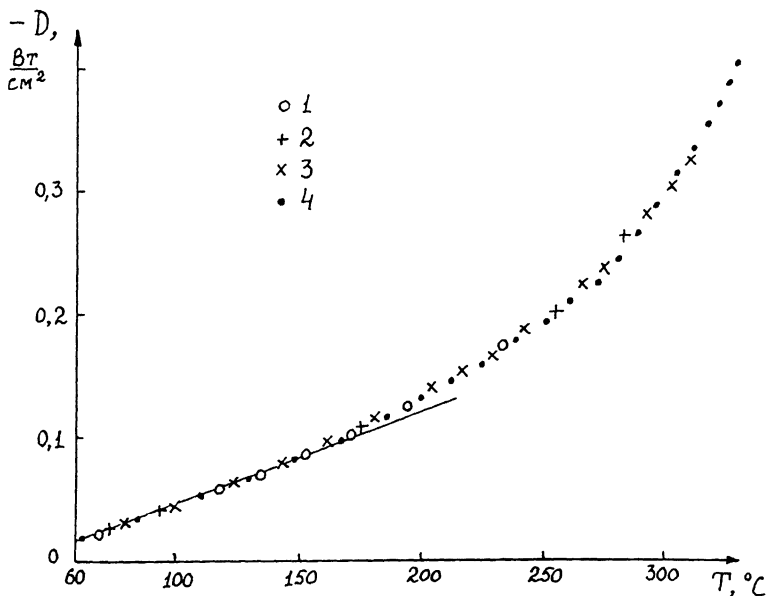


Рис. 1. Температурная зависимость плотности мощности теплоотвода при остывании пластинки монокристаллического кремния после выключения разряда в азоте. Мощность, вкладываемая в разряд: 1 — 180, 2 — 230, 3 — 300, 4 — 340 Вт.

Для расчета необходимо знать температурную зависимость коэффициентов поглощения α (см^{-1}) в широком спектральном диапазоне. Формула Друде [9] $\alpha \sim \lambda^2$, в которой температурная зависимость концентрации свободных носителей $n(T)$ задается аррениусовским законом [10], а подвижность носителей $\mu(T)$ — эмпирической аппроксимацией [11], приводит к зависимости $D_R \sim T^n$, где $n \approx 10 - 11$ (для толщин кремния 0.5 и 0.35 мм). При этом $\epsilon \approx 1.6 \cdot 10^{-18} T^6$ для толщины $h = 0.5$ мм и $500 \lesssim T \lesssim 800$ К.

В данной работе проведено экспериментальное определение зависимости $D(T)$ для монокристаллов кремния с концентрацией примеси (фосфора) 10^{15} см^{-3} .

Пластинка кремния размером 2.7×2.7 см и толщиной 0.36–0.47 мм подвешивается в реакторе на тонких кварцевых стержнях нагревается в плазме ВЧ разряда до температуры 350°C . Давление газа (азот, кислород) 50 Па. Регистрируется зависимость температуры пластинки от времени (t) после выключения разряда. Описание установки и метода измерения приведено ранее [12]. После дифференцирования зависимости $T(t)$ можно определить мощность, отводимую от пластинки в любой момент времени и тем самым при лю-

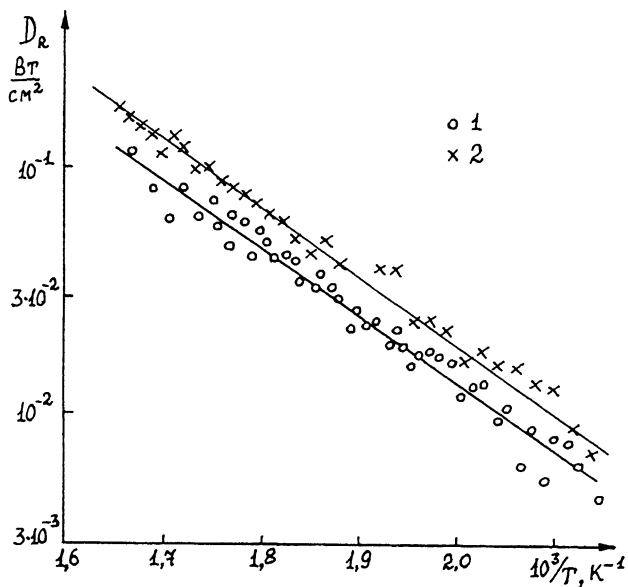


Рис. 2. Температурная зависимость плотности мощности радиационного теплоотвода. Толщина монокристалла кремния: 1 — 360, 2 — 470 мкм.

бой температуре $T \leq 350^\circ \text{C}$. На рис. 1 показаны зависимости $D(T) = cp'hdT/dt$, где c — удельная теплоемкость, ρ' — плотность кремния.

