

ВЛИЯНИЕ ДИССИПАЦИИ НА СВОЙСТВА ЦИКЛОТРОННЫХ ВОЛН В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ

А. А. Булгаков, В. К. Кононенко, О. В. Костылева

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: ovkost@ire.kharkov.ua*

Исследуется влияние диссипации в полупроводниковом материале слоисто-периодической структуры полупроводник – диэлектрик на контуры зон пропускания собственных волн. Показано, что учет потерь в полупроводнике приводит к возникновению поворота дисперсионных кривых для электромагнитных волн, распространяющихся в такой структуре. При этом ограничивается минимальное значение фазовой скорости волны. Обнаружено, что при больших значениях частоты столкновений один из краев зон в области циклотронных волн вырождается, т. е. происходит “разрушение” зоны. Ил. 7. Библиогр.: 16 назв.

Ключевые слова: дисперсионное соотношение, слоисто-периодическая структура, циклотронные волны.

В настоящее время исследования электродинамических свойств слоистых систем занимают значительное место [1–4]. Это связано с развитием твердотельной технологии, в частности, технологии получения наноструктур. В ряде теоретических работ рассматриваются задачи без учета диссипативных процессов. В то же время, как известно [5–7], учет потерь приводит не только к затуханию собственных волн структуры, но и к изменению характера дисперсии и ограничению минимальной фазовой скорости собственных волн. Оценка минимальной фазовой скорости важна для определения возможности взаимодействия электромагнитных волн с потоками носителей или в электронных системах, или в полупроводниковых средах с дрейфующими носителями. В работе [5] было показано, что диссипация приводит к завороту дисперсионной кривой и ограничению минимальной фазовой скорости электромагнитной волны. В работе [8] исследовалось минимальное значение фазовой скорости плазменных волн в периодической полупроводниковой структуре. Было установлено, что ограничение скорости связано с осцилляциями амплитуды волны в направлении перпендикулярном к границам слоев. Осцилляции возникают в результате того, что в среде с диссипацией поперечные волновые числа становятся комплексными. Если набег фазы на слое равен четверти длины волны, то имеет место непропускание, которое и приводит к завороту дисперсионной кривой. Позднее, в работах [9, 10] рассматривалась периодическая полупроводниковая структура, помещенная в магнитное поле, направленное вдоль оси периодичности. В этой задаче были обнаружены новые типы зон пропускания в области циклотронной частоты. Эти зоны при больших значениях волнового числа асимптотически стремятся к циклотронной частоте. Кроме того, поперечное волновое число остается действительным в отличие от волнового числа для поверхностных плазмонов. Это обстоятельство позволяет надеяться на то, что учет диссипации приведет к загибу дисперсионных кривых только при малых значе-

ниях фазовой скорости. Исследованию такой задачи и посвящена данная работа.

Для решения используется методика матрицы преобразования и теорема Флоке. Методика описана в ряде работ, например [11, 12]. Эта методика применяется для решения задач, описываемых уравнением Хилла [13]. Уравнение Хилла – это дифференциальное уравнение второго порядка с периодическим коэффициентом. В нашем же случае [9, 10] приходится рассматривать дифференциальное уравнение четвертого порядка. Это связано с тем, что в слоях полупроводника имеется два типа нормальных волн, которые не удается разделить по компонентам полей [14]. Теперь дисперсионное соотношение сводится к алгебраическому уравнению четвертой степени. Оказывается, что оно является возвратным и остается таковым при учете диссипации.

1. Основные соотношения. Нами рассматривается неограниченная периодическая структура, образованная чередующимися слоями полупроводника толщиной d_1 и диэлектрика толщиной d_2 . Структура помещена в постоянное магнитное поле, направленное вдоль оси периодичности структуры (ось Oz). Исследуется зонный спектр $\omega=f(k_{xy}, d)$ (k_{xy} – компонента волнового вектора в слое ($k_{xy} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$); d – период структуры) при распространении волны под углом к магнитному полю и с учетом потерь в полупроводниковых слоях.

