

Амплитудно-фазовая спектроскопия резонансного отражения света кристаллами с резонаторами Фабри—Перо на поверхности

П. С. Кособуцкий

Государственный университет «Львовская политехника», Украина, 290646, г. Львов, ул. Бандеры, 12
E-mail: petkosob@polynet.lviv.ua

Статья поступила в редакцию 14 декабря 1998 г., после переработки 7 мая 1999 г.

Исследованы условия формирования минимумов амплитудных спектров отражения электромагнитных волн прозрачными интерферометрами Фабри—Перо, закрепленными на поверхности кристаллов с резонансной дисперсией диэлектрической проницаемости $\tilde{\epsilon}(\omega)$. Показано, что независимо от характера дисперсии $\tilde{\epsilon}(\omega)$ минимум контура отражения формируется на частоте ω_m фазовой компенсации, для которой общая фаза отраженной волны кратна π . Получены аналитические выражения, связывающие частоту минимума контура отражения с параметрами поверхностного резонатора и резонансного возбуждения в подложке объемных экситонов, фононов и плазмонов.

Досліджено умови формування мінімумів амплітудних спектрів відбиття електромагнітних хвиль прозорими інтерферометрами Фабрі—Перо, закріпленими на поверхні кристалів з резонансною дисперсією діелектричної проникності $\tilde{\epsilon}(\omega)$. Показано, що незалежно від характеру дисперсії $\tilde{\epsilon}(\omega)$ мінімум контура відбиття формується на частоті ω_m фазової компенсації, для котрої загальна фаза відбитої хвилі кратна π . Отримано аналітичні вирази, що зв'язують частоту мінімуму контура відбиття з параметрами поверхневого резонатора та резонансного збудження в підкладці об'ємних екситонів, фононів та плазмонів.

PACS: 78.20.Bh

1. Введение

Резонансное отражение света трехслойной системой границ раздела типа вакуум—бездисперсионный плоскопараллельный слой (резонатор)—объем кристалла впервые исследовалось в экситонной области спектра в работе [1]. Позже эта модель использовалась во многих работах для объяснения аномалий в экситонных спектрах отражения, а их основные результаты обобщены в монографиях [2–9].

После выхода работ [10,11] снова возрос интерес к резонансной спектроскопии отражения света, особенно применительно к физически новым объектам — квантово-размерным структурам [12–19], технология изготовления которых достигла высокого уровня [20]. В частности, было показано [21,22], что для структур с одиночными квантовыми ямами представляется возможным получить простое аналитическое выражение, связывающее частоту

минимума контура экситонного отражения, толщину барьерного слоя с параметрами резонансного возбуждения. Позже этот подход был использован для объяснения температурного роста амплитуды минимума контура экситонного отражения [23].

Трехслойная модель отражения актуальна для кристаллов, в которых возбуждаются объемные экситоны большого радиуса. В них на поверхности возникает резонатор в виде «мертвого» слоя вследствие взаимодействия экситонов с их «зеркальным изображением» у границы раздела [1].

Актуальной проблемой микроэлектроники является исследование процессов окисления поверхности полупроводников и, следовательно, разработка методов измерения параметров слоев собственных окислов, например ZnO—ZnSe, SiO₂—Si и др. Для этих целей удобно использовать спектроскопию фононов. По

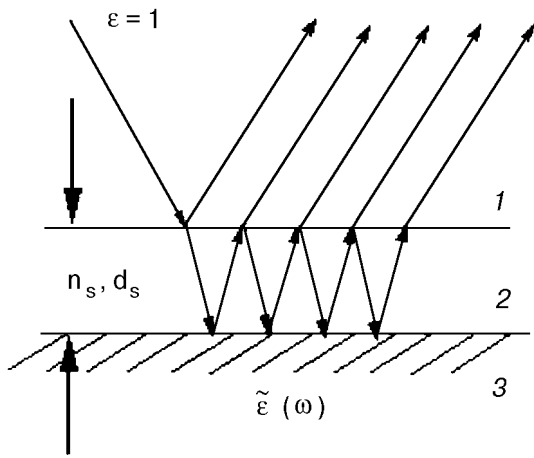


Рис. 1. Трехслойная схема отражения: вакуум (1), бездисперсионный резонатор (2) толщиной d_s и с показателем преломления n_s на поверхности кристалла (3) с резонансной дисперсией диэлектрической проницаемости $\tilde{\epsilon}(\omega)$.

