

**НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ СВЧ ПРОВОДИМОСТЬ
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ
ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ**

А. А. Андронов, В. А. Козлов

Использование известных в полупроводниковой СВЧ электронике механизмов объемной отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) для генерации коротковолнового СВЧ излучения в достаточно толстых образцах встречается с трудностями, в частности, из-за наличия ОДП и на низких частотах. Механизм объемной ОДП, предлагаемый в настоящей работе, приводит к ОДП лишь на достаточно высоких частотах, поэтому можно надеяться, что он будет использован для генерации коротковолнового СВЧ излучения в образцах, с размерами, определяемыми лишь условиями охлаждения.

СВЧ ОДП возможна в "чистых" полупроводниках при низких температурах в таком постоянном электрическом поле E , при котором основной механизм рассеяния электронов – спонтанное излучение ими оптических фононов; именно, если ¹⁾

$$\nu p_0 \ll eE \ll p_0 / \tau_0. \quad (1)$$

¹⁾ Гальваномагнитные эффекты в таких условиях рассматривались в [1], а эффекты "сильных" переменных полей – в [2].

Здесь ν — частота столкновений электронов при $p < p_0$, p — импульс электрона, $p_0^2 / 2m = \hbar\omega_0$, ω_0 — частота оптического фонона, e и m — заряд и эффективная масса электрона, τ_0 — время спонтанного излучения электроном оптического фонона. В этих условиях электроны фактически имеют собственную частоту 1).

$$\omega_E = \frac{2\pi}{\tau_E} \quad \tau_E = \frac{p_0}{eE},$$

определяемую временем ускорения электрона τ_E в поле E до энергии $\hbar\omega_0$ и быстрой его остановки за счет излучения оптического фонона (ср. [1, 4]); при $\omega \gtrsim \omega_E$ и возможна СВЧ ОДП. Она возникает из-за пролета и группировки электронов в фазовом пространстве, приводящих к осцилляторной зависимости переменной части функции распределения f_{\sim} от импульса. Так при $\nu = 0$ и $\tau_0 \rightarrow 0$ $f_{\sim} = C e^{-i\omega p_z / eE}$, $C = C(\tau_0)$ ($C = 0$, $\tau_0 = 0$), $E \uparrow Z_0$, $0 < p_z < p_0$. В этих условиях число осцилляций f_{\sim} на интервале $(0, p_0)$ оказывается важным параметром, определяющим дисперсию дифференциальной проводимости (ДП) и области ОДП. Эффекты группировки, приводящие к ОДП, напоминают известные в электронике монотронный и клистронный эффекты, а также эффекты, связанные с зависимостью частоты столкновений электронов от энергии [5, 6] ср. также [7, 8]. Здесь мы рассмотрим простейший случай, для которого СВЧ ОДП возможна, именно, будем считать, что температура решетки $T = 0$, $\nu = 0$, $\omega\tau_0 \ll 1$.

При малом значении τ_0 ДП в однородном электрическом поле можно найти модификацией метода возмущений по τ_0 в кинетическом уравнении для электронов, учитывая в этом уравнении при $p > p_0$ лишь член с электрическим полем и член "ухода из-за спонтанного излучения оптических фононов. Мы приведем результат — выражение для ДП $\sigma = \sigma_{zz}$ в условиях, когда рассеяние электронов на оптических фононах — полярное²⁾: при $\Omega = 0$, $\Omega = \omega\tau_E$

$$\sigma = \sigma_0 = \frac{\omega_p^2}{4\pi\omega_E} \mu^2 \frac{\Gamma(5/3)}{6} \quad (2)$$

при $\Omega \gg 1$

$$\sigma = \sigma_\Omega = \frac{\omega_p^2}{4\pi\omega_E \Omega} Q(x) \frac{[-\sin \Omega + i(R - \cos \Omega)]}{[(R - \cos \Omega)^2 + R^2 \sin^2 \Omega]} \quad (3)$$

1) Особенности во флуктуациях тока при $\omega = n\omega_E$, $n = 1, 2, 3, \dots$ обсуждались в [3, 4]. В [4] указано, что при $\nu = 0$, $\tau_0 = 0$ дифференциальная проводимость $\sigma = 0$.

2) При деформационном рассеянии, из-за иной зависимости матричного элемента от вектора рассеяния, изменяется член "прихода" в кинетическом уравнении при $p < p_0$. Вследствие этого $\sigma < 0$ при $\omega = 0$, однако, при $\Omega \gg 1$ изменение члена "прихода" несущественно, так что формула (3), переписанная в соответствующих терминах годится и при деформационном рассеянии.