Методика нахождения дисперсионного уравнения, описывающего свойства рассматриваемой периодической структуры, остается такой же, как и в работе [9], т. е. для случая холодной плазмы в гидродинамическом описании, но с учетом частоты столкновений носителей заряда в полупроводниковых слоях структуры. Диссипативными процессами в диэлектрических слоях можно пренебречь, так как они значительно меньше, чем потери в полупроводниковом материале.

Компоненты тензора диэлектрической проницаемости полупроводника для волны с зави-

симостью от времени $\exp(-i\omega t)$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} &= \varepsilon_0 \left[1 + \frac{\omega_p^2 (\omega + i\nu)}{\omega [\omega_H^2 - (\omega + i\nu)^2]} \right]; \\ \varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} &= i \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2 \omega_H}{\omega [\omega_H^2 - (\omega + i\nu)^2]}; \\ \varepsilon_{zz} &= \varepsilon_0 \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega (\omega + i\nu)} \right],\end{aligned}\quad (1)$$

где ω_H – циклотронная; ω_p – плазменная частоты; ν – частота столкновений носителей заряда; ε_0 – диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки.

Дисперсионное уравнение для собственных волн исследуемой структуры находится методом матрицы преобразования [12] и является уравнением четвертой степени следующего вида:

$$\xi^4 + B_3 \xi^3 + B_2 \xi^2 + B_1 \xi + 1 = 0, \quad (2)$$

где $\xi = \exp(i\bar{k}d)$; \bar{k} – блоховское волновое число, описывающее периодичность структуры, а коэффициенты B_i выражаются через элементы матрицы преобразования одного периода, связывающей поля в начале и в конце периода структуры [9]. Можно показать, что $B_1 = B_3$, т. е. уравнение (2) является возвратным. В этом случае дисперсионное уравнение четвертого порядка можно представить в виде произведения двух квадратных полиномов

$$(\xi^2 + \alpha_1 \xi + 1)(\xi^2 + \alpha_2 \xi + 1) = 0. \quad (3)$$

Связь между коэффициентами уравнений (2) и (3) определяется следующим выражением:

$$\alpha_{1,2} = \frac{B_1}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{B_1}{2}\right)^2 + 2 - B_2}. \quad (4)$$

С физической точки зрения уравнение (3) означает существование двух зонных спектров собственных волн периодической структуры, каждый из которых характеризуется определенным блоховским волновым числом (\bar{k}_1 или \bar{k}_2) и дисперсионным соотношением:

$$\cos \bar{k}_1 d = -\frac{\alpha_1}{2}; \quad \cos \bar{k}_2 d = -\frac{\alpha_2}{2}; \quad (5)$$

Края зон пропускания, как и для случая $\nu = 0$ с⁻¹ [9, 10], соответствуют вещественным значениям блоховских волновых чисел и, следовательно, $|\alpha_{1,2}| \leq 2$. Учет потерь в полупроводнике приводит к необходимости введения комплексного продольного волнового числа $k'_{xy} = k'_{xy} + ik''_{xy}$. При этом k''_{xy} описывает пространственное затухание собственных волн.

2. Зонный спектр структуры. Из сказанного выше следует, что решениями дисперсионных соотношений (5) являются зависимости $\omega = f(k'_{xy}, k''_{xy})$, для которых в нуль одновременно обращаются действительная и мнимая части функций

$$F_{1,2}(k'_{xy}, k''_{xy}) = \cos \bar{k}_{1,2} d + \frac{\alpha_{1,2}}{2}. \quad (6)$$

Так, на рис. 1 для примера представлены графики поверхностей действительной $\text{Re } F_1(k'_{xy}, k''_{xy}) = \cos \bar{k}_1 d + \alpha_1/2$ и мнимой $\text{Im } F_1(k'_{xy}, k''_{xy}) = \text{Im}(\alpha_1/2)$ частей функции при $\nu = 10^{11}$ с⁻¹. Утолщенными линиями обозначены кривые пересечения этих поверхностей с плоскостями $\text{Re } F_1 = \text{const} = 0$ и $\text{Im } F_1 = \text{const} = 0$. Точка пересечения полученных кривых является решением первого дисперсионного уравнения (5) для заданного значения $\bar{k}d$.