сравнению с экситонами фононы менее критичны к величине затухания [24]. Поэтому метод трехслойной фононной спектроскопии отражения не требует слишком низких температур и достаточно исследовать зависимость спектрального положения минимума контура отражения от толщины поверхностного слоя.

Область плазменного резонанса привлекает исследователей как с точки зрения изучения состояния поверхности кристаллов [5], так и в связи с разработкой оптических датчиков физических величин [25]. Согласно [26], учет кулоновского взаимодействия носителей заряда с их зеркальным изображением у границы раздела вакуум—поверхность сводит задачу об отражении электромагнитной волны и в данной области спектра к трехслойной системе.

Целью настоящей работы являются теоретические исследования условий локализации минимума контура $R(\omega)$ отражения света прозрачным бездисперсионным резонатором типа Фабри—Перо, закрепленным на поверхности кристалла в области спектров возбуждения объемных экситонов, фононов и плазмонов в кристалле. Устанавливаются аналитические зависимости частоты минимума контура $R(\omega)$ резонансных отражений от параметров трехслойной отражающей системы.

2. Общие соотношения

Известно, что комплексная амплитуда \tilde{r}_{13} отраженного трехслойной структурой (рис. 1) света с учетом многолучевой интерференции в резонаторе равна [1]

$$\tilde{r}_{13} = \frac{\tilde{r}_{12} + \tilde{r}_{23} \exp(-i\delta_s)}{1 + \tilde{r}_{12}\tilde{r}_{23} \exp(-i\delta_s)}, \quad (1)$$

где индексы 12 и 23 соответствуют границам раздела вакуум—резонатор и резонатор—объем кристалла; $\delta_s = 4\pi n_s d_s / \lambda$ — сдвиг фазы волны в резонаторе толщиной d_s и с показателем преломления n_s . Формула (1) справедлива как при нормальном, так и при наклонном падении волны на поверхность.

Энергетический коэффициент отражения $R_{13}(\omega)$ равен

$$R_{13} = \tilde{r}_{13}\tilde{r}_{13}^* = \frac{(\rho_{12} - \rho_{23})^2 + 4\rho_{12}\rho_{23} \sin^2 \frac{\Delta}{2}}{1 + \rho_{12}^2 \rho_{23}^2 - 2\rho_{12}\rho_{23} \cos \Delta}, \quad \Delta = \varphi_{23} + \delta_s, \quad (2)$$

где $\tilde{r}_{ij} = \rho_{ij} \exp(i\varphi_{ij})$. Выражение (2) как функция частоты света имеет единственный экстремум — минимум в точке $\omega = \omega_m$, где выполняются условия

$$\frac{dR_{13}}{d\Delta} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{d^2R_{13}}{d\Delta^2} > 0. \quad (3)$$

Независимо от вида резонансной дисперсии комплексной диэлектрической функции $\tilde{\epsilon}(\omega) = (n - i\chi)^2$ в объеме кристалла, где n и χ — его оптические показатели преломления и поглощения, минимум отражения света трехслойной системой достигается на частоте ω_m , где выполняется условие фазовой компенсации

$$\varphi_{23} + \delta_s = 2\pi. \quad (4)$$

На рис. 2 показаны результаты расчета для случая отражения света закрепленным на поверхности кристалла резонатором толщиной $d_s = 160 \text{ \AA}$ в области спектра возбуждения объемных экситонов: кривая 1 — контур отражения; кривая 2 — частотная дисперсия функции $dR_{13}/d\Delta$ и кривая 3 — частотная зависимость сдвига фазы $(\varphi_{23} + \delta_s)$ волны. Убеждаемся в том, что условие $dR_{13}/d\Delta = 0$ выполняется только на частоте ω_m , на которой коэффициент отражения равен

$$R_{13} = \left(\frac{\rho_{12} - \rho_{23}}{1 + \rho_{12}\rho_{23}} \right)^2. \quad (5)$$

