

Особенности диэлектрической функции InN в области прямого оптического перехода

Л. А. Фальковский

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 119334 Москва, Россия

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, 142190 Троицк, Россия

Поступила в редакцию 12 января 2009 г.

Рассмотрена дисперсия диэлектрической проницаемости InN со структурой вюрцита в области частот вблизи фундаментальной энергетической щели с учетом влияния температуры и концентрации носителей. Линейность электронного спектра в широкой энергетической области приводит к логарифмической сингулярности у вещественной части диэлектрической функции, связанной с прямыми электронными переходами, и соответственно, к аномально большой величине диэлектрической постоянной. Мнимая часть выходит на плато выше порога поглощения. Рассчитанные без всяких подгоночных параметров значения хорошо согласуются с экспериментом и вычислениями из первых принципов.

PACS: 71.15.Mb, 71.20.Nr, 78.20.Ci

Среди полупроводников типа A_3B_5 , привлекающих широкое внимание в связи с возможным использованием в оптоэлектронике, особое место занимает InN со структурой вюрцита. Недавно обнаружено [1–5], что у него прямая запрещенная щель $2\varepsilon_g$ составляет приблизительно 0.7 эВ, а не 1.9 эВ, как считалось ранее, то есть гораздо меньше, чем у других материалов этой группы. Малому значению щели отвечает и малая эффективная масса $m^* \approx 0.07m_0$ у электронов в зоне проводимости [6–8].

Обычно зонные расчеты для A_3B_5 сверяют с моделью Кейна [9], согласно которой зоны проводимости и валентная в окрестности центра зоны Бриллюэна Γ строятся из s - и p -состояний. Однако для InN расчеты электронного спектра “из первых принципов” дают противоречивые результаты [10], поскольку зависят от того, относятся или нет d -электроны индия к его внутренней оболочке. На рис.1а показана схема расщепления валентной зоны в InN под влиянием кристаллического поля Δ_{CR} и спин-орбитального взаимодействия Δ_{SO} . Экспериментальные данные [11], а также вычисления [8] показывают, что эти расщепления порядка $0.02 \div 0.06$ эВ, то есть малы по сравнению с расстоянием $2\varepsilon_g$ между s - и p -термами. Поэтому при расчетах интегральных свойств, таких как диэлектрическая функция, модель Кейна можно существенно упростить, пренебрегая расщеплением валентной зоны.

Мы вычислили в рамках упрощенной модели Кейна диэлектрическую функцию InN , ее вещественную и мнимую части, в оптической области, где ближайший межзонный электронный переход игра-

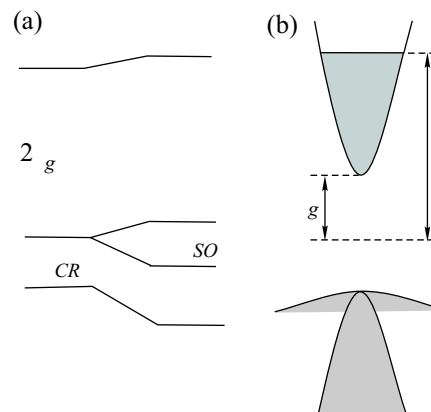


Рис.1. (а) Схема расщепления валентной зоны под влиянием кристаллического поля Δ_{CR} и спин-орбитального взаимодействия Δ_{SO} ; (б) зоны электронов, тяжелых и легких дырок вблизи точки Γ

ет главную роль, то есть для частотного интервала $\omega \sim 0.3\text{--}4$ эВ. Мнимая часть диэлектрической функции имеет, как известно, корневую особенность на пороге прямых электронных переходов в случае, если зона проводимости пуста (i), и конечный скачок, если носители в зоне проводимости вырождены (ii). В работе [12] для трех полиморфных модификаций InN (с симметрией вюрцита, цинковой обманки и каменной соли) мнимая часть диэлектрической функции вычислялась численно в первом случае (i), а вещественная восстанавливалась с помощью соотношений Крамерса-Кронига, причем электронный спектр рассчитывался, исходя из первых принципов. В той же работе мнимая часть оценивалась и в рамках $k-p$

схемы Кейна, но эти результаты не верны, поскольку там неправильно вычислен межзонный матричный элемент дипольного момента. Мы покажем, что вещественная часть диэлектрической функции имеет особенность типа кинка в случае (i) и логарифмическую особенность в случае (ii). Ранее такие особенности были найдены нами у графена [13] и полупроводников типа A_4B_6 [14]. Малое (по сравнению с фотонной частотой) электронное затухание, как и температура, сглаживают особенности диэлектрической функции. Экситонные эффекты в InN до сих пор не наблюдались в InN , поскольку они подавляются релаксацией носителей; их оценка для InN дана в работах [6, 12, 15].