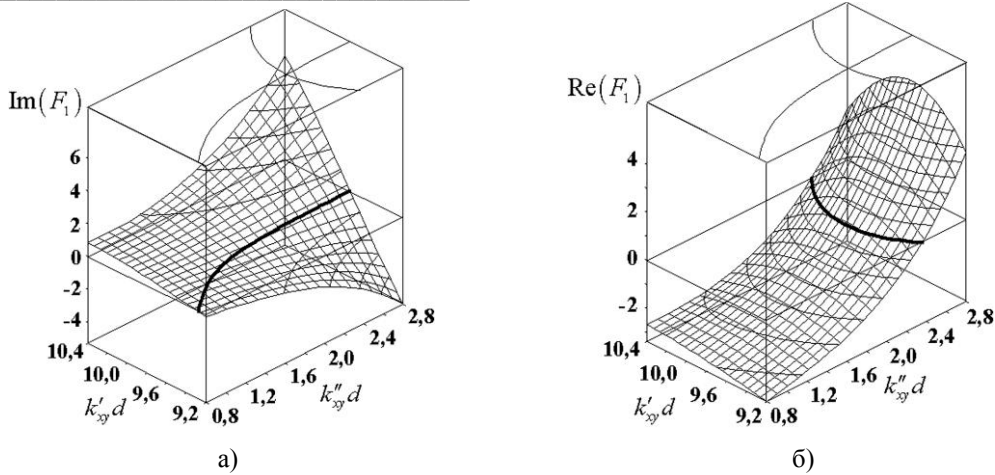


Рис. 1. Графики действительной (а) и мнимой (б) частей функции F_1

Результаты численного решения задачи представлены в виде зонных спектров $\omega = f(k'_{xy}d)$ и $\omega = f(k''_{xy}d)$, соответствующих различным частотам столкновений носителей заряда в полупроводниковом слое структуры. В расчетах приняты следующие значения: полупроводниковый слой – *n*-InSb с концентрацией электронов $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon_0 = 17,8$, $d_1 = 0,01 \text{ см}$; диэлектрический слой – $\epsilon_2 = 2,0$, $d_1 = 0,03 \text{ см}$; частоты столкновений – $\nu = 0 \text{ с}^{-1}$, $\nu = 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\nu = 10^{11} \text{ с}^{-1}$; $B_0 = 0,05 \text{ Т}$ и $k_y/k_x = 2$.

На рис. 2 приведены решения дисперсионных уравнений (5) для частоты соударения $\nu = 0 \text{ с}^{-1}$. Можно выделить три характерных области [9]. Область коллективных поверхностных плазмонов характеризуется двумя разрешенными для распространения волн зонами, расположенными при $\omega_H < \omega < \omega_p$. Особенность этих зон состоит в том, что они асимптотически стремятся к частоте поверхностного плазмона на границе полупроводник – диэлектрик ($\omega_{SP} = \sqrt{\epsilon_0 \omega_p^2 / (\epsilon_0 + \epsilon_2)}$).

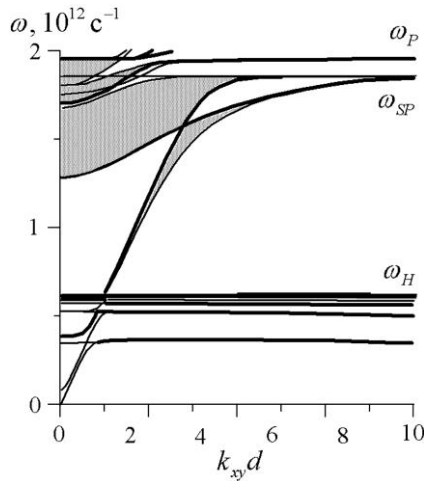


Рис. 2. Зонный спектр периодической структуры при $\nu = 0$. Заштрихованы разрешенные зоны

