КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ КОНЕЧНОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ

Э.Р. ГУСЕЙНОВ

Институт Физики АН Азербайджана

370143, Баку, пр. Г.Джавида, 33

Рассматривается полупроводниковая сверхрешетка, содержащая конечное число слоев. Найдены граничные условия, связывающие значения компонент электромагнитного поля на границах сверхрешетки в случае TE-волн. Вычислен коэффициент отражения электромагнитных волн от сверхрешетки при нормальном падении на ее границу. Установлено, что для некоторых частот падающего излучения с ростом числа слоев сверхрешетки коэффициент отражения увеличивается.

В работе [1] рассмотрена возможность распространения электромагнитных волн - поляритонов с частотами, близкими к экситонным, в полупроводниковой сверхрешетке, состоящей из чередующихся слоев разной толщины ($a>>d$) и разных значений диэлектрической проницаемости ($\varepsilon_1<<\varepsilon$). Были найдены общие решения уравнения Максвелла в бесконечной сверхрешетке с учетом электромагнитного отклика среды и получен спектр TE и TM-поляритонов.

Используя эти решения, мы найдем в данной работе граничные условия для компонент поля на левой и правой поверхностях конечной сверхрешетки, граничащих с вакуумом. Далее, зная граничные условия, вычислим коэффициент отражения электромагнитных волн от границы сверхрешетки при нормальном падении (направление распространения волны совпадает с осью сверхрешетки).

Пусть ось Z направлена по оси сверхрешетки, состоящей из N пар слоев плюс один слой типа "a", левая граница сверхрешетки находится при $z=0$, правая - при $Z=N(a+d)+a$ и, таким образом, с вакуумом слева и справа граничат слои типа "a" сверхрешетки.

В TE-поляризации отличны от нуля компоненты поля E_0, H_y и H_z. Будем обозначать индексами 1 и 2 значения компонент поля на левой и правой границах сверхрешетки соответственно. Тогда, используя стандартные условия непрерывности тангенциальных составляющих $\vec{E}$ и $\vec{H}$ на границе двух сред, имеем:

$$E_x(0)=E_{1x}\quad,\quad H_y(0)=H_{1y}\,. \tag{1}$$

$$E_x(N(a+d)+a)=E_{2x},\quad H_y(N(a+d)+a)=H_{2y}, \tag{2}$$

где $E_x(z)$ - есть общее решение, найденное в [1] (формула (17)), а $H_y(z)=-\dfrac{ic}{\omega}\dfrac{dE_x(z)}{dz}$, что следует из уравнений Максвелла.

Общее решение $E_x(z)$ содержит две произвольные константы, которые могут быть исключены из системы четырех уравнений (1) - (2). В результате получаются два уравнения, связывающие между собой E_{1x}, E_{2x}, H_{1y} и H_{2y}. В том же приближении, которое использовано в работе [1], а именно $æd<<1$, $æ_1<<æ$, из этих двух уравнений получаются два соотношения, связывающие значения компонент поля на левой и правой границах сверхрешетки:

$$E_{2x}-E_{1x}\approx\frac{i\omega}{cæ_1}\left(H_{1y}+H_{2y}\right)\left(p+q\right) \tag{3}$$

$$H_{2y}-H_{1y}\approx\frac{icæ_1}{\omega}\left(E_{2x}+E_{1x}\right)\left(p-q\right) \tag{4}$$

где

$$p\equiv tg\frac{(N+1)æ_1a-N\alpha}{2} \tag{5}$$

$$q\equiv\frac{\alpha\sin Næ_1a}{2\cos^2\dfrac{(N+1)æ_1a}{2}\sin æ_1a} \tag{6}$$

$$\alpha\equiv-\frac{æ\tilde{\varepsilon}_1}{2æ_1\varepsilon}æd \tag{7}$$

Величина $\tilde{\varepsilon}_1$ определена в [1] (формула (13)) и имеет полюс на " экситонной " частоте ω_0. К (3)-(4) необходимо еще добавить соотношение

$$H_{2z}-H_{1z}=-\frac{ck}{\omega}\left(E_{2x}-E_{1x}\right), \tag{8}$$

следующее из уравнений Максвелла в рассматриваемом случае.

Таким образом, наличие сверхрешетки можно учитывать при рассмотрении отражения нормально падающей на сверхрешетку электромагнитной волны только граничными условиями (3), (4) и (8).

Пусть на левую границу нормально падает плоская монохроматическая волна. Будем обозначать индексами f, r и t величины, относящиеся соответственно к падающей, отраженной и прошедшей сверхрешетку волнам.