Из выражения (5) следует, что при равенстве модулей $\rho_{12} = \rho_{23}$ с учетом условия (4) всегда

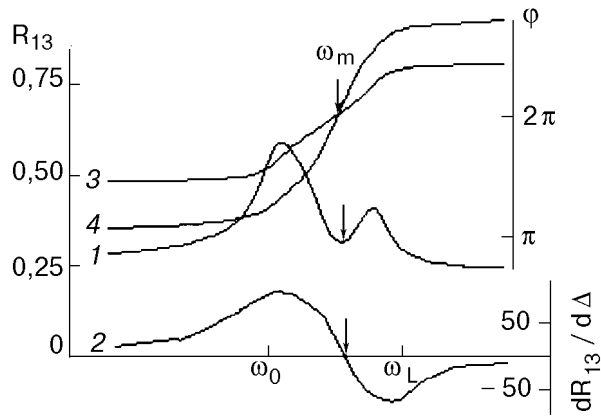


Рис. 2. Зависимости коэффициента отражения R_{13} (1), производной $dR_{13}/d\Delta$ (2), функции фазового сдвига $\Delta = \varphi_{23} + \delta_s$ (3) и контура фазы φ_{13} (4) от частоты света в окрестности экситонного резонанса $n = 1$. Расчеты выполнены для модельного кристалла с параметрами ZnSe: $4\pi\alpha = 0,0061$; $\hbar\omega_0 = 2,802$ эВ, $\hbar\gamma = 10^{-4}$ эВ, $\epsilon_0 = 9,1$.

можно подобрать такое соотношение между фазовой толщиной резонатора δ_s и оптическими параметрами кристалла n , χ , чтобы выполнялось равенство

$$\tilde{r}_{12} + \tilde{r}_{23} \exp(-i\delta_s) = 0 \quad (6)$$

и коэффициент отражения в минимуме обращался в нуль [20]. Тогда «просветленному» минимуму отражения ($R_{13}^{\min} = 0$) соответствует условие

$$\operatorname{Re} \tilde{r}_{13} = 0 \text{ и } \operatorname{Im} \tilde{r}_{13} = 0, \quad (7)$$

т.е. годограф амплитуды \tilde{r}_{13} пересекает начало осей координат $\operatorname{Re} \tilde{r}_{13}$ и $\operatorname{Im} \tilde{r}_{13}$. Условию полного просветления контура отражения в минимуме соответствует скачкообразное изменение типа «N» \Leftrightarrow «S» спектральной формы контура фазы $\varphi_{13}(\omega)$ [20].

При иных соотношениях между параметрами резонатора и резонансного возбуждения в кристалле на частоте ω_m выполняется условие

$$\operatorname{Re} \tilde{r}_{13} \neq 0, \operatorname{Im} \tilde{r}_{13} = 0, \quad (8)$$

т.е. годограф \tilde{r}_{13} не пересекает осей в начале координат $\operatorname{Re} \tilde{r}_{13}$ и $\operatorname{Im} \tilde{r}_{13}$. В данном случае спектральная форма контура фазы $\varphi_{13}(\omega)$ будет иметь «S» или «N» вид [19], а на частоте ω_m общая фаза отраженного света кратна π (кривая 4 на рис. 2).