Отметим, что такое решение имеет место только для первого уравнения (5). Область циклотронных волн состоит из многочисленных полос пропускания, расположенных ниже циклотронной частоты. В этой области выполняется условие размерного резонанса $k_{z1,2}d_{1,2} \approx p\pi$, где p – целое число, характеризующее число полуволн, укладывающихся на толщине полупроводникового слоя [10]. Отметим, что эти зоны существуют и при $k_{xy} \rightarrow \infty$, так как поперечные волновые числа полупроводника стремятся к значению $k_{z1} \approx k_{xy} \sqrt{|\epsilon_{xx}/\epsilon_{zz}|}$. И, наконец, третья область

лежит выше плазменной частоты, и поэтому компоненты тензора диэлектрической проницаемости полупроводника слабо зависят от частоты. В этом случае периодическая структура представляет собой диэлектрическую решетку, а дисперсионные зависимости асимптотически стремятся к световой линии диэлектрика с наибольшим значением проницаемости. Здесь фазовая скорость электромагнитных волн равна $c/\sqrt{\epsilon_{\max}}$, $\epsilon_{\max} = \max(\epsilon_0, \epsilon_2)$.

На рис. 3 приведены спектры для областей коллективных плазмонов и циклотронных волн при $\nu = 10^9 \text{ с}^{-1}$ и $\nu = 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Здесь показано, что для обеих зон отсутствует решение при $k_{xy} \rightarrow \infty$, т. е. имеет место ограничение минимального значения фазовой скорости $v_{ph} = \omega/(k_{xy})_{\max}$. С ростом частоты столкновений $(k_{xy})_{\max}$ уменьшается. Отметим, что при $\nu = 10^9 \text{ с}^{-1}$ также имеется загиб вблизи асимптоты ω_{SP} при $k'_{xy} > 10$.

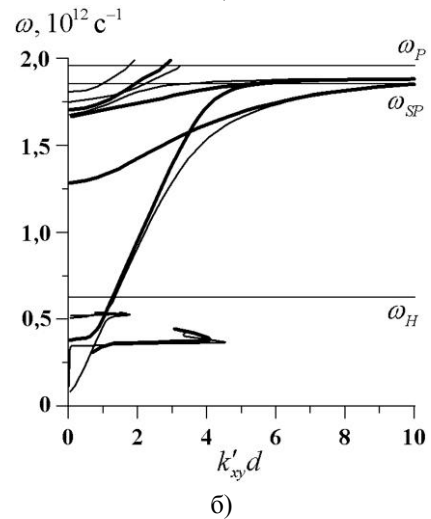
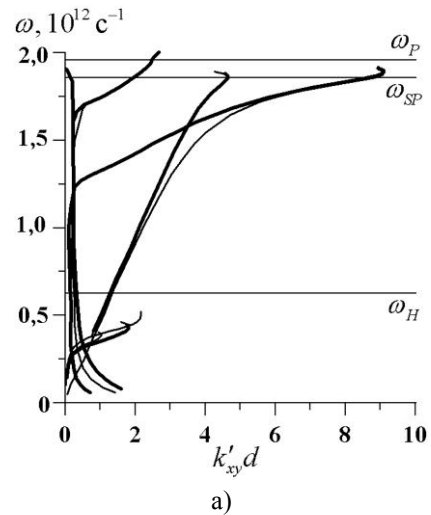


Рис. 3. Зонные спектры при $\nu = 10^9 \text{ с}^{-1}$ (а) и $\nu = 10^{11} \text{ с}^{-1}$ (б)

На рис. 4 представлена зонная структура спектра для первой (нижней, $p = 1$) циклотронной зоны при $\nu = 10^9 \text{ с}^{-1}$. Из рисунка следует, что границы зоны ($\bar{k}d = 0$ – утолщенная линия, $\bar{k}d = \pi$ – более тонкая линия) имеют загибы. Затухание при этой частоте столкновений представлено на рисунке. При малых значениях $k'_{xy}d$ и для частот $\omega > 2 \cdot 10^{11} \div 3,45 \cdot 10^{11}$ затухание мало ($k''_{xy}/k'_{xy} < 1$). По мере приближения к частотам, на которых имеет место загиб дисперсионных кривых, затухание существенно возрастает и на частоте загиба $k''_{xy}d > k'_{xy}d$.

