

СПЕКТР ТЕ-ПОЛЯРИТОНОВ В КОНЕЧНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

Э.Р.ГУСЕЙНОВ

Институт Физики АН Азербайджана
370143, Баку, пр. Гусейна Джавида, 33.

Рассмотрены ТЕ-поляритоны в полупроводниковой сверхрешетке, содержащей конечное число слоев. Найден спектр поляритонов с частотами близкими к экситонной частоте ω_0 . Показано, что декремент затухания амплитуды электрического поля вне сверхрешетки возрастает при приближении частоты к экситонной, что соответствует локализации поляритонов около сверхрешетки.

Возможность распространения электромагнитных волн-поляритонов с частотами близкими к экситонной в бесконечной полупроводниковой сверхрешетке, состоящей из чередующихся слоев разной толщины ($a \gg d$) и с сильно отличающимися значениями диэлектрической проницаемости ($\epsilon_1 \ll \epsilon$) рассмотрена в работе [1]. Было показано, что поляритоны в такой среде имеют вид произвольной линейной комбинации бегущих вдоль слоев волн с двумерным волновым вектором k и разностью фаз между волнами в соседних ячейках сверхрешетки $\pm k_z(a+d)$, где k_z это третий параметр, который вместе с k характеризует поляритонное состояние в бесконечной сверхрешетке. При этом, найденный спектр ТЕ и ТМ-поляритонов зависит от k и k_z .

Полученные в работе [1] общие решения уравнений Максвелла в бесконечной сверхрешетке с учетом электромагнитного отклика среды использованы затем в работе [2] для нахождения граничных условий, связывающих значения компонент электромагнитного поля на двух границах сверхрешетки, содержащей конечное число слоев и окруженной в двух сторон вакуумом.

В данной работе мы, опираясь на результаты [2], найдем спектр ТЕ-поляритонов, локализованных в конечной сверхрешетке.

Следуя [2], будем считать, что ось z направлена перпендикулярно слоям сверхрешетки, состоящей из N ячеек (пар слоев) плюс один слой типа a .левой границе сверхрешетки соответствует $z=0$, правой - $z=N(a+d)+a$ и, таким образом, с вакуумом слева и справа граничат слои типа a сверхрешетки.

Граничные условия для ТЕ-поляризации имеют следующий вид [2]:

$$E_{2x} - E_{1x} = \frac{i\omega}{c\chi_1} \cdot (H_{1y} + H_{2y}) \cdot (p+q) \quad (1)$$

$$H_{2y} - H_{1y} = \frac{ic\chi_1}{\omega} \cdot (E_{1x} + E_{2x}) \cdot (p-q) \quad (2)$$

где индексы 1 и 2 нумеруют значения компонент электромагнитного поля на левой и правой гра-

ницах сверхрешетки соответственно, а p и q при малых толщинах d , когда $\chi d \ll 1$, можно приближенно записать в виде:

$$p \approx \text{tg} \frac{(N+1)\chi_1 a}{2} - \frac{N\alpha}{2\cos^2 \frac{(N+1)\chi_1 a}{2}} \quad (3)$$

$$q \approx \frac{\alpha \cdot \sin N\chi_1 a}{2\cos^2 \frac{(N+1)\chi_1 a}{2} \cdot \sin \chi_1 a} \quad (4)$$

причем обозначения здесь те же, что и в [2]:

$$\alpha = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\chi}{\chi_1} \cdot \frac{\tilde{\epsilon}_{11}}{\epsilon} \cdot \chi d, \quad \chi = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - k^2}, \quad (5)$$

$$\chi_1 = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 - k^2}$$

Величина $\tilde{\epsilon}_{11}$ определена в [1] и, что существенно, она имеет полюс на экситонной частоте ω_0 , соответствующей энергии связи экситона в слое типа d . Таким образом, наличие сверхрешетки учитывается далее только этими граничными условиями.

Мы ищем локализованные в сверхрешетке решения, так как только их спектр определяется самой сверхрешеткой. При этом, поскольку считается, что конечная сверхрешетка окружена слева и справа вакуумом, то решения уравнений Максвелла слева (область I) и справа (область II) для амплитуды электрического поля в ТЕ-поляризации должны иметь вид:

$$E_x^I = A_1 e^{kz}, \quad z \leq 0 \quad (6)$$

$$E_x^{II} = A_2 e^{-kz}, \quad z \geq N(a+d)+a \quad (7)$$

Здесь $\delta = \sqrt{k^2 - \omega^2/c^2}$ - действительная положительная величина.

Как следует из уравнений Максвелла в вакууме

$$H_y = \frac{c}{i\omega} \cdot \frac{dE_x}{dz} \quad (8)$$

поэтому

$$H_y^I = \frac{c\delta}{i\omega} \cdot E_x^I, \quad H_y^{II} = -\frac{c\delta}{i\omega} E_x^{II} \quad (9)$$

Условия сшивания соответствующих компонент поля на границах сверхрешетки с вакуумом

$$E_x^I(0) = E_{Tx}, \quad H_y^I(0) = H_{Ty} \quad (10)$$

$$E_x^{II}(N(a+d)+a) = E_{Tx} \quad (11)$$

$$H_y^{II}(N(a+d)+a) = H_{Ty}$$

автоматически приводят к наличию между $H_{1,y}$ и $E_{1,x}$ такой же связи, как между $H_{y,II}$ и $E_{x,II}$ соответственно. Воспользовавшись этим, исключим из граничных условий (1)-(2) $H_{1,y}$ и $H_{2,y}$, в результате чего получается линейная однородная система двух уравнений с двумя неизвестными:

$$E_{Tx} \cdot \left(-1 - \frac{\delta}{\chi_1} (p+q) \right) + E_{Tx} \cdot \left(1 + \frac{\delta}{\chi_1} (p+q) \right) = 0 \quad (12)$$

$$E_{Tx} \cdot \left(1 - \frac{\chi_1}{\delta} (p-q) \right) + E_{Tx} \cdot \left(1 - \frac{\chi_1}{\delta} (p-q) \right) = 0 \quad (13)$$

