

ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ГЕРМАНИИ,
ОБУСЛОВЛЕННОЕ ПЕРЕХОДАМИ В ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЕ

В. Л. Конюченко, В. Н. Мурзин

УДК 505.349. - 537.311.33

Получены дисперсионные выражения для мнимой части диэлектрической проницаемости и коэффициента поглощения, обусловленных переходами свободных носителей между 1 и 2 ветвями валентной зоны в полупроводниках типа германия, применимые в широком интервале температур.

В последние годы все большее внимание исследователей привлекают процессы, возникающие в полупроводниках при высоких уровнях возбуждения. Особенный интерес представляют явления при низких температурах, когда коллективные взаимодействия носителей могут приводить к образованию новых электронных состояний, таких, например, как электронно-дырочные капли в германии /1-4/. Концентрация носителей в этой фазе, согласно экспериментальным данным /4/, составляет $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что соответствует условиям заметного вырождения носителей. Помимо плазменных явлений /4/ заметную роль в области частот, близких к плазменной частоте, должны играть переходы дырок в валентной зоне. Теория таких переходов развита для двух крайних случаев: больцмановского распределения /5,6/ и полного вырождения при $T = 0^\circ\text{K}$ /7/. В настоящей работе получены более общие выражения для мнимой части диэлектрической проницаемости и коэффициента поглощения, обусловленных переходами свободных дырок между 1 и 2 ветвями валентной зоны в полупроводниках типа германия. Эти формулы, в частности, позволят проследить за поглощением в германии при низких температурах и достаточно высоких концентрациях носителей.

Расчет основан на использовании матричных элементов для прямых переходов дырок между I и 2 ветвями валентной зоны в германии, полученных в работе /7/. С учетом этих данных комплексную диэлектрическую проницаемость $\epsilon_{12}(\omega)$ в интегральной форме можно представить в виде

$$\epsilon_{12}(\omega) = 4\pi e^2 \left(\frac{1}{2m_2} - \frac{1}{2m_1} \right) \int_0^{\infty} \frac{1}{\pi^2} \frac{[f_1(k) - f_2(k)] k^2 dk}{(1/2m_2 - 1/2m_1)^2 \hbar^2 k^4 - \omega^2}, \quad (I)$$

где частота ω - частота, e и m_i - заряд и масса носителей в соответствующих подзонах, k - их волновой вектор, а $f_1(k)$ и $f_2(k)$ - функции распределения. Интегрирование в правой части (I) не представляет большого труда в частном случае полного вырождения носителей при $T = 0^\circ K$ /7/. В общем случае задача не имеет аналитического решения. Однако, если ограничиться определением только мнимой части $\epsilon_{12}(\omega)$, то интеграл в (I) может быть найден в смысле главного значения по стандартной методике обхода особой точки по полуокружности бесконечно малого радиуса

$$\epsilon_{12}^*(\omega) = \frac{e^2}{\hbar^{3/2} (1/2m_2 - 1/2m_1)^{1/2}} \frac{1}{\omega^{1/2}} \times$$

$$\times \left\{ \left[\exp \left(\frac{\omega}{kT} \frac{\rho}{1-\rho} - \frac{E_F}{kT} \right) + 1 \right]^{-1} - \left[\exp \left(\frac{\omega}{kT} \frac{1}{1-\rho} - \frac{E_F}{kT} \right) + 1 \right]^{-1} \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\rho = m_2/m_1$, а E_F - уровень ферми. Полученное выражение для $\epsilon_{12}^*(\omega)$ полностью определяет спектральный ход коэффициента поглощения $\alpha_{12}(\omega) = \epsilon_{12}^* \omega / nc$ (n - показатель преломления, c - скорость света):

$$\alpha_{12}(\omega) = \frac{e^2 \omega^{1/2}}{n c \hbar^{3/2} (1/2m_2 - 1/2m_1)^{1/2}} \times$$

$$\times \left\{ \left[\exp \left(\frac{\omega}{kT} \frac{\rho}{1-\rho} - \frac{E_F}{kT} \right) + 1 \right]^{-1} - \left[\exp \left(\frac{\omega}{kT} \frac{1}{1-\rho} - \frac{E_F}{kT} \right) + 1 \right]^{-1} \right\}. \quad (3)$$

Полученные формулы (2) и (3) являются весьма общими и применимы в широком интервале температур. Однако, возможности их использования зависят от того, насколько легко определить при данной температуре уровень ферми. Рассмотрим несколько конкретных случаев.