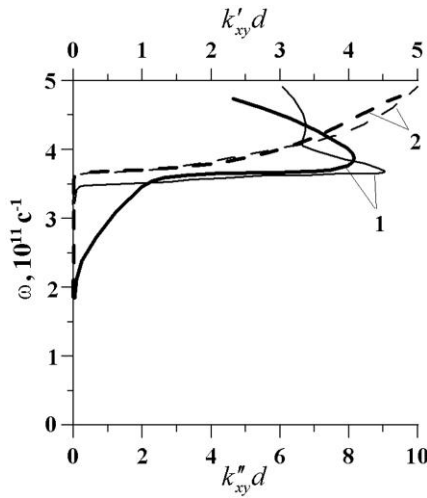


Рис. 4. Зонный спектр для зоны циклотронных волн при $\nu = 10^9 \text{ с}^{-1}$: 1 – $\omega = f(k'_{xy}d)$; 2 – $\omega = f(k''_{xy}d)$

Кривые для трех циклотронных зон при $\nu = 10^{11} \text{ с}^{-1}$ изображены на рис. 5, а. Особенность этих рисунков заключается в том, что один из краев зон не имеет загиба, вырождается, и в этом случае происходит “разрушение” зоны, описанное в работах [15, 16]. Отметим, что для $k_{z1}d_1$, равном нечетному числу полувольт, “разрушается” край зоны $\bar{k}d = 0$, а при четном числе полувольт – $\bar{k}d = \pi$. Затухание волн возрастает с номером зоны (рис. 5, б).

На рис. 6 приведены данные для нескольких значений $\bar{k}d$. Видно, что максимальное значение k'_{xy} уменьшается к тому краю, при котором происходит “разрушение”. Волны для этого края обладают большей фазовой скоростью, чем волны на другом краю.

График фазовых скоростей представлен на рис. 7. Видно, что наибольшее замедление в области циклотронных волн при $\nu = 10^{11} \text{ с}^{-1}$

имеет место вблизи точки заворота и $v_{ph} = c/\sqrt{\epsilon_0}$.

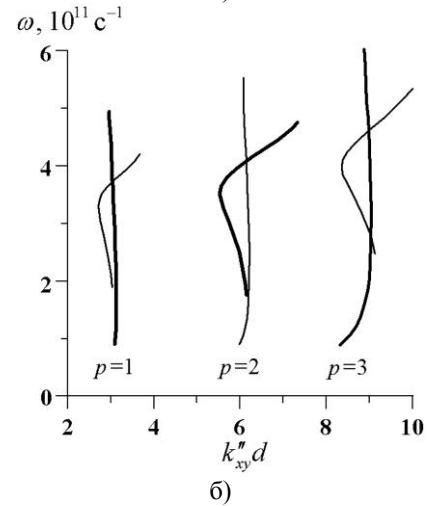
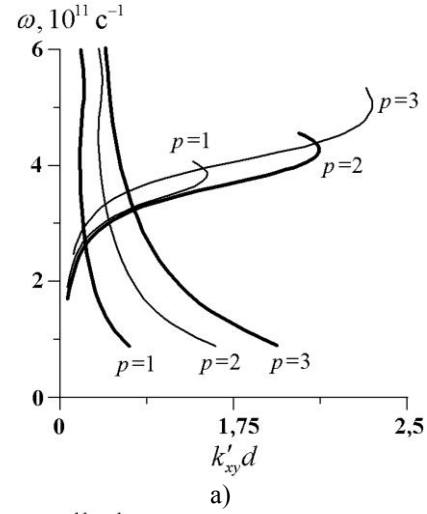


