

УДК 621 315 592 537 876 23

ВЛИЯНИЕ ЗАТУХАНИЯ НА ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА КЛАССИЧЕСКОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. А. Булгаков, Ю. Ф. Филиппов

Рассмотрена слоисто-периодическая структура полупроводник — полупроводник или полупроводник — диэлектрик, помещенная в магнитное поле, параллельное границам слоев. Исследована дисперсия колебаний, распространяющихся в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, и предсказано существование «акустического» и «оптического» магнитоплазмон. Показано, что учет пространственного затухания приводит к значительному изменению дисперсии колебаний. Проведены численные расчеты для материала типа антимонида индия.

Исследование спектров плоских электромагнитных волн в веществах, обладающих значительным затуханием, связано с рядом специфических особенностей. В материальных средах следует различать задачи с начальными и граничными условиями [1]. Если в начальный момент времени в некоторой области пространства имеется электромагнитное возмущение, то его дальнейшее поведение во времени дается множителем $\exp(-i\omega t)$ с комплексной частотой $\omega = \omega' + i\omega''$. В исследовании же распространения волны при заданных граничных условиях зависимость поля от координаты определяется функцией $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$. В реальных веществах, как известно, \mathbf{k} вещественно только при действительных и положительных значениях диэлектрической и магнитной проницаемостей. В общем же случае необходимо считать $\mathbf{k} = \mathbf{k}' + i\mathbf{k}''$.

Целью данной работы является сравнение указанных выше задач с дисперсией собственных волн в системах без затухания. Объектом исследования выбрана безграничная слоисто-периодическая среда полупроводник—диэлектрик (или полупроводник—полупроводник), помещенная во внешнее магнитное поле, параллельное слоям структуры. Подобная задача для однородной структуры была рассмотрена в [2]. Электромагнитные свойства периодических материалов имеют ряд характерных черт, обусловленных дополнительной трансляционной симметрией [3, 4]. Собственные колебания периодических структур отражают свойства материалов отдельных слоев, что позволяет создавать структуры с необходимыми параметрами. Теоретические исследования классических полупроводниковых и плазменных сверхрешеток без магнитного поля проводились в ряде работ [5, 6]. В магнитном поле, перпендикулярном границам слоев, были проведены теоретические и экспериментальные работы [7–9].

Рассмотрим слоисто-периодическую структуру, состоящую из слоев двух различных полупроводников толщины d_1 и d_2 . Ось Oz направим перпендикулярно границам раздела, а ось Oy — вдоль внешнего магнитного поля H_0 . Рассмотрим распространение электромагнитных волн в плоскости xOz . Собственные колебания в такой системе описываются уравнениями Максвелла и гидродинамическими уравнениями движения зарядов в полупроводнике. При выбранной геометрии электромагнитное поле разделяется на две независимые поляризации E_x, E_z, H_y и E_y, H_x, H_z . Внешнее магнитное поле не влияет на распростране-

ние волн с $E_y \neq 0$. Поэтому в дальнейшем предполагаются отличными от нуля компоненты поля E_x , E_z , H_y . Решение исходной системы уравнений ищем в виде $\exp(-i\omega t + ik_x x + ik_z z)$. Связь между волновыми числами и частотой в различных слоях определяется следующим образом:

$$k_{z1,2}^2 = (\omega^2/c^2) \varepsilon_{f1,2} - k_x^2, \quad (1)$$

где

$$\varepsilon_f = \varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp}^2/\varepsilon_{\parallel}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_{\perp} = -i \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2 \omega_H}{\omega [(\omega + i\nu)^2 - \omega_H^2]}, \quad \varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_0 \left\{ 1 - \frac{\omega_p^2 (\omega + i\nu)}{\omega [(\omega + i\nu)^2 - \omega_H^2]} \right\},$$

ω_p , ω_H — плазменная и циклотронная частоты, ν — эффективная частота столкновений, ε_0 — диэлектрическая проницаемость решетки для каждого слоя.