Тогда для амплитуд на границах сверхрешетки можно написать:

$$E_x^f + E_x^r = E_{1x}, \quad E_x^t = E_{2x} \tag{9}$$

$$H_y^f + H_y^r = H_{1y}, \quad H_y^t = H_{2y} \tag{10}$$

Волновые векторы трех волн в данном случае есть:

$$k_z^f = \frac{\omega}{c}, \; k_z^r = -\frac{\omega}{c}, \; k_z^t = \frac{\omega}{c} \tag{11}$$

Если принять во внимание, что в плоской волне

$$\vec{H} = \frac{c}{\omega}\left[\vec{k},\vec{E}\right], \tag{12}$$

то равенства (10) с учетом (11) превращаются, соответственно, в

$$E_x^f - E_x^r = H_{1y} \;, \; E_{2x} = H_{2y} \tag{13}$$

Коэффициент отражения R в данном случае по определению есть:

$$R = \frac{\left|E_x^r\right|^2}{\left|E_x^f\right|^2} \tag{14}$$

Используя граничные условия (3)-(4), а также (9), (10) и (13), находим:

$$R = \frac{\left[\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1}}(p+q) - \sqrt{\varepsilon_1}(p-q)\right]^2}{(p^2-q^2-1)^2 + \left[\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1}}(p+q) - \sqrt{\varepsilon_1}(p-q)\right]^2}. \tag{15}$$

Для $N=1$ и $a=0$ (15) переходит в

$$R = \frac{\frac{\omega^2}{c^2}\tilde{\varepsilon}_0^2 d^2}{4 + \frac{\omega^2}{c^2}\tilde{\varepsilon}_0^2 d^2}. \tag{16}$$

что совпадает с результатом, полученным в [2] для отражения от полупроводниковой пленки в случае, когда пленка с двух сторон граничит с вакуумом.

Частотную зависимость коэффициента отражения (15) трудно проанализировать в общем виде. Однако при N-нечетном, для частного случая длин волн (частот) падающего излучения, удовлетворяющих условию, при котором выражение $\frac{a}{\lambda}\sqrt{\varepsilon_1}$ -целое либо полуцелое, формула (15) существенно упрощается:

$$R = \frac{\frac{\omega^2}{c^2}\tilde{\varepsilon}_0^2 d^2 N^2}{4 + \frac{\omega^2}{c^2}\tilde{\varepsilon}_0^2 d^2 N^2} \tag{17}$$

В этом случае R приближается к единице, когда частота падающего излучения близка к ω_0 -"экситонной" частоте, поскольку $\tilde{\varepsilon}_0^2$ имеет полюс при $\omega=\omega_0$.

Если задаться целью получить сверхрешетку с максимальным коэффициентом отражения на заданной частоте, то достичь этого можно, подбирая соответствующую сверхрешетку с таким значением d, для которого $\omega=\omega_0$, поскольку ω_0 зависит от d и, таким образом, варьируя d, можно, в принципе, реализовать условие $\omega=\omega_0$.

Как видно из формулы (17), из-за полюсного характера величины $\tilde{\varepsilon}_0^2$, с ростом N растет "ширина частотного распределения" R, то есть, чем больше N, тем для большего числа частот, для которых справедливо (17), коэффициент отражения R близок к единице.

---

[1] *Э.Р. Гусейнов, Р.Р. Гусейнов*. Fizika, 1996, т. 2, № 2, с. 57.

[2] *Л.В. Келдыш*. Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, в. 4, с. 244-248

E.R. Hüseynov

SONLU İFRATQƏFƏSDƏN ELEKTROMAQNİT DALĞALARININ ƏKS OLUNMA ƏMSALI

Sonlu sayda laylardan ibarət olan yarımkeçirici ifratqəfəs halına baxılır. TE-dalğa halı üçün ifratqəfəsin sərhədlərində elektromaqnit sahə komponentlərinin qiymətlərini əlaqələndirən sərhəd şərtləri tapılmışdır. Elektromaqnit dalğalarının ifratqəfəsdən onun sərhəddinə normal düşmə halında əks olunma əmsalı hesablanmışdır və göstərilmişdir ki, düşən şüaların müəyyən tezlikləri üçün ifratqəfəs laylarının sayı artdıqca bu əmsal da artır.

E.R. Guseinov

THE REFLECTIVITY OF THE ELECTROMAGNETIC WAVES AT THE FINITE SUPERLATTICE

The semiconductor superlattice containing the finite number of layers is considered. The boundary conditions which connect the values of the components of the electromagnetic field at the superlattice boundaries in the TE-waves case are found. The reflectivity of the electromagnetic waves in the case of their normal fall at the superlattice boundary is calculated. It is shown that for the some special frequences of the electromagnetic waves the reflectivity increases with the increase of the number of layers of the superlattice.

Дата поступления: 15.05.96 *Редактор: Ю.М. Сеидов*