Рис. 5. Зонный спектр для области циклотронных волн при $\nu = 10^{11} \text{ с}^{-1}$

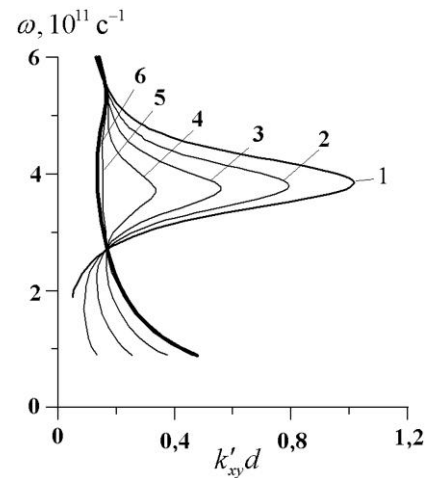


Рис. 6. Дисперсионные кривые для нескольких значений $\bar{k}d$ ($\nu = 10^{11} \text{ с}^{-1}$), $p = 1$: 1 – $\bar{k}d = \pi$; 2 – $\bar{k}d = 2\pi/3$; 3 – $\bar{k}d = 2\pi/3$; 4 – $\bar{k}d = \pi/3$; 5 – $\bar{k}d = \pi/10$; 6 – $\bar{k}d = 0$

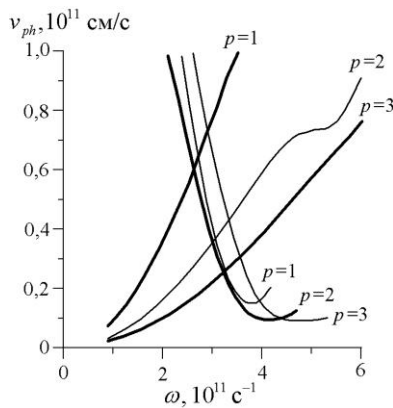


Рис. 7. Фазовые скорости для области циклотронных волн при $\nu = 10^{11} \text{ c}^{-1}$

Выводы. В данной статье рассмотрены зонные спектры периодической структуры полупроводник – диэлектрик, помещенной в магнитное поле. Исследованы различные типы волн, возникающие в такой структуре. Изучено влияние частоты столкновений в полупроводниковом материале на характер зонного спектра и на затухание собственных волн.

Показано, что учет потерь приводит к возникновению поворота дисперсионных кривых, ограничивая при этом минимальное значение фазовой скорости волны. Наибольшее замедление имеет место вблизи точки поворота. Затухание при малых значениях $k'_{xy}d$ мало. По мере приближения к частотам, на которых имеет место загиб, затухание существенно возрастает. Обнаружено, что при больших значениях частоты столкновений кривая для одного из краев зон в области циклотронных волн трансформируется в линию, идущую через все зоны пропускания и непропускания, т. е. можно сказать, что происходит вырождение зонного спектра. С увеличением номера зоны затухание циклотронных волн возрастает. Отметим, что в области коллективных поверхностных мод и мод вблизи плазменной частоты при данных значениях ν зоны не “разрушаются”.

1. Lyubchanskii I. L., Dadoenkova N. N., Lyubchanskii M. I. et al. Magnetic photonic crystal // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2003. - 36. - P.277-287.
2. Макаров Д. Г., Данилов В. В., Коваленко В. Ф. Многослойные структуры с управляемым магнитным полем пропусканием света // Журнал техн. физики. - 2004. - 74, вып.5. - С.77-82.
3. Булгаков А. А., Кононенко В. К. Влияние трансляционной симметрии на электродинамические свойства структуры полупроводник - диэлектрик в магнитном поле // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2005. - 5, №3. - С.69-78.
4. Yeh P., Yariv A., Hong C.-S. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory // J. Opt. Soc. Am. - 1977. - 67, №4. - P.423-436.
5. Alfano R. R. Damping effects on the polaritons and plasmaritons dispersion waves in n-GaAs // J. Opt. Soc. Amer. - 1970. - 60, №1. - P.66-70.
6. Borstel G., Shuller E., Flage H. J. Surface phonon polaritons on absorbing crystal // Phys Stat. Sol. (B). - 1976. - 76. - P.759-768.