Удовлетворив условиям непрерывности тангенциальных компонент полей на границах слоев и учитывая периодичность структуры, получим дисперсионное соотношение

$$\begin{aligned} \cos \bar{k}d &= \cos k_{z1}d_1 \cdot \cos k_{z2}d_2 - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_{f1}\varepsilon_{f2}}{k_{z1}k_{z2}} \times \\ &\times \left[\left(\frac{k_{z1}}{\varepsilon_{f1}} \right)^2 + \left(\frac{k_{z2}}{\varepsilon_{f2}} \right)^2 - k_x^2 \left(\frac{\varepsilon_{\perp,1}}{\varepsilon_{\parallel,1}\varepsilon_{f1}} - \frac{\varepsilon_{\perp,2}}{\varepsilon_{\parallel,2}\varepsilon_{f2}} \right)^2 \right] \sin k_{z1}d_1 \sin k_{z2}d_2, \\ d &= d_1 + d_2. \end{aligned} \quad (3)$$

Периодические свойства материала описываются членом $\cos \bar{k}d$. Волновое число \bar{k} имеет смысл усредненного по периоду поперечного волнового вектора. Пользуясь терминологией, принятой для кристаллических решеток твердого тела, будем называть его блоховским вектором. Обратим внимание, что уравнение (3) не меняет вида при замене $\omega_H \rightarrow -\omega_H$ или $k_x \rightarrow -k_x$. Это означает, что безграничная слоисто-периодическая среда не обладает невзаимностью. Если правая часть уравнения (3) принимает значения по абсолютной величине большие единицы, то блоховский вектор оказывается мнимым. В этих областях структура не пропускает электромагнитных колебаний, возникают запрещенные зоны.

В этой работе исследование проводится в статическом приближении, $k_x^2 \gg (\omega/c)^2 \max(\varepsilon_{f1}, \varepsilon_{f2})$, т. е. $k_{z1,2} = \pm ik_x$, которое накладывает ограничение на толщину слоев и частоту. Так как периодичность оказывает влияние на распространение волн при $k_x(d_1 + d_2) \leq 1$, то

$$\omega d < c (\max(\varepsilon_{f1}, \varepsilon_{f2}))^{1/2}. \quad (4)$$

Для частот миллиметрового диапазона ($\omega \sim 6 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$) характерное значение толщин $d_{1,2} \sim 0,1 \text{ см}$. Теперь дисперсионное уравнение значительно упрощается:

$$F_h = F_{\omega}, \quad (5)$$

где

$$F_h = 2 [\cos \bar{k}d - \text{ch } k_x(d_1 - d_2)] / \text{sh}(k_x d_1) \text{sh}(k_x d_2),$$

$$F_{\omega} = \frac{[\varepsilon_{\parallel,1} + \varepsilon_{\parallel,2} + i(\varepsilon_{\perp,1} - \varepsilon_{\perp,2})][\varepsilon_{\parallel,1} + \varepsilon_{\parallel,2} - i(\varepsilon_{\perp,1} - \varepsilon_{\perp,2})]}{\varepsilon_{\parallel,1}\varepsilon_{\parallel,2}}.$$

Уравнение (5) аналогично уравнению для быстрой и медленной необыкновенных волн в неограниченной замагниченной плазме ([10],

с. 203). Роль квадрата коэффициента преломления выполняет F_h . Функция F_ω является произведением сомножителей, определяющих предельные частоты поверхностных магнитоплазменных волн [11, 12]. В дальнейшем для наглядности будем считать, что второй слой является диэлектриком с $\epsilon_{j2} = \epsilon_{02}$, $\epsilon_{1,2} = 0$. Обратим внимание, что однородная среда в электростатическом приближении имеет собственные колебания на двух фиксированных частотах. Стратификация среды превращает их в две ветви электромагнитных волн, распространение которых характеризуется волновым вектором $\mathbf{k} = \{k_x, k\}$. Эти волны образуются из комбинации поверхностных магнитоплазменных колебаний право- и левоциркулярно поляризованных при $k_x d \rightarrow \infty$ относительно направления магнитного поля и сдвинутых по фазе на блоховский угол $\bar{k}d$. Изменение $\bar{k}d$ или магнитного поля меняет величину эллиптичности и угол наклона поляризационного эллипса к плоскости границы. Исследованию дисперсии этих колебаний в средах с затуханием посвящена эта работа.

Функция F_h симметрична относительно индексов 1 и 2. Это означает, что пространственная дисперсия одинакова у двух различных структур, имеющих одинаковые периоды и соотношения между толщинами полупроводника и диэлектрика соответственно равными $(d_1/d_2)' = a$ и $(d_1/d_2)'' = a^{-1}$. Причина этого в том, что поля в различных слоях спадают от границ по закону $\exp(-k_x z)$ независимо от параметров сред.