Запишем эффективный гамильтониан кейновской модели для окрестности точки Γ в виде матрицы 4×4 :

$$H = \begin{pmatrix} \varepsilon_g & iP_2k_x & iP_2k_y & iP_1k_z \\ -iP_2k_x & -\varepsilon_g & 0 & 0 \\ -iP_2k_y & 0 & -\varepsilon_g & 0 \\ -iP_1k_z & 0 & 0 & -\varepsilon_g \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $P_1 \neq P_2$ – вещественные межзонные матричные элементы импульса (здесь с размерностью скорости; в промежуточных выражениях $\hbar = 1$). Обычно на диагонали в (1), а также в членах, связывающих состояния валентной зоны (ее потолок при $-\varepsilon_g$), пишут квадратичные по квазиимпульсу малые члены. Мы опускаем их, поскольку их вклад в диэлектрическую функцию имеет порядок $1/\ln(\varepsilon_{at}/\varepsilon_g) \ll 1$, где ε_{at} – энергия атомного масштаба.

Гамильтониан (1) имеет два собственных значения

$$\varepsilon_{1,4} = \pm[\varepsilon_g^2 + P_1^2k_z^2 + P_2^2k_\perp^2]^{1/2}, \quad k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2, \quad (2)$$

описывающих легкие электроны и дырки, и двукратно вырожденное значение

$$\varepsilon_{2,3} = -\varepsilon_g, \quad (3)$$

соответствующее тяжелым дыркам.

Эффективные массы на дне зоны проводимости в параллельном и перпендикулярном направлениях (относительно оси z) равны соответственно

$$m_\parallel = \varepsilon_g/P_1^2, \quad m_\perp = \varepsilon_g/P_2^2. \quad (4)$$

Сравнение со значениями $m_\parallel = 0.065m_0$, $m_\perp = 0.068m_0$, $2\varepsilon_g = 0.69$ эВ, рекомендованными в результате анализа экспериментальных данных в [8], дает $P_1 = 0.966 \cdot 10^8$ см/с, $P_2 = 0.945 \cdot 10^8$ см/с.

Оператор скорости записывается в виде

$$\mathbf{v} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{k}} = \begin{pmatrix} 0 & iP_2\mathbf{e}_x & iP_2\mathbf{e}_y & iP_1\mathbf{e}_z \\ -iP_2\mathbf{e}_x & 0 & 0 & 0 \\ -iP_2\mathbf{e}_y & 0 & 0 & 0 \\ -iP_1\mathbf{e}_z & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

где \mathbf{e}_j – единичные векторы координатных осей.

Нам потребуется матрица скорости в представлении, диагонализующем гамильтониан:

$$\tilde{\mathbf{v}} = U^\dagger \mathbf{v} U.$$

Эта матрица находится с помощью собственных функций гамильтониана (1):

$$U = \begin{pmatrix} -a_1 & 0 & 0 & a_2 \\ ip_x/n_1 & -p_y/p_\perp & p_x p_z/p_\perp p & ip_x/n_2 \\ ip_y/n_1 & p_x/p_\perp & p_y p_z/p_\perp p & ip_y/n_2 \\ ip_z/n_1 & 0 & -p_\perp/p & ip_z/n_2 \end{pmatrix},$$

где для сокращения записи введены обозначения $p_z = P_1k_z$, $p_{x,y} = P_2k_{x,y}$, $p = \sqrt{p_z^2 + p_\perp^2}$, $n_{1,2} = \sqrt{2\varepsilon_1(\varepsilon_1 \pm \varepsilon_g)}$, $a_{1,2} = \sqrt{(\varepsilon_1 \pm \varepsilon_g)/2\varepsilon_1}$, а ε_1 определено в (2).

Диагональные элементы матрицы скорости в этом представлении, естественно, совпадают с производными от собственных значений

$$\langle i | \tilde{\mathbf{v}} | i \rangle = \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial \mathbf{k}},$$

а ненулевые недиагональные элементы равны

$$\begin{aligned} \langle 1 | \tilde{\mathbf{v}} | 2 \rangle &= i \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_g}{2\varepsilon_1}} P_2 \frac{k_y \mathbf{e}_x - k_x \mathbf{e}_y}{k_\perp}, \\ \langle 1 | \tilde{\mathbf{v}} | 3 \rangle &= \frac{-iP_1P_2}{\sqrt{2\varepsilon_1(\varepsilon_1 - \varepsilon_g)}} \left[\frac{k_z}{k_\perp} (k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y) - k_\perp \mathbf{e}_z \right], \\ \langle 1 | \tilde{\mathbf{v}} | 4 \rangle &= \frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_1 \sqrt{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_g^2}} (P_1^2 k_z \mathbf{e}_z + P_2^2 k_x \mathbf{e}_x + P_2^2 k_y \mathbf{e}_y), \\ \langle 3 | \tilde{\mathbf{v}} | 4 \rangle &= \frac{-iP_1P_2}{\sqrt{2\varepsilon_1(\varepsilon_1 + \varepsilon_g)}} \left[\frac{k_z}{k_\perp} (k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y) - k_\perp \mathbf{e}_z \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Вычислим динамическую проводимость $\sigma_{\alpha\beta}(\omega)$, зависящую от частоты, используя общее квантовое выражение, полученное в [13], а затем найдем диэлектрическую функцию

$$\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega) = 1 + 4\pi i \sigma_{\alpha\beta}(\omega)/\omega. \quad (6)$$