а) Случай полного вырождения ($T = 0^{\circ}\text{K}$)

$$E_F(0) = \frac{\hbar^2}{2m_1} (3\pi^2 N_1)^{2/3}.$$

Формула /3/ переходит в

$$\alpha_{12}(\omega) = \frac{e^2 \omega^{1/2}}{\pi c \hbar^{3/2} (1/2m_2 - 1/2m_1)^{1/2}}, \quad \omega_1 < \omega < \omega_2, \quad (4)$$

где $\alpha_{12}(\omega)$ отличен от нуля между частотами $\omega_1 = E_F(0)(1 - \rho)$ и $\omega_2 = E_F(0)(1 - \rho)/\rho$, соответствующими энергетическому расстоянию между ветвями I и 2 валентной зоны в местах их перечисления с уровнем Ферми. Эти данные согласуются с результатами /7/ (с точностью до 1/2).

б) Случай низких температур ($kT \ll E_F(0)$)

$$E_F(T) = E_F(0) \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{E_F(0)} \right)^2 \right].$$

Расчет проводится с использованием общей формулы (3).

в) Случай высоких температур ($kT \gg E_F(0)$)

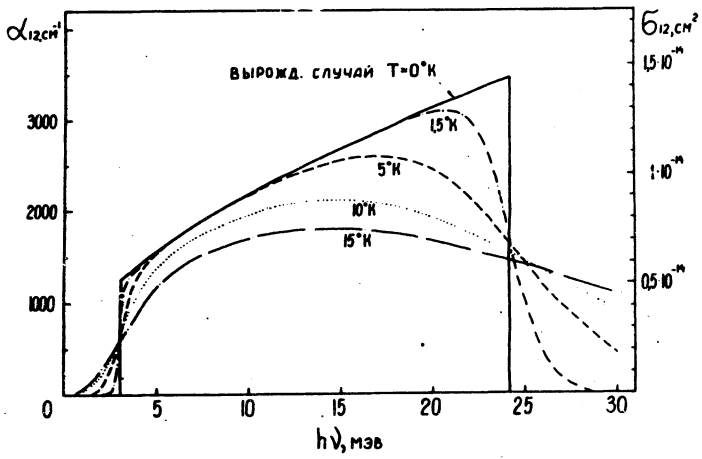
Применимо бoльцмановское распределение. Общее выражение (3) преобразуется к виду

$$\alpha_{12}(\omega) = \frac{2\pi^{3/2} \hbar^{3/2} e^2}{\pi c m_1} \frac{\rho^{1/2}}{(1 - \rho)^{1/2} (1 + \rho^{3/2})} \frac{N_1 \omega^{1/2}}{(kT)^{3/2}} \times \left\{ \exp\left(-\frac{\omega}{kT} \frac{\rho}{1 - \rho}\right) - \exp\left(-\frac{\omega}{kT} \frac{1}{1 - \rho}\right) \right\}. \quad (5)$$

Уровень Ферми в этом случае определяется с помощью нормировки по концентрации носителей, например, в верхней валентной зоне. Полученное выражение для $\alpha_{12}(\omega)$ совпадает по виду с ранее известной формулой для этого случая /5,6/, отличаясь на множитель