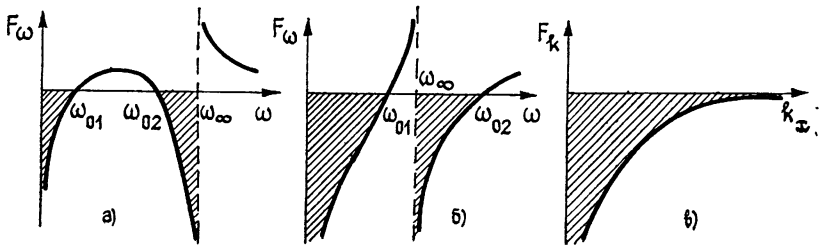


Рис. 1.

На рис. 1 схематически представлены графики функций $F_\omega(\omega)$ и $F_h(k_x d, \bar{k}d = \pi)$ при $\nu = 0$. Значение $F_\omega(\omega)$ обращается в нуль на частотах

$$\omega_{01, 02} = \sqrt{\omega_{ps}^2 + \omega_H^2/4} \mp \omega_H/2 \quad (6)$$

и в бесконечность при

$$\omega_\infty = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_p^2}. \quad (7)$$

Характерная частота $\omega_{ps} = \omega_p [\epsilon_{01}/(\epsilon_{01} + \epsilon_{02})]^{1/2}$ является частотой поверхностного плазмона на границе полупроводник — диэлектрик при $H_0 = 0$.

Частота ω_{01} всегда меньше ω_∞ , а $\omega_{02} > \omega_\infty$ при $\omega_H > \omega_{кр} = \omega_{ps} [1 + (1 + 2\epsilon_{j2}^2/\epsilon_{01}^2)^{1/2}]^{1/2}$ и $\omega_{02} < \omega_\infty$ при $\omega_H < \omega_{кр}$. Как видно из рисунка и соотношения (5), решение дисперсионного уравнения существует только в заштрихованных областях. Это позволяет схематически представить вид дисперсионных зависимостей электромагнитных колебаний без учета затухания (рис. 2). В заштрихованных областях блоховский угол меняется в пределах $\bar{k}d = (0 \div \pi) + 2\pi n$.

Таким образом, в решетке существуют две ветви колебаний: низкочастотная и высокочастотная. Первая начинается при $k_x d = 0$ и асимптотически стремится к ω_{01} . Частота колебаний нижней ветви при

$k_x d \ll 1$ пропорциональна $k_x' d$. Поэтому эти волны назовем «акустическими» магнитоплазмонами. При $\omega_H \rightarrow 0$ они переходят в «акустические» плазмоны [6]. Высокочастотные колебания назовем «оптическими» магнитоплазмонами. Их дисперсионные кривые расположены между частотами ω_{02} и ω_∞ . При $\omega_H < \omega_{кр}$ групповая скорость «оптических» волн отрицательна. С увеличением магнитного поля частота колебания приближается к циклотронной, а групповая скорость становится положительной при $\omega_H > \omega_{кр}$. Наличие магнитного поля приводит к появлению запрещенной зоны, ширина которой при $\omega_H < \omega_{кр}$ больше ω_H , а при больших магнитных полях $\omega_H > \omega_{кр}$ — меньше ω_H . Наибольшее влияние стратификации проявляется при малых значениях $k_x d \ll 1$. Если $k_x d \rightarrow \infty$, то частота колебаний стремится к предельным значениям ω_{01} , ω_{02} , а пространственная дисперсия становится малой.

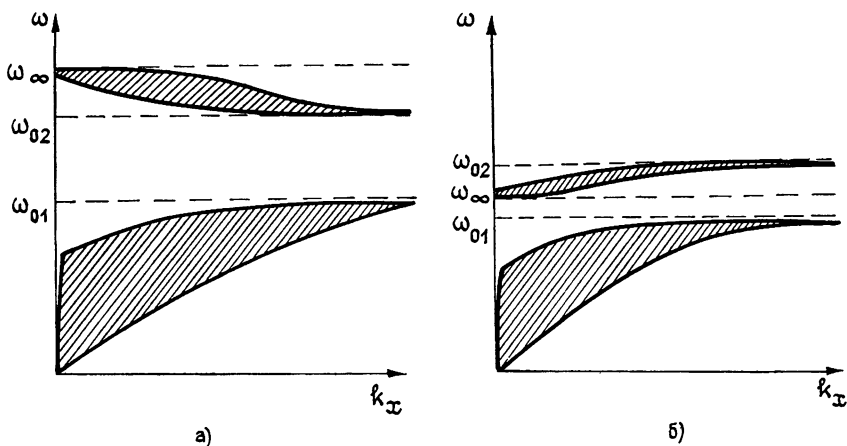


Рис. 2.