Выполнение условия (4) на частоте минимума контура отражения ω_m устанавливает аналитическую зависимость между частотой ω_m , фазовой толщиной резонатора δ_s и оптическими

параметрами кристалла в области резонансных дисперсий $\tilde{\epsilon}(\omega)$. Действительно, тангенс сдвига фазы волны, отраженной от внутренней границы раздела резонатор–кристалл, равен

$$\operatorname{tg} \varphi_{23} = \frac{\operatorname{Im} \tilde{r}_{23}}{\operatorname{Re} \tilde{r}_{23}} = \frac{n_s \left(-2\epsilon_1 + 2\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} \right)^{1/2}}{\epsilon_s - \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}}, \quad (9)$$

где диэлектрическая проницаемость слоя $\epsilon_s = n_s^2$ ($\chi_s = 0$), а в объеме кристалла $\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_1 + i\epsilon_2$. Уравнение (9) можно переписать в более удобном виде:

$$\epsilon_s^2 + \epsilon_1^2 + \epsilon_2^2 + \frac{2\epsilon_s \epsilon_1}{\operatorname{tg}^2 \delta_s} = \frac{2\epsilon_s}{\sin^2 \delta_s} (\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{1/2}, \quad (10)$$

где учтено, что $\operatorname{tg} \varphi_{23} = \operatorname{tg} (2\pi - \delta_s) = \operatorname{tg} \delta_s$. Важно подчеркнуть, что в данное уравнение входят лишь параметры резонатора и активной среды, в которой диэлектрическая проницаемость имеет резонансный вид. Поэтому его можно применять для установления зависимости частоты минимума контура отражения от параметров отражающей системы. Продемонстрируем это на конкретных примерах.

3. Резонанс объемных экситонов

В области возбуждения объемных экситонов дисперсия диэлектрической функции $\tilde{\epsilon}(\omega)$ без учета пространственной дисперсии имеет вид

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_0 + \frac{4\pi\alpha\omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma)}, \quad (11)$$

где ω_0 – резонансная частота перехода с силой осциллятора $4\pi\alpha$; ϵ_0 – фоновая диэлектрическая проницаемость; γ – фактор затухания.

Выделив в (11) действительную ϵ_1 и мнимую ϵ_2 части и подставив их в (10), получаем уравнение 4-го порядка относительно ω^2 :

$$\begin{aligned} & \left(\epsilon_s^2 + \epsilon_0^2 + \frac{2\epsilon_0\epsilon_s}{\operatorname{tg}^2 \delta_s} \right) + \\ & + \frac{4\pi\alpha\omega_0^2 [4\pi\alpha\omega_0^2 + (\omega_0^2 - \omega^2) (2\epsilon_s + 2\epsilon_0/\operatorname{tg}^2 \delta_s)]}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2} = \\ & = \frac{2\epsilon_s}{\sin^2 \delta_s} \left\{ \epsilon_0^2 + \frac{4\pi\alpha\omega_0^2 [4\pi\alpha\omega_0^2 + 2\epsilon_0(\omega_0^2 - \omega^2)]}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2} \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (12)$$

Упростим уравнение (12), полагая $\epsilon_s = \epsilon_0$:

$$\left[4\pi\alpha\omega_0^2 + \frac{2\epsilon_0}{\sin^2 \delta_s} (\omega_0^2 - \omega^2) \right]^2 + \frac{4\epsilon_0^2}{\sin^2 \delta_s} [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2] = 0. \quad (13)$$

Тогда уравнение (13) имеет решение

$$\omega_m^2 = \omega_0^2 [S_1 + (S_1^2 - S_2)^{1/2}], \quad (14)$$

где

$$S_1 = 1 + \frac{2\pi\alpha}{\epsilon_0} + \frac{\gamma^2 \operatorname{ctg}^2 \delta_s}{2\omega_0^2}, \quad (15)$$

$$S_2 = 1 + \frac{4\pi\alpha}{\epsilon_0} + \left(\frac{2\pi\alpha \sin \delta_s}{\epsilon_0} \right)^2.$$

Обычно в экситонной части спектра выполняется условие

$$\gamma \ll \omega_0, \quad (16)$$

тогда решение (14) существенно упрощается и принимает вид

$$\left(\frac{\omega_m}{\omega_0} \right)^2 \approx 1 + \frac{4\pi\alpha}{\epsilon_0} \cos^2 \frac{\delta_s}{2}. \quad (17)$$

Таким образом, при изменении фазовой толщины резонатора на поверхности кристалла частота минимума контура отражения периодически изменяется в пределах продольно-поперечного расщепления ω_{LT} рассматриваемого экситонного состояния $\omega_0 \leq \omega_m \leq \omega_L$, где ω_L —

резонансная частота продольных экситонов. Например, в случае модельного кристалла с параметрами ZnSe ($4\pi\alpha = 0,0066$; $\epsilon_0 = 9$; $\hbar\omega_0 = 2,802$ эВ) наличие на поверхности бездисперсионного резонатора экситонных размеров смещает минимум отражения примерно на 10–15% от величины продольно-поперечного расщепления ω_{LT} .