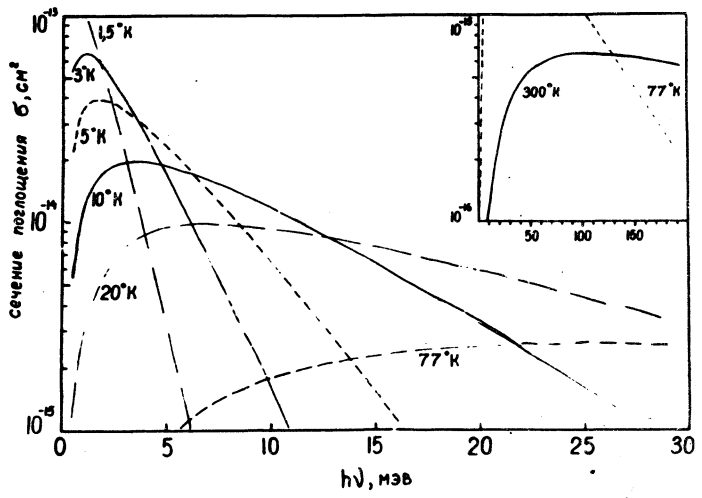
$(1 - \rho)^2 / 8 (m_1/m_0)^2 \rho^2 A_{12}^2$. Однако этот множитель для германия порядка 1,3, если воспользоваться $A_{12} = 6,4$ /5/, т.е. мало отличен от единицы.

Таким образом, в предельных случаях полученные для $\alpha_{12}(\omega)$ выражения удовлетворительно согласуются с известными формулами



Р и с. 1. Рассчитанные согласно (3) частотные зависимости коэффициента поглощения α_{12} и сечения поглощения σ_{12} в германии для концентрации свободных носителей $N = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в приближении

$$E_F(T) = E_F(0) \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{E_F(0)} \right)^2 \right]$$



Р и с. 2. Рассчитанные согласно (5) частотные зависимости σ_{12} для $N = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в приближении Больцмановского распределения.

/5,6,7/. С другой стороны, они применены в большом интервале температур, и, в частности, описывают поглощение при низких температурах и достаточно высоких концентрациях носителей в кристалле. На рис. 1 и 2 приведены результаты расчета $\alpha_{12}(\omega)$, выполненного с использованием полученных формул для германия при низких температурах для двух характерных значений концентраций: $N = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ - концентрации в электронно-дырочных каплях /4/ и $N = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ - средней концентрации носителей в кристалле в тех же экспериментах по исследованию резонансного поглощения электронно-дырочными каплями в далекой ИК области /4/. Приведенные кривые показывают, что спектральный характер $\alpha_{12}(\omega)$ в этих случаях различен, а сечения поглощения $\sigma_{12}(\omega)$ могут достигать весьма больших значений. Экспериментальное обнаружение подобных зависимостей представляет несомненный интерес.

Следует отметить, что в проведенном рассмотрении учитывались лишь прямые переходы дырок между валентными подзонами германия. Учет процессов рассеяния дырок при таких переходах должен привести к оглаживанию кривых прежде всего в случаях, близких к вырождению (рис.2).

В заключение пользуемся случаем выразить благодарность В. А. Чуенкову и В. С. Виноградову за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
7 марта 1973 года.

Л и т е р а т у р а

1. Л. В. Келдыш. Сборник "Экситоны в полупроводниках", Изд. "Наука", Москва, 1971 г., стр. 5.
2. В. С. Багаев, Т. И. Галкина, О. В. Гоголин. Proc. X Intern. Conf. on Physics of Semicond., Cambridge, Massachusetts, 1970, 500.
3. П. Е. Покровский, А. Каминский, К. И. Свистунова. Proc. X Intern. Conf. on Physics of Semicond., Cambridge, Massachusetts, 1970, 504.
4. В. С. Вавилов, В. А. Заяц, В. Н. Мурзин. Proc. X Intern. Conf. on Physics of Semicond., Cambridge, Massachusetts, 1970, 509.
5. A. H. Kahn. Phys. Rev., 92, 1647 (1955).
6. Н. И. Фэн. УФН, 64, 315 (1958).
7. M. Combescot, P. Nozieres. Sol. State. Comm., 10, 301 (1972).