При $T \lesssim 170^\circ \text{C}$ зависимость аппроксимируется выражением $D(t) = a \cdot \exp(-bt)$, где a и b — постоянные. Зависимость $D(T)$ аппроксимируется в том же диапазоне выражением $D(T) = A - BT$, где A — постоянная, значения b в обоих выражениях совпадают. Основной канал теплоотвода обусловлен теплопроводностью газа: $D = \alpha_0(T - T_g)$, где α_0 ($\text{Вт}/\text{см}^2 \text{K}$) — коэффициент теплоотдачи на границе поверхность-газ, T_g — температура газа. С помощью зависимостей $D(t)$ или $D(T)$ можно определить оба параметра теплообмена [13]. Коэффициент α_0 не зависит от температуры поверхности, но зависит от температуры газа [14]. За время нагревания образца в разряде (~ 100 с) температура стенок реактора практически не изменяется (их толщина 5 мм). После выключения разряда газ охлаждается до температуры стенок за $\sim 3 \cdot 10^{-2}$ с.

Высокотемпературная часть зависимости $D(t)$ объясняется совместным действием излучательного и кондуктивного теплоотвода. Определим разность $D_R = D_1 - D_2$, где индекс 1 относится к экспериментальной зависимости, а ин-

декс 2 — к экстраполяции в область $T > 170^\circ \text{C}$ аппроксимаций, полученных при $T < 170^\circ \text{C}$. Зависимость $D_R(T)$ спрямляется в аррениусовских координатах (рис. 2). Наблюдается зависимость D_R от толщины пластины, что свидетельствует об объемной локализации теплового источника. При остывании пластинки в разных газах зависимость $D_R(T)$ сохраняется. Энергия активации ΔE близка к половине ширины запрещенной зоны кремния: $\Delta E = 0.55 \pm 0.02$ эВ для $h = 0.47$ мм и $\Delta E = 0.53 \pm 0.02$ эВ для $h = 0.36$ мм (каждое значение получено по результатам трех экспериментов). Этот факт указывает на то, что механизм теплоотвода связан со свободными носителями заряда в кремнии. Известно [10], что их концентрация определяется аналогичной зависимостью с энергией активации $\Delta E = E_g/2$, где $E_g = 1.21$ эВ.

Выражение для коэффициента излучения (2) при нормальном падении света имеет вид

$$\varepsilon(\lambda) = (1 - R)[1 - \exp(-\alpha h)][1 - R \cdot \exp(-\alpha h)]^{-1}, \quad (3)$$

где $R = [(n - 1)/(n + 1)]^2$, n — показатель преломления. В пределе $\alpha h \ll 1$ получаем $\varepsilon(\lambda) \approx \alpha h$. Малая оптическая толщина слоя во всем спектральном диапазоне, где функция Планка не является пренебрежимо малой, является необходимым условием наблюдения аррениусовской зависимости $D_R(T)$.

Интегральный коэффициент излучения определим следующим образом:

$$\varepsilon = C \cdot \exp(-BT^{-1}) \cdot W_0^{-1}, \quad (4)$$

где $W_0 = 2\sigma T^4$; $C = 7.01 \cdot 10^3$ Вт/см² и $B = 6.40 \cdot 10^3$ К для $h = 0.47$ мм; $C = 3.25 \cdot 10^3$ Вт/см² и $B = 6.20 \cdot 10^3$ К для $h = 0.36$ мм. Множитель 2 в выражение для W_0 введен потому, что плотность мощности $D_R(T)$ (рис. 2) излучается с двух поверхностей пластины, т. е. на 1 см² одной поверхности приходится вдвое меньшая мощность. Для $h = 0.47$ мм получаем $\varepsilon \approx 1.6 \cdot 10^{-2}$ при $T = 473$ К и $\varepsilon \approx 8 \cdot 10^{-2}$ при $T = 573$ К. Экстраполяция (4) к $T = 293$ К дает $\varepsilon \approx 3 \cdot 10^{-5}$, численное интегрирование (1) дает $\varepsilon \approx 5 \cdot 10^{-2}$. Причина расхождения в том, что при уменьшении температуры происходит смена основного механизма излучения (это учтено при численном интегрировании). При $T = 300$ К излучение сосредоточено в полосах поглощения света колебаниями решетки и примесями (8–25 мкм), причем максимум функции Планка находится в области $\lambda \approx 10$ мкм. При увеличении T максимум смещается в коротковолновую область, где практически отсутствует поглощение, т. е. нет и механизма

излучения. При этом величина ε уменьшается. Дальнейший рост температуры сопровождается увеличением концентрации свободных носителей заряда и появлением механизма излучения в ИК и СВЧ диапазонах спектра. Теперь основной механизм радиационных потерь — тормозное излучение при рассеянии на колебаниях решетки. Излучаются преимущественно кванты с энергией $h\nu \ll kT$ в дальнем ИК диапазоне. В области $h\nu \sim kT$ излучение обусловлено рассеянием на ионах (атом+дырка), но интенсивность этого процесса мала.

