

УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПРИ ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ ДЫРОК АЛМАЗА С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ЭФФЕКТИВНЫМИ МАССАМИ

В. А. Чуенков

Теоретически доказана возможность усиления электромагнитных волн при циклотронном резонансе тяжелых дырок алмаза с отрицательными эффективными массами в параллельных электрическом и магнитном полях, ориентированных вдоль оси [001] кристаллической решетки.

Идея резонансного усиления электромагнитных волн в дырочном германии на дырках с отрицательными эффективными массами, вращающихся в магнитном поле $H \parallel E \parallel k \parallel [001]$ (E — постоянное электрическое поле, k — волновой вектор циркулярно-поляризованной электромагнитной волны), была высказана Дусманисом /1/. Корректное теоретическое обоснование этой идеи дано в /2/. Экспериментально генерация индуцированного электромагнитного излучения с длиной волны $\lambda = 2$ мм в сравнительно чистом германии ($P_0 \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$) при гелиевых температурах и указанной ориентации электрического и магнитного полей была обнаружена в /3/.

Теоретический и практический интерес представляет осуществление генерации электромагнитных волн на основании изложенного принципа при более высоких температурах и в более коротковолновой области спектра. Для этого необходимо использовать другие материалы, среди которых одним из наиболее перспективных является дырочный полупроводниковый алмаз.

Решение поставленной задачи сводится к нахождению закона дисперсии и функции распределения тяжелых дырок в алмазе при параллельной ориентации электрического и магнитного полей и вычислению высокочастотной дифференциальной проводимости σ_ω вдоль электрического поля электромагнитной волны.

Вычисленная нами в рамках модели Кейна /4/ зависимость энергии тяжелых дырок ϵ от импульса p (закон дисперсии) имеет сложный резко анизотропный вид. Однако детальный анализ показал, что динамику дырок как с отрицательными, так и с положительными эффективными циклотронными массами в алмазе достаточно корректно описывает аксиально-симметричный закон дисперсии

$$\epsilon(p) = (1/2m) [p^2 - \alpha \sqrt{p_\perp^2 p_z^2 + p_\perp^4/8}], \quad (1)$$

где p_z и p_\perp — составляющие импульса соответственно в направлении оси [001] и в перпендикулярной ей плоскости; $m = 0,28 m_0$; m_0 — масса свободного электрона; α — варьируемый

параметр анизотропии, значения которого ограничены интервалом $1,2 < \alpha < 1,68$. Согласно (1) циклотронная частота описывается формулой:

$$\omega_c = \bar{\omega}_c \left[1 - \frac{1}{2 \operatorname{tg} \theta} \frac{1 + 0,25 \operatorname{tg}^2 \theta}{\sqrt{1 + 0,125 \operatorname{tg}^2 \theta}} \right], \quad (2)$$

где $\bar{\omega}_c = eH/mc$, e — абсолютная величина заряда электрона, c — скорость света, θ — угол между импульсом p и осью $[001]$. Из (2) следует, что внутри конуса $\theta = \theta_m$ (θ_m определяется из условия $\omega_c = 0$) циклотронная частота $\omega_c < 0$, т.е. дырки обладают отрицательными эффективными массами, причем $\theta_m = 32,5^\circ$ при $\alpha = 1,2$ и $\theta_m = 40,5^\circ$ при $\alpha = 1,5$. В этих же пределах изменяются и значения θ_m , вычисленные с помощью точного закона дисперсии. Вместе с тем закон дисперсии (1) позволяет свести все вычисления к однократному численному интегрированию.

Из сказанного ранее следует, что для получения отрицательных значений σ_ω необходимо иметь достаточное число дырок, движущихся под сравнительно малыми углами θ к оси анизотропии. Этого можно достичь при выполнении условий /2/

$$\hbar\omega_0 \gg k_0 T; \quad \tau_0 < \tau_E < \tau_i; \quad E_\omega/E \ll 1, \quad (3)$$

где \hbar — постоянная Планка; ω_0 — частота оптических фононов; k_0 — постоянная Больцмана; T — температура кристалла; $\tau_E = p_0/eE$ — время, за которое дырка, двигаясь вдоль электрического поля E , набирает энергию $\hbar\omega_0$; $p_0 = \sqrt{2m\hbar\omega_0}$; τ_i — время свободного пробега дырок при $\epsilon < \hbar\omega_0$ (пассивная область), определяемое рассеяние на примесях, акустических фононах, а также рассеянием с поглощением оптических фононов; τ_0 — время свободного пробега дырок при $\epsilon > \hbar\omega_0$ (активная область), определяемое спонтанным испусканием оптических фононов; E_ω и ω — соответственно амплитуда электрического поля и частота электромагнитной волны.

При условиях (3) система кинетических уравнений для функций распределения дырок в пассивной и активной областях достаточно проста и легко решается /2/, причем как в пассивной области, где находится подавляющая часть дырок, так и в активной области, где их значительно меньше, функция распределения оказывается сильно вытянутой в направлении электрического поля E .

Высокочастотная дифференциальная проводимость σ_ω , через которую выражается коэффициент поглощения $\kappa = 2\pi\sigma_\omega/c\sqrt{\epsilon_0}$ ($\epsilon_0 = 5,7$ — диэлектрическая постоянная алмаза), вычисляется по формуле

$$\sigma_{\omega} = \frac{2\pi e}{(2\pi\hbar)^3 E_{\omega}} \int dp_{\perp} p_{\perp} \int dp_z \frac{\partial \epsilon}{\partial p_{\perp}} f_{\omega}, \quad (4)$$

где $f_{\omega}(p_{\perp}, p_z)$ — амплитуда осциллирующей составляющей функции распределения дырок в пассивной области, а $\epsilon(p_{\perp}, p_z)$ определяется формулой (1).