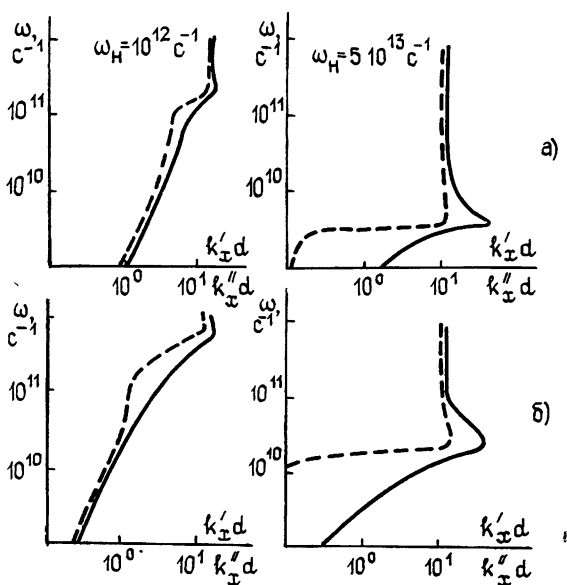


Рис. 3.

Учет влияния затухания в полупроводнике ($\nu \neq 0$) существенно изменяет характер дисперсионных кривых. Исследуем сначала задачу о пространственном затухании собственных колебаний. Функция F_ω

теперь комплексна, и ни один из множителей, входящих в формулу, не обращается в нуль при действительных значениях $\omega = \omega'$. В отсутствие затухания волновой вектор мог принимать любые значения, а фазовая скорость уменьшалась до нуля при $k_x \rightarrow \infty$. В реальных структурах волновой вектор достигает максимального значения $k_{x \max}$ в точке минимума функции, в которой происходит поворот дисперсионной кривой [13, 14]. Таким образом, имеется минимальное значение фазовой скорости при определенных значениях параметров. На рис. 3 представлены дисперсионные кривые при различных значениях напряженности внешнего магнитного поля и двух значениях диэлектрической проницаемости ϵ_{02} (рис. 3а — $\epsilon_{02} = 100$, рис. 3б — $\epsilon_{02} = 10$, пунктир — функция $k''(\omega)$). В качестве полупроводника рассматривалось вещество с параметрами, близкими антимониду индия ($\omega_0 = 5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\nu = 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\epsilon_{01} = 17,8$, $d_1/d_2 = 4$, $d = 0,25 \text{ см}$). Видно, что с ростом магнитного поля область поворота смещается в сторону больших значений $k_x d$ и меньших частот. Относительное затухание k_x''/k_x' велико при низких частотах и вблизи точки поворота. Существует область частот, где пространственное затухание мало. Увеличение H_0 приводит к расширению этой области и уменьшению относительного затухания. Обратим внимание, что дисперсионные кривые после точки поворота монотонно возрастают с частотой, а запрещенная зона отсутствует и $k_x'' \approx k_x'$. Пространственное затухание «оптического» магнитоплазмона велико, а область существования по продольному волновому числу обратно пропорциональна частоте столкновений. Для реального образца InSb она мала и при выбранном масштабе рис. 3 не видна.

Нам представляется интересным график рис. 4, на котором представлена зависимость минимальной фазовой v_ϕ скорости от ω_H в точке поворота дисперсионной кривой. Он демонстрирует возможности слоистой структуры. Минимальная фазовая скорость $v_\phi \approx 10^8 \text{ см/с}$ при $\epsilon_{02} = 100$ (кривая 2) и $\omega_H = 5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Использование диэлектрика с большим значением диэлектрической проницаемости позволит получить еще меньшие значения фазовой скорости. Для сравнения укажем, что по данным работы [11] скорость поверхностных магнитоплазменных волн в однородных полубесконечных материалах составляет $\sim 10^{10} \text{ см/с}$.

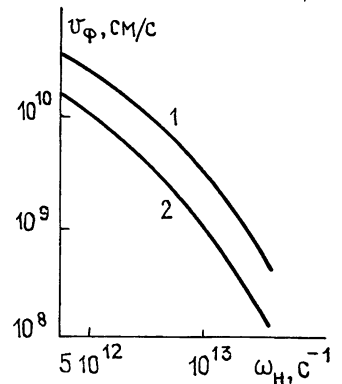


Рис. 4.