Если фазовая толщина резонатора $\delta = (2m + 1)\pi$, $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, то частота ω_m локализована вблизи ω_0 . Для $\delta_s = 0, 2\pi, 4\pi, \dots = 2m\pi$ минимум локализуется на частоте

$$\omega_m^2 = \omega_0^2 \left(1 + \frac{4\pi\alpha}{\epsilon_0} \right), \quad (18)$$

т.е. на резонансной частоте продольных экситонов ω_L [1].

4. Фононное отражение света в инфракрасной области

Как и в предыдущем разделе, чтобы установить зависимость частоты минимума контура фононного отражения ω_m от фазовой толщины пленочного резонатора на поверхности кристалла, необходимо определить резонансную дисперсию $\tilde{\epsilon}(\omega)$ в данной области спектра. Согласно [24], ее можно представить в следующем виде:

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}, \quad (19)$$

где ω_{TO} — резонансная частота поперечных оптических фононов. Выделив в (19) действительную и мнимую части и подставив их в уравнение (10), получаем уравнение 4-го порядка относительно ω^2 :

$$\begin{aligned} & [2\epsilon_s\epsilon_\infty + (\epsilon_s^2 + \epsilon_\infty^2) \operatorname{tg}^2 \delta_s]^2 - \left(\frac{2\epsilon_s\epsilon_\infty}{\cos^2 \delta_s} \right)^2 + \left[\frac{2(\epsilon_\infty^2 + \epsilon_s\epsilon_\infty) \operatorname{tg}^2 \delta_s \Delta_{LT}^2 (\omega_{TO}^2 - \omega^2) + \epsilon_\infty^2 (\epsilon_s^2 + \epsilon_\infty^2) \Delta_{LT}^2 \operatorname{tg}^2 \delta_s}{(\omega_{TO}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2} \right]^2 - \\ & - \left(\frac{2\epsilon_s\epsilon_\infty}{\cos^2 \delta_s} \right)^2 \frac{\Delta_{LT}^2 + 2(\omega_{TO}^2 - \omega^2)\Delta_{LT}}{(\omega_{TO}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2} + 2[2\epsilon_s\epsilon_\infty + (\epsilon_s^2 + \epsilon_\infty^2) \operatorname{tg}^2 \delta_s] \times \\ & \times \frac{2(\epsilon_\infty^2 \operatorname{tg}^2 \delta_s + 2\epsilon_s\epsilon_\infty)\Delta_{LT}(\omega_{TO}^2 - \omega^2) + \epsilon_\infty^2 \Delta_{LT}^2 \operatorname{tg}^2 \delta_s}{(\omega_{TO}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2} = 0. \end{aligned} \quad (20)$$

При $\epsilon_s = \epsilon_\infty$ уравнение (20) упрощается к виду

$$\Omega^2 + \Omega \left(\frac{\Delta_\varepsilon \omega_{TO}^2}{\varepsilon_\infty} + \frac{\gamma^2}{\text{tg}^2 \delta_s} \right) + \left(\frac{\sin \delta_s}{2\varepsilon_\infty} \Delta_\varepsilon \omega_{TO}^2 \right)^2 - \frac{4\varepsilon_\infty^2 \omega_{TO}^2 \gamma^2 \cos^2 \delta_s}{\sin^4 \delta_s} = 0 \quad (21)$$