При условии $\omega \gg \omega_E = 1/\tau_E$ (3) основной вклад в σ_{ω} вносят дырки, для которых выполняется условие резонанса $\omega_c(p_{\perp}, p_z) = \omega_c(\theta_0) = \omega$. Вычисленную при этом условии резонансную часть σ_{ω} обозначим через $\sigma_{\omega r}$.

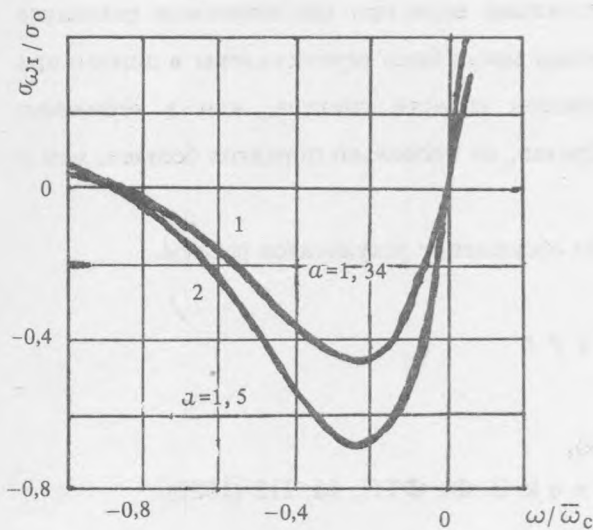


Рис. 1. Частотная зависимость резонансной части высокочастотной дифференциальной проводимости при значениях параметра анизотропии $\alpha = 1,34$ (1) и $1,5$ (2).

На рис. 1 представлена зависимость $\sigma_{\omega r} / \sigma_0$ ($\sigma_0 = e^2 P_0 / m \bar{\omega}_c$) от $\omega / \bar{\omega}_c$ при $P_0 = 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T = 100 \text{ К}$, $E = 10^4 \text{ В/см}$ для двух значений $\alpha = 1,34$ и $1,5$. Расчеты выполнены при $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-14} \text{ с}$; $\hbar\omega_0 = 0,167 \text{ эВ}$; $m = 0,28m_0$; $E_0 = \hbar\omega_0 m / e\tau_0 p_0 = 3 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ /5/.

Приведенная на рис. 1 зависимость показывает, что существуют условия, в которых $\sigma_{\omega r}$ и коэффициент поглощения принимают отрицательные значения и, следовательно, возможны усиление и генерация электромагнитного излучения в дырочном алмазе. Эти условия, определяемые неравенствами (3), неравенством $\omega \gg \omega_E$ и оптимальными значениями $\sigma_{\omega r} = -0,4\sigma_0$, $\omega / \bar{\omega}_c = -0,5$ (рис. 1), сводятся к следующим: 1) концентрация дырок и заряженных примесей меньше 10^{16} см^{-3} , концентрация нейтральных примесей меньше 10^{20} см^{-3} ; 2) температура решетки, электрическое и магнитное поля ограничены интервалами: $70 \text{ К} \leq T \leq 300 \text{ К}$; $5 \cdot 10^3 \text{ В/см} \leq E \leq 4 \cdot 10^4 \text{ В/см}$; $4 \cdot 10^4 \text{ Э} \leq H \leq 4 \cdot 10^5 \text{ Э}$; 3) во избежание перегрева образца длительность импульса электрического поля не должна превышать $10^{-6} - 10^{-7} \text{ с}$.

При указанных значениях T , P_0 , E и H длина волны генерируемого излучения меняется в пределах $0,15 \text{ мм} \leq \lambda \leq 1,5 \text{ мм}$; коэффициент поглощения κ — от -3 до -30 см^{-1} при $P_0 = 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$; максимальная мощность, излучаемая с поверхности кристалла, $W_s = c\sqrt{\epsilon_0} E_\omega^2 / 4\pi = 2,5 \cdot 10^4 - 1,6 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$ при $E_\omega = 0,4 E = 2 \cdot 10^3 - 1,6 \cdot 10^4 \text{ В/см}$.

Проделанные нами оценки показали, что рассмотренный механизм резонансного усиления электромагнитных волн в области $0,15 \text{ мм} \leq \lambda \leq 1,5 \text{ мм}$ подавляет все механизмы поглощения в алмазе (решеточное поглощение; внутризонное нерезонансное поглощение всех типов дырок; поглощение, связанное с межзонными переходами дырок). Учет этих механизмов поглощения не влияет на полученные выводы.

Таким образом, усиление и генерация электромагнитных волн при циклотронном резонансе тяжелых дырок с отрицательными эффективными массами могут быть осуществлены в алмазе при более высоких температурах и в более коротковолновой области спектра, чем в германии; максимальная мощность, излучаемая с поверхности образца, на несколько порядков больше, чем в германии.

Автор благодарен В. С. Вавилову и В. Н. Мурзину за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dousmanis G. C. Phys. Rev. Lett., 1, 55 (1958).
2. Андронов А. А., Додин Е. П., Красильник З. Ф. ФТП, 16, 212 (1982).
3. Андронов А. А. и др. ЖЭТФ, 90, 367 (1986).
4. Кане Е. О. J. Phys. Chem. Solids, 1, 82 (1956).
5. Landolt — B ö r n s t e i n. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. New Series, vol. 17a. pp. 36—42, 356 (1982).

Поступила в редакцию 4 июля 1991 г.