В этих выражениях ω_p – ленгмюровская частота электронов, $\mu = (3E/2E_0)^{1/3}$, E_0 – характерное поле полярного рассеяния,

$$R(x) = x^{-1} \int_0^{\infty} \sin(xt^{1/3}) e^{-t} t^{-1/3} dt;$$

$$Q(x) = x^{-1} \int_0^{\infty} \sin(xt^{1/3}) e^{-t} (1-t) t^{-1/3} dt$$

$x = \mu\Omega$, $Q > 0$. При $x \rightarrow 0$ $R \approx 1 - 0,15x^2$, $Q \approx 0,1x^2$. Из (2), (3) следует, что $\sigma > 0$ при $\omega \rightarrow 0$ и $\sigma < 0$ при $(n + 1/2)\omega_E > \omega > n\omega_E$, n – целое, $n > 0$. Выражения (2), (3) справедливы при $\mu \ll 1$, $\Omega\mu^2 \ll 1$, $\sigma_{\Omega} \gg \sigma_0$. Отметим также, что вкладом в ДП рассеяния электронов на ионизованных примесях (которое сингулярно при $p = 0$) можно пренебречь, лишь если τ_0 не слишком мало: $\nu_i \tau_E \ll \mu^2$, ν_i – частота столкновений электронов с ионизованными примесями при $p = p_0$.

Выше не учитывалось влияние магнитного поля $H \perp E$ на ДП. Роль слабого поля H (когда при $p < p_0$ статические траектории незамкнуты – см. [1]) будет рассмотрена в другом месте. Здесь же мы только отметим, что в этом случае из-за изменения статических траекторий переменным полем статическая и СВЧ ОДП возможны и при $\nu = 0$, $\tau_0 = 0$. Что же касается сильного магнитного поля, то в этом случае распределение электронов при $p < p_0$ по замкнутым траекториям (см. [1]) может удовлетворять условиям, *необходимым* для функционирования мазеров на циклотронном резонансе (см., например, [5, 7, 9, 10]), так что в этом случае было бы интересно исследовать ДП при $\omega \approx \omega_c$; ω_c – циклотронная частота (ОДП при $\omega \approx \omega_c$ предлагалась в [11] без аргументации в пользу неравномерности электронов).

Подходящими материалами для обнаружения рассмотренной ОДП является GaAs n -типа с концентрацией примесей $N \lesssim 10^{15}$, для которого в рассматриваемых условиях ($\omega\tau_0 \ll 1$) можно иметь ОДП вплоть до частот в сотню гигагерц. Не исключено также, что эффекты СВЧ ОДП, подобные обсуждавшимся, имеют отношение к интерпретации СВЧ излучений из полупроводников во внешних полях (см., например, [12]).

Авторы благодарят В.Н.Генкина, В.В.Зильберберга и В.Ю.Трахтенгерца за замечания, а А.М.Белянцева и А.В.Гапонова за внимание к работе.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
12 декабря 1972 г.

Литература

- [1] И.И.Васильюс, И.Б.Левинсон. ЖЭТФ, 50, 1660, 1966; 52, 1013, 1967.
- [2] Ф.Г.Басс, Ю.Г.Гуревич, А.Ю.Матулис, И.Б.Левинсон. ЖЭТФ, 55, 999, 1968; А.Ю.Матулис. ФТТ, 12, 26, 1970; О.Н.Чавчанидзе. ЖЭТФ, 62, 797, 1972.
- [3] P. J. Price. IBM J., 3, 191, 1959.
- [4] И.В.Левинсон, А.Ю.Матулис. ЖЭТФ, 54, 1466, 1968.

- [5] J.Schneider. Phys. Rev. Lett., 2, 504, 1959.
- [6] S.Tanaka, K.Mutani, H.Kubo. J. Phys. Soc. Japan, 17, 1800, 1962.
- [7] P.A.Wolff. Physics, 1, 147, 1964.
- [8] H.J.Stocker. Phys. Rev. Lett., 18, 1197, 1967; В.Ф.Елесин. Письма в ЖЭТФ, 7, 229, 1968.
- [9] В.Лак. Quantum Elect. Symp. N.Y., 1959.
- [10] А.В.Гапонов, М.И.Петелин, В.К.Юлпатов. Известия высш. уч. зав. сер. Радиофизика, 10, 1414, 1960.
- [11] А.С.Тагер. Письма в ЖЭТФ, 3, 369, 1966.
- [12] В.В.Robinson, G.A.Swarts. J: Appl. Phys., 40, 4598, 1966; В.Н.Кобызов, А.С.Тагер. Письма в ЖЭТФ, 14, 164, 1971.
-