7. Kovener G. S., Alexander R. W., Jr., Beil J. R. Surface electromagnetic waves with damping // Phys. Rev. B. - 1976. - 14, №4. - P.1458-1464.
8. Булгаков А. А., Еременко З. Е. Распространение медленных электромагнитных волн в слоисто-периодической диэлектрической среде // Оптика и спектроскопия. - 1989. - 66, вып.5. - С.1094-1098.
9. Булгаков А. А., Кононенко В. К. Дисперсионные свойства периодической полупроводниковой структуры в магнитном поле, направленном вдоль оси периодичности // Журн. техн. физики. - 2003. - 73, вып.11. - С.15-21.
10. Булгаков А. А., Кононенко В. К. Дисперсионные свойства циклотронных волн в периодической структуре полупроводник-диэлектрик // Журн. техн. физики. - 2004. - 74, вып.10. - С.69-74.
11. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1973. - 719 с.
12. Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. - М.: Наука, 1989. - 286 с.
13. Элаши Ш. Волны в активных и пассивных периодических структурах // Труды ин-та инж. по электротехнике и радиоэлектрон. - 1976. - 64, №12. - С.22-59.
14. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. - М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1960. - 408 с.
15. Baynham A. C., Boardman A. D. Transverse magneto-plasma waves in a periodic structure // J. Phys. C. - 1969. - 2, ser.2. - P.619-628.
16. Wallis R. F., Brion J. J., Burstein E., Harstein A. Theory of surface polaritons in anisotropic dielectric media with application to surface magnetoplasmons in semiconductors // Phys. Rev. B. - 1974. - 9, №8. - P.3424-3437.

INFLUENCE OF THE DISSIPATION ON THE PROPERTIES OF THE CYCLOTRON WAVES IN THE SEMICONDUCTOR PERIODIC STRUCTURE

A. A. Bulgakov, V. K. Kononenko, O. V. Kostilyova

Influence of the dissipation in the semiconductor material of the semiconductor - dielectric periodic layered structure on the pass band contour of the eigen waves is investigated. It is shown that taking into account the dissipation gives rise to the occurrence of the turning of dispersion curves for the electromagnetic waves propagating in such a structure. At the same time the phase velocity minimum value is limited. It is found that when the collision frequency value is big one of the band edges in the cyclotron waves region is degenerate, i.e. the zone “destruction” takes place.

Keywords: dispersion equation, layered-periodic structure, cyclotron waves.

ВПЛИВ ДИСИПАЦІЇ НА ВЛАСТИВОСТІ ЦИКЛОТРОННИХ ХВИЛЬ У НАПІВПРОВІДНИКОВІЙ ПЕРІОДИЧНІЙ СТРУКТУРІ

О. О. Булгаков, В. К. Кононенко, О. В. Костильова

Досліджується вплив дисипації у напівпровідниковому матеріалі шарувато-періодичної структури напівпровідник - діелектрик на контури зон пропускання власних хвиль. Показано, що урахування втрат у напівпровіднику приводить до виникнення повороту дисперсійних кривих для електромагнітних хвиль, що поширюються в такій структурі. При цьому обмежується мінімальне значення фазової швидкості хвилі. Виявлено, що при великих значеннях частоти зіткнень один із країв зон в області циклотронних хвиль вироджується, тобто відбувається “руйнування” зони.

Ключові слова: дисперсійне співвідношення, шарувато-періодична структура, циклотронні хвилі.

Рукопись поступила 29 ноября 2007 г.