Условие разрешимости этой системы

$$\left(1 + \frac{\delta}{\chi_1} (p+q) \right) \cdot \left(1 - \frac{\chi_1}{\delta} (p-q) \right) = 0 \quad (14)$$

приводит к двум дисперсионным уравнениям, из которых должен быть найден спектр поляритонов $\omega(k)$. Нетрудно убедиться, однако, учитывая вид p и q , что эти два дисперсионных уравнения не могут удовлетворяться одновременно. Поэтому, к уравнению

$$1 + \frac{\delta}{\chi_1} (p+q) = 0 \quad (15)$$

должно быть добавлено условие $E_{1x} = -E_{2x}$, а к уравнению

$$1 - \frac{\chi_1}{\delta} (p-q) = 0 \quad (16)$$

условие $E_{1x} = E_{2x}$ для того, чтобы уравнения (12)-(13) удовлетворялись одновременно.

Вблизи экситонной частоты $\omega \approx \omega_0$ величина $\tilde{\epsilon}_{11}$, входящая в p и q имеет вид [1]:

$$\tilde{\epsilon}_{11} \approx \frac{4\pi}{h\epsilon} \Lambda_{11} \cdot \left(\frac{c^2}{h\omega_0 d} \right)^2 \cdot m \cdot |V_{cv}|^2 \cdot \frac{1}{\omega_0 - \omega} \quad (17)$$

и, следовательно, p и q ((3)-(5)) также имеют полюс при $\omega = \omega_0$. Это приводит к тому, что локализованные в сверхрешетке решения уравнений Максвелла возможны только в случае, когда удовлетворяется уравнение (16), поскольку уравнение (15) дает нулевой декремент затухания δ на частоте ω_0 . Решение дисперсионного уравнения (16) вблизи экситонной частоты $\omega \approx \omega_0$ дает спектр ТЕ-поляритонов в конечной сверхрешетке:

$$\omega - \omega_0 \approx \frac{\frac{\Delta_E \Lambda_{11} c}{4h\omega_0 \epsilon} \cdot \frac{\chi}{\chi_1^2} \cdot \left(N + \frac{\sin N\chi_1 a}{\sin \chi_1 a} \right)}{\left(\lg \frac{(N+1)\chi_1 a}{2} - \frac{\delta}{\chi_1} \right) \cdot \cos^2 \frac{(N+1)\chi_1 a}{2}} \quad (18)$$

Здесь Δ_E это та же величина, которая входит в спектр ТЕ-поляритонов в бесконечной сверхрешетке [1]:

$$\Delta_E = 4\pi \frac{e^4 m |V_{cv}|^2}{h^2 c \epsilon d \omega_0} \quad (19)$$

и в правой части выражения (18) нужно в χ , χ_1 и δ вместо ω подставить ω_0 .

Из (18) видно, что для тех волн, дисперсия которых определяется этим законом, декремент затухания δ неограниченно возрастает при приближении частоты к экситонной, что свидетельствует о сильной локализации поляритонов с такими частотами вблизи сверхрешетки.

Таким образом, в конечной сверхрешетке ТЕ-поляритоны имеют вид бегущих вдоль слоев волн, амплитуда которых E_x одинакова на противоположных границах и затухает вне сверхрешетки с декрементом $\delta \sim (\omega_0 - \omega)^{-1}$.

Кроме того, в отличие от бесконечной сверхрешетки [1], где параметр k_z , задающий разность фаз в соседних ячейках сверхрешетки, был произвольным, в конечной сверхрешетке значение k_z фиксируется законом дисперсии $\omega(k)$, а из двух произвольных констант в общем решении уравнений Максвелла внутри конечной сверхрешетки с учетом условия $E_{1x} = E_{2x}$ остается лишь одна, определяющая амплитуду поля.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Э.Р.Гусейнов, Р.Р.Гусейнов. Fizika, 1996, т.2, № 2, с.57-60.

[2] Э.Р.Гусейнов, Fizika, 1996, т.2, № 3, с.6-8.

SONLU İFRATQƏFƏSDƏ TE-POLYARİTONLARIN SPEKTRİ

Layların sayı sonlu olan yarımqeçirici ifratqəfəsdə TE-polyaritonlara baxılmışdır. Tezlikləri eksiton tezliyinə yaxın olan polyaritonların spektri hesablanmışdır.

Göstərilmişdir ki, tezliyi eksiton tezliyinə yaxınlaşanda, ifratqəfəsin xaricində elektrik sahəsinin amplitudunun sönmə dekrementi artır. Bu da polyaritonların ifratqəfəsin yaxınlığında olan lokallaşdırmasını göstərir.

E.R.GUSEINOV

SPECTRUM OF THE TE-POLARITONS IN A FINITE SUPERLATTICE

The TE-polaritons in a semiconductor superlattice, consisting of the finite number of layers are considered. The spectrum of the polaritons with the frequencies near to the excitonic one is calculated.

It is shown that the damping decrement of the electric field's amplitude outside the superlattice increases, when the frequency of the field approaches the excitonic one. This fact corresponds to the localization of the polaritons near the superlattice.

Редактор: А.М.Папшаев
Поступило 20.12.96