Дисперсионные зависимости слоисто-периодического материала, помещенного в резонатор, совпадают с характеристиками безграничной среды, если в резонаторе содержится целое число периодов [15]. Это обстоятельство позволяет измерить дисперсионные свойства с учетом временного затухания, когда $\omega = \omega' + i\omega''$, а волновой вектор — действительный. На рис. 5, 6 представлены кривые для низкочастотной и высокочастотной ветвей колебаний (рис. 5а соответствует $d_1 \gg d_2$, рис. 5б — $d_1 \approx d_2$). При малых магнитных полях $\omega'' = -\nu/2$, а $|F_\omega|$ не обращается в бесконечность при $\omega \rightarrow 0$. Поэтому дисперсионные кривые начинаются при конечных значениях $k_{x \text{ гр}}$, которые находятся из условия

$$k_{x \text{ гр}} = 4 |\sin(\bar{k}d/2)| / [(d_1 - d_2)^2 - d_1 d_2 F_{\omega \text{ гр}}]^{1/2},$$

$$F_{\omega \text{ гр}} \cong \frac{(\epsilon_{01} + \epsilon_{02})^2}{\epsilon_{01} \epsilon_{02}} \begin{cases} (1 + 4\omega_{ps}^2/\nu^2)^2 / (1 + 4\omega_p^2/\nu^2), & \omega_H \ll \nu \\ (4\omega_{ps}\omega_H/\nu^2)^2, & \omega_H \gg \nu \end{cases}.$$

Увеличение магнитного поля приводит к снижению предельной частоты и уменьшению затухания волн. Изменение отношения d_2/d_1 деформирует область пропускания. С ростом этого соотношения зона распространения волн сужается и приближается к предельной частоте ω_{01} . Временное затухание магнитоплазмонов почти не имеет пространственной дисперсии, а величина его меняется от значения $-\nu/2$ при малых магнитных полях приблизительно обратно пропорционально H_0 .

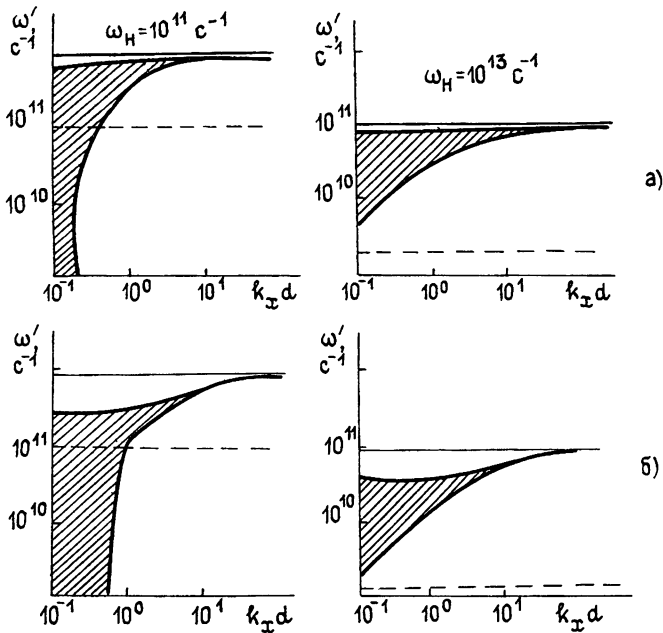


Рис. 5

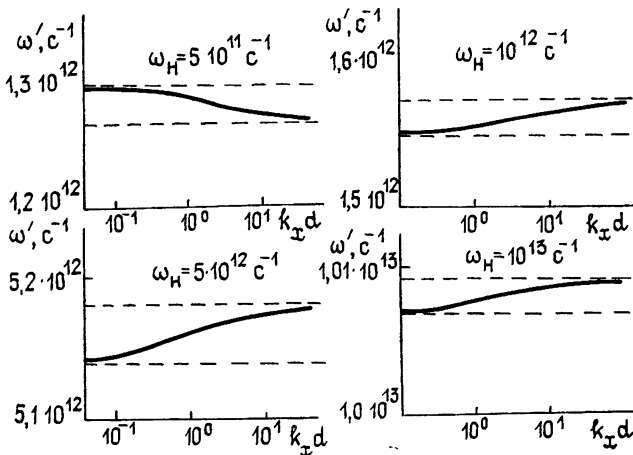


Рис. 6.