Оценим время релаксации импульса и среднюю энергию, теряемую на излучение в одном столкновении. Потери на тормозное излучение при рассеянии нейтральными частицами имеют вид [15]:

$$P(\text{Вт/см}^3) \approx 1.2 \cdot 10^{-29} N_a n_e \sigma_a T^{2.5}, \quad (5)$$

где N_a и n_e — концентрации нейтральных частиц и свободных носителей заряда, $\sigma_a(\text{см}^2)$ — сечение рассеяния.

Используя результат эксперимента, подставим в левую часть (5) вместо P значение D_R/h , имеющее тот же смысл и размерность. Получаем количество актов рассеяния на единичном пути $N_a \sigma_a(\text{см}^{-1})$. Для $T = 600 \text{ К}$ $N_a \sigma_a \approx 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, отсюда длина свободного пробега $l \approx (N_a \sigma_a)^{-1} \approx 3.5 \times 10^{-7} \text{ см}$. Время релаксации $\tau_0 \approx l/v$, где $v = (3kT/m^*)^{0.5}$, получается равным $\tau_0 \approx 1.2 \cdot 10^{-14} \text{ с}$ (m^* — эффективная масса носителя). Поскольку $\tau_0 \sim T^{-1.5}$, для $T = 300 \text{ К}$ получаем $\tau_0 \approx 3.5 \cdot 10^{-14} \text{ с}$.

При $T = 600 \text{ К}$ потери на излучение в расчете на один свободный носитель составляют $2 \cdot 10^3 \text{ эВ/с}$. Излучательные потери на одно столкновение с фоном составляют $3 \cdot 10^{-11} \text{ эВ}$, что намного меньше не только величины $kT = 0.05 \text{ эВ}$, но и упругих потерь при рассеянии $(2m^*M^{-1}) \cdot 1.5 kT \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}$ (здесь M — масса атома Si). Такое соотношение между kT , упругими и излучательными потерями, характерно для тормозного излучения в любой плазме. При той же температуре вклад тормозного излучения при рассеянии на ионах в интегральную мощность, излучаемую пластиной, на порядок меньше ($D_{ei} \approx 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см}^2$, $D_{ea} \approx 0.16 \text{ Вт/см}^2$). Отклонение от равновесия решетки и свободных носителей, вызванное радиационными потерями, пренебрежимо мало вследствие сильной электрон-фононной связи.

Переход от условия $ah \ll 1$ к пределу большой оптической толщины $ah \gg 1$ (при $t \gtrsim 900 \text{ К}$) будет сопровождаться приближением $D_R(T)$ к виду $D_R = \varepsilon \sigma T^4$, где $\varepsilon \approx 0.7$ [16].

Список литературы

- [1] Писаревский К.Е. // Электронная техника. Сер. 3. Микроэлектроника. 1985. В. 2. С. 88-94.
- [2] Luckman G., Badcock C.P., Maynard H.L. et al. // Proc. SPIE. Advances in Resist Technology and Processing. 1992. V. 1672. P. 573-585.
- [3] Durandet A., Joubert O., Pelletier J., Pichot M. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. N 8. P. 3862-3866.
- [4] Остроухов Н.Н. // Микроэлектроника. 1991. Т. 20. В. 1. С. 55-63.
- [5] Мосс Т. Оптические свойства полупроводников. М.: ИЛ, 1961. 316 с.
- [6] Реньян В.П. Технология полупроводникового кремния. М.: Металлургия, 1969. 336 с.
- [7] Свет Д.Я. Объективные методы высокотемпературной пирометрии при непрерывном спектре излучения. М.: Наука, 1968. 236 с.
- [8] McMahon H.O. // J. Opt. Soc. Amer. 1950. V. 40. N 6. P. 376-380.
- [9] Гроссе П. Свободные электроны в твердых телах. М.: Мир, 1982. 270 с.
- [10] Баранский П.И., Клочков В.П., Потыкевич И.В. Полупроводниковая электроника. Киев: Наукова думка, 1975. 704 с.
- [11] Полупроводники / Под ред. Н.Хеннея. М.: ИЛ, 1962. 870 с.
- [12] Магунов А.Н., Мудров Е.В. // ТВТ. 1992. Т. 30. В. 2. С. 372-378.
- [13] Магунов А.Н. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 10. С. 44-48.
- [14] Магунов А.Н. Лазерная сканирующая калориметрия гетерогенных процессов при взаимодействии плазмы с поверхностью / Юбил. сб. тр. Отд. информатики, выч. техники и автоматизации. М.: РАН, 1993. Т. 3. С. 50-66.
- [15] Крайнов В.П., Смирнов Б.М. Излучательные процессы в атомной физике. М.: Высшая школа, 1983. 285 с.
- [16] Overtoom F., Boyd I.M. // J. Phys. E: Sci. Instrum. 1988. V. 21. P. 550-553.

Институт микроэлектроники
Ярославль

Поступило в Редакцию
1 февраля 1994 г.