и имеет решение

$$\omega_{\min}^2 = \omega_{TO}^2 + \frac{1}{2} [\Omega + \sqrt{(\Omega^2 - \Delta_{LT}^2 \sin^2 \delta_s + \omega_{TO}^2 \gamma^2 \text{ctg}^2 \delta_s)}], \quad (22)$$

$$\Omega = \Delta_{LT} - \gamma^2 \text{ctg}^2 \delta_s, \quad \Delta_{LT} = \omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2,$$

$$\Delta_\varepsilon = \varepsilon_0 - \varepsilon_\infty.$$

Если выполняется условие $\gamma \ll \omega_{TO}$, то уравнение (21) сводится к виду

$$\Omega^2 + \Omega \frac{\Delta_\varepsilon \omega_{TO}^2}{\varepsilon_\infty} + \frac{\sin^2 \delta_s}{4\varepsilon_\infty^2} \Delta_\varepsilon^2 \omega_{TO}^2 = 0 \quad (23)$$

с простым решением

$$\omega_m^2 = \omega_{TO}^2 \left[1 + \frac{\Delta_\varepsilon}{\varepsilon_\infty} \cos^2 \frac{\delta_s}{2} \right]. \quad (24)$$

Как и в случае возбуждения объемных экситонов при изменении фазовой толщины резонатора, роль которого может играть оксидный слой на поверхности кристалла, энергетическое положение минимума контура фононного отражения периодически сдвигается в пределах между спектральными положениями резонансных

частот фононов ω_{TO} и ω_{LO} . В предельном случае $\delta_s \rightarrow 0$ решение (24) совпадает с известным выражением Саакса—Тейлора—Лиддена [27]

$$\omega_{\min}^2 = \omega_{TO}^2 \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty} = \omega_{LO}^2, \quad (25)$$

что подтверждает правильность предложенного подхода. Установление функциональной зависимости представляет возможным расширить спектр экспериментальных исследований аномальной дисперсии кварца в диапазоне 8–10 мкм, обусловленной валентными колебаниями связей Si–O [28].

5. Область плазменного отражения в полупроводниках

Как отмечалось в первом разделе, взаимодействие носителей заряда со своими зеркальными изображениями у границы раздела приводит к возникновению на поверхности кристалла бездисперсионного слоя. Поэтому чтобы установить функциональную зависимость частоты минимума контура плазменного отражения ω_m от фазовой толщины слоя на поверхности кристалла, как и в предыдущих случаях, необходимо решить уравнение (10) при условии (4) с известной зависимостью $\tilde{\varepsilon}(\omega)$. Согласно [5,9], ее можно записать в следующем виде:

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma}, \quad (26)$$

где ω_p — плазменная частота. С учетом (26) на частоте ω_m уравнение (10) имеет вид

$$\left[(\varepsilon_s^2 + \varepsilon_\infty^2) \text{tg}^2 \delta_s + 2\varepsilon_s \varepsilon_\infty \right]^2 + \left(\frac{2\omega^2 \omega_p^2 (\varepsilon_s + \varepsilon_\infty \text{tg}^2 \delta_s) + \omega_p^4 \text{tg}^2 \delta_s}{\omega^4 + \omega^2 \gamma^2} \right)^2 \times \\ \times \frac{2 [(\varepsilon_s^2 + \varepsilon_\infty^2) \text{tg}^2 \delta_s + 2\varepsilon_s \varepsilon_\infty] [2\omega^2 (\varepsilon_s + \varepsilon_\infty \text{tg}^2 \delta_s) + \omega_p^4 \text{tg}^2 \delta_s]}{\omega^4 + \omega^2 \gamma^2} = \frac{4\varepsilon_s^2 \varepsilon_\infty^2}{\cos^4 \delta_s} + \frac{4\varepsilon_s^2}{\cos^4 \delta_s} \frac{2\varepsilon_\infty \omega_p^2 \omega^2 + \omega_p^4}{\omega^4 + \omega^2 \gamma^2}. \quad (27)$$