Дисперсия высокочастотной ветви мало изменяется при учете столкновений. Можно показать, что характерные значения частот ω_{02} и ω_∞ меняются на величину порядка $\nu^2/(\omega_H^2 + \omega_p^2)$.

Если слоисто-периодическая среда составлена из двух различных полупроводников, то зависимость от частоты функции F_ω более сложная. Числитель F_ω при изменении параметров материалов может обра-

щаться в нуль два, четыре или шесть раз, а знаменатель — дважды. Образуется сложная система «разрешенных» и «запрещенных» для распространения электромагнитных волн зон. В «разрешенных» областях существуют волны, дисперсия которых определяется функцией F_k

Заметим, что рассмотренные выше эффекты имеют место и для слоистой структуры феррит—диэлектрик или феррит—феррит для электромагнитных волн с компонентами поля E_y, H_x, H_z .

В заключение отметим, что в работах [16, 17] были получены уравнения для слоисто-периодической среды в магнитном поле для волн, распространяющихся перпендикулярно и параллельно границам сред. Соотношение (3) переходит в оба эти уравнения, если положить $k_x=0, \bar{k} \neq 0$ или $k_x \neq 0, \bar{k}=0$ соответственно. Целью работ [16, 17] было получение тензора ϵ_{ik} слоисто-периодической среды в длинноволновом приближении. Исследование волн, распространяющихся в таком материале, в этих работах не проводилось.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред — М.: Физматгиз, 1959, с 333
2. Alfano R R — J. Opt. Soc. Am, 1970, 60, № 1, p. 66.
3. Элаши Ш. — ТИИЭР, 1976, 64, № 12, с 22.
4. Yeh P., Yagiji A., Chi-Shain Hong. — J. Opt Soc. Am., 1977, 67, № 4, p. 423.
5. Романов Ю. А. — ЖТФ, 1972, 42, вып 5, с 1804.
6. Булгаков А. А., Яковенко В. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 1, с 28.
7. Бразис Р. С., Миронас А. С., Пожела Ю. К. — Лит. физ. сб, 1975, 15, № 6, с 943.
8. Waghnam A. C., Bordman A. D. — J. Phys. C (Solid Stat. Phys.), 1969, 2, p. 619.
9. Попов В. В., Ревзин Р. М., Сафонова М. А. — Радиотехника и электроника, 1983, 28, № 10, с 2008.
10. Ахизер А. И., Ахизер И. А., Половин Р. В., Ситенко А. Г., Степанов К. Н. Электродинамика плазмы. — М.: Наука, 1974, с. 203.
11. Альтшулер Е. Ю., Кац Л. И., Попов В. В. — Обзоры по электронной технике. Электроника СВЧ Сер 1, 1983, вып. 7 (940), с. 28
12. Бразис Р. С. — Лит. физ. сб, 1981, 21, № 4, с. 73.
13. Kovner G S., Alexander R. W, Jr., Bell R. J. — Phys. Rev. B., 1976, 14, № 4, p. 1458.
14. Borstel G., Schuller E., Falge H. J. — Phys. Stat. Sol. (b), 1976, 76, p 759.
15. Булгаков А. А., Яковенко В. М. — Изв вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 4, с. 518
16. Бразис Р. С., Сафонова Л. С. Тезисы докладов V симпозиума «Плазма и неустойчивости в полупроводниках». — Вильнюс, 1983, с 28.
17. Бразис Р. С., Сафонова Л. С. Тезисы докладов симпозиума «Методы синтеза и применение многослойных интерференционных систем» — М.: Гос. ун-т, 1984, с. 150.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
13 июля 1984 г

INFLUENCE OF DAMPING ON DISPERSION PROPERTIES OF THE CLASSIC SUPERGRATING IN A MAGNETIC FIELD

A. A. Bulgakov, Yu. F. Filippov

Semiconductor-semiconductor or semiconductor-dielectric layer-periodical structure, placed in the magnetic field parallel to the layer boundaries is investigated. The dispersion of oscillations propagating in a plane perpendicular to the magnetic field is studied. The existence of «acoustic» and «optical» magnetoplasmons is predicted. It is shown that accounting of the spatial damping leads to a considerable change of oscillation dispersion. Numerical calculations for the indium antimonide-type material are carried out.