При $\varepsilon_s = \varepsilon_\infty$ уравнение (27) принимает более простой вид

$$\omega^4 - \left(\gamma^2 \text{ctg} \delta_s + \frac{\omega_p^2}{\varepsilon_\infty} \right) \omega^2 + \frac{\omega_p^4 \sin^2 \delta_s}{4\varepsilon_\infty^2} = 0 \quad (28)$$

и имеет решение

$$\omega_m^2 = \frac{1}{2} \gamma^2 \operatorname{ctg}^2 \delta_s + \frac{\omega_p^2}{2\epsilon_\infty} \pm \left\{ \left(\frac{1}{2} \gamma^2 \operatorname{ctg}^2 \delta_s + \frac{\omega_p^2}{2\epsilon_\infty} \right)^2 - \frac{\omega_p^4 \sin^2 \delta_s}{4\epsilon_\infty^2} \right\}^{1/2} \quad (29)$$

или, если пренебречь затуханием,

$$\omega_m^2 \approx \frac{\omega_p^2}{\epsilon_\infty} \cos^2 \frac{\delta_s}{2}. \quad (30)$$

Таким образом, при отсутствии бездисперсионного слоя на поверхности кристалла минимум плазменного отражения возникает с длинноволновой стороны относительно плазменного резонанса на частоте $\omega_m \approx \omega_p / \sqrt{\epsilon_\infty}$. На частоте ω_m , если пренебречь затуханием, действительная часть комплексной функции (26) равна нулю, что согласуется с [5]. Поэтому при приближении к частоте плазменного резонанса ω_p максимум кривой отражения наблюдаться не будет. С ростом фазовой толщины поверхностного слоя минимум контура отражения смещается в область меньших энергий, что необходимо учитывать при моделировании сенсорных приборов [29].

6. Выводы

1. Минимум контура отражения электромагнитной волны трехслойной системой типа бездисперсионная среда — резонатор Фабри — Перо — среда с резонансной дисперсией диэлектрической проницаемости локализуется на частоте фазовой компенсации.

2. Спектральное положение минимума контура отражения определяется фазовой толщиной резонатора и параметрами резонансного возбуждения в кристалле.

3. В экситонной и фононной частях спектра при изменении фазовой толщины резонатора частота минимума контура отражения осциллирует в пределах продольно-поперечного расщепления. В области плазменного отражения интервал изменения частоты минимума отражения ограничен только с коротковолновой стороны плазменной частотой.

4. Фаза $\varphi_{13}(\omega)$ отраженной волны на частоте минимума кривой отражения кратна π .

5. Рассмотренный подход справедлив для произвольных случаев отражения электромагнитных волн трехслойными структурами типа бездисперсионная среда — резонатор Фабри — Перо — кристалл с резонансными переходами, для которых справедливо макроскопическое описание

резонансных оптических свойств с помощью диэлектрических функций.

Автор выражает благодарность проф. Г. Ландверу (Университет, Вюрцбург, Германия) за оказанную финансовую поддержку для участия в работе Международной конференции «Гетероструктуры в науке и технологии», Вюрцбург, 13–17 марта 1995 г., и Я. П. Кособуцкому за помощь в проведении компьютерных расчетов.

Работа частично поддержана Международной соровской программой поддержки просвещения в области точных наук (ISSEP), грант № APU072047.

1. J. J. Hopfield and D. G. Thomas, *Phys. Rev.* **132**, 563 (1963).
2. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов*, Наука, Москва (1979).
3. М. С. Бродин, Э. Н. Мясников, С. В. Марисова, *Поляритоны в кристаллооптике*, Наукова думка, Киев (1984).
4. С. И. Пекар, *Кристаллооптика и добавочные световые волны*, Наукова думка, Киев (1982).
5. *Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред*, В. М. Агранович, Д. Л. Милс (ред.), Наука, Москва (1985).
6. *Современные проблемы науки о конденсированных средах. Экситоны*, Э. Рашба, М. С. Стердж (ред.), Наука, Москва (1985).
7. A. Stal and I. Blaslev, *Electrodynamics of the Semiconductor Band Edge, Springer Tracts in Modern Physics*, **110**, Springer Verlag (1987).
8. В. А. Киселев, Б. В. Новиков, А. Е. Чередниченко, *Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников*, ЛГУ, Ленинград (1987).
9. Н. Л. Дмитрук, В. Г. Литовченко, В. Л. Стрижевский, *Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках*, Наукова думка, Киев (1989).
10. Е. Л. Ивченко, П. С. Копьев, В. П. Кочерешко, И. Н. Уралыев, Д. Р. Яковлев, С. В. Иванов, Б. Я. Мельцер, М. А. Калитиевский, *ФТТ* **30**, 784 (1988).
11. E. L. Ivchenko, A. V. Kavokin, V. P. Kochereshko, G. R. Posina, D. R. Yakovlev, R. N. Bicknell-Tassius, A. Waag, and G. Langweh, *Phys. Rev.* **46**, 7213 (1992).
12. R. Houdre, R. P. Stanley, U. Oesterle and M. Piegems, *Phys. Rev.* **49**, 16761 (1994).
13. T. A. Fisher, A. M. Afshar, D. M. Whittaker, M. S. Skolnik, J. S. Roberts, G. Hill, and M. A. Pate, *Phys. Rev.* **51**, 2600 (1995).
14. T. J. Hosea, P. H. Hughes, and B. L. Weiss, *J. Appl. Phys.* **77**, 2672 (1995).
15. M. R. Vladimirova, A. V. Kavokin, and M. A. Kalitievski, *Phys. Rev.* **B54**, 14566 (1996).
16. Robin Huang, Hui Cao, and Yoshihis Yamamoto, *Phys. Rev.* **B56**, 9217 (1997).
17. П. С. Кособуцкий, *Оптика и спектроскопия* **83**, 969 (1997).

18. Г. В. Астахов, В. П. Кочерешко, А. В. Платонов, Д. Р. Яковлев, В. Оссау, В. Фашигер, Г. Ландвер, *ФТТ* **40**, 867 (1998).
19. P. J. Klar, P. M. A. Vicente, T. E. Sale, T. J. C. Hosea, A. R. Adams, and A. Raymond, *Solid State Commun.* **107**, No 3, 97 (1998).
20. *MRS Bulletin*, **23**, No 2, 15 (1998).
21. П. С. Кособуцкий, *ФНТ* **22**, 460 (1996).
22. П. С. Кособуцкий, *УФЖ* **28**, 1090 (1983).
23. П. С. Кособуцкий, *ФНТ* **24**, 493 (1998).
24. *Handbook of Optical Constants of Solids III*, Edvard Palik (ed.), Academic Press San Diego, London, Boston, New York, Sydney, Tokyo, Toronto (1998).
25. K. R. Welford, *Opt. and Quant. Electron* **23**, 1 (1991).
26. Э. Х. Родерик, *Константы металл-полупроводник*, Г. В. Степанков (ред.), (пер. с англ.), *Радио и связь*, Москва (1982).
27. Y. Y. Leddane, R. G. Sachs, and E. Teller, *Phys. Rev.* **59**, 673 (1941).
28. С. И. Попова, Т. С. Толстых, В. Г. Воробьев, *Оптика и спектроскопия* **29**, 801 (1972).
29. А. В. Кабашин, П. И. Никитин, *Квантовая электроника* **24**, 671 (1997).

Amplitude-phase spectroscopy of resonance reflection of light by crystals with Fabry-Perot interferometer on their surfaces

P. S. Kosoboutski

Study is made of conditions for the formation of amplitude spectrum minima of electromagnetic wave reflection by transparent Fabry-Perot interferometers fixed on the crystal surfaces with a resonance dispersion of dielectric constant $\tilde{\epsilon}(\omega)$. Whatever the $\tilde{\epsilon}(\omega)$ behavior, the reflection contour minimum is shown to be formed at the phase compensation frequency ω_m for which the general reflecting phase is a multiple of π . Analytical expressions are derived which relate the reflection minimum frequency with the parameters of the surface resonator and the resonance excitation of bulk excitons, phonons and plasmons in the substrate.