Благодаря симметрии, недиагональные компоненты диэлектрической функции равны нулю, и $\epsilon_{xx}(\omega) = \epsilon_{yy}(\omega)$. Кроме того, в диэлектрической функции можно выделить межзонную и внутризонную части. Внутризонный вклад содержит лишь диагональные элементы матрицы скорости и для частот, малых по сравнению с шириной зоны проводимости, он описывается формулой Друде-Больцмана. В оптической области, когда можно пренебречь пространственной дисперсией проводимости, а также частотой релаксации носителей ν по сравнению с частотой фотона, межзонный вклад, например, в zz -компоненту имеет вид

$$\epsilon_{zz}^{\text{inter}}(\omega) = 1 + \frac{2e^2}{\pi^2} \int d^3k \left\{ \frac{[f(-\epsilon_1) - f(\epsilon_1)]|\tilde{v}_{14}^z|^2}{2\epsilon_1[4\epsilon_1^2 - (\omega + i\delta)^2]} + \frac{[f(-\epsilon_g) - f(\epsilon_1)]|\tilde{v}_{13}^z|^2}{(\epsilon_1 + \epsilon_g)[(\epsilon_1 + \epsilon_g)^2 - (\omega + i\delta)^2]} + \frac{[f(-\epsilon_1) - f(-\epsilon_g)]|\tilde{v}_{34}^z|^2}{(\epsilon_1 - \epsilon_g)[(\epsilon_1 - \epsilon_g)^2 - (\omega + i\delta)^2]} \right\}, \quad (7)$$

где $f(\epsilon) = 1/(\exp[(\epsilon - \mu)/T] + 1)$ – фермиевская функция. Для чистого полупроводника при низкой температуре зона проводимости не заполнена, но при допировании химпотенциал μ может находиться выше ϵ_g (см рис.1b).

Первое слагаемое в фигурных скобках описывает переходы между зонами легких дырок и электронов, второе – между зонами тяжелых дырок и электронов и последнее – между зонами тяжелых и легких дырок. Бесконечно малая δ в знаменателях (7) определяет правило обхода полюсов; обход полюса дает мнимую часть диэлектрической функции, характеризующую поглощение, а главная часть интеграла – вещественную часть.

После перехода к переменным

$$k_x = \frac{\sqrt{\epsilon_1^2 - \epsilon_g^2}}{P_2} \sin \theta \cos \varphi, \quad k_y = \frac{\sqrt{\epsilon_1^2 - \epsilon_g^2}}{P_2} \sin \theta \sin \varphi, \\ k_z = \frac{\sqrt{\epsilon_1^2 - \epsilon_g^2}}{P_1} \cos \theta, \quad \frac{\partial(k_x, k_y, k_z)}{\partial(\epsilon_1, \theta, \varphi)} = \frac{\epsilon_1 \sqrt{\epsilon_1^2 - \epsilon_g^2}}{P_1 P_2^2} \sin \theta \quad (8)$$

интеграл по углам берется как

$$\epsilon_{zz}^{\text{inter}}(\omega) = \frac{8e^2 P_1}{3\pi \hbar P_2^2} \times \\ \times \int_{\epsilon_g}^{\epsilon_{at}} d\epsilon \sqrt{\epsilon^2 - \epsilon_g^2} \left\{ \frac{\epsilon_g^2 [f(-\epsilon) - f(\epsilon)]}{2\epsilon^2 [4\epsilon^2 - (\omega + i\delta)^2]} + \frac{f(-\epsilon_g) - f(\epsilon)}{(\epsilon + \epsilon_g)^2 - (\omega + i\delta)^2} + \frac{f(-\epsilon) - f(-\epsilon_g)}{(\epsilon - \epsilon_g)^2 - (\omega + i\delta)^2} \right\} + 1.$$

Интеграл, представляющий вещественную часть диэлектрической функции, расходится логарифмически на верхнем пределе и поэтому должен быть обрезан на атомном значении энергии ϵ_{at} . Мнимая часть легко вычисляется при нулевой температуре. Например, если в зоне проводимости имеются носители ($\mu > \epsilon_g$),

$$\text{Im} \epsilon_{zz}^{\text{inter}}(\omega) = \frac{4e^2 P_1}{3\hbar P_2^2} \left\{ \frac{\epsilon_g^2}{2\omega^2} \sqrt{1 - \frac{(2\epsilon_g)^2}{\omega^2}} \theta(\omega - 2\mu) + \sqrt{1 - \frac{2\epsilon_g}{\omega}} \theta(\omega - \epsilon_g - \mu) \right\}. \quad (9)$$

Подчеркнем, что порог для переходов из зоны легких дырок в зону проводимости, при $\omega = 2\mu$, лежит выше порога для переходов из зоны тяжелых дырок (при $\omega = \epsilon_g + \mu$). При увеличении концентрации носителей оба порога демонстрируют смещение (так называемое смещение Берштейна-Мосса) к более высоким частотам, оно показано на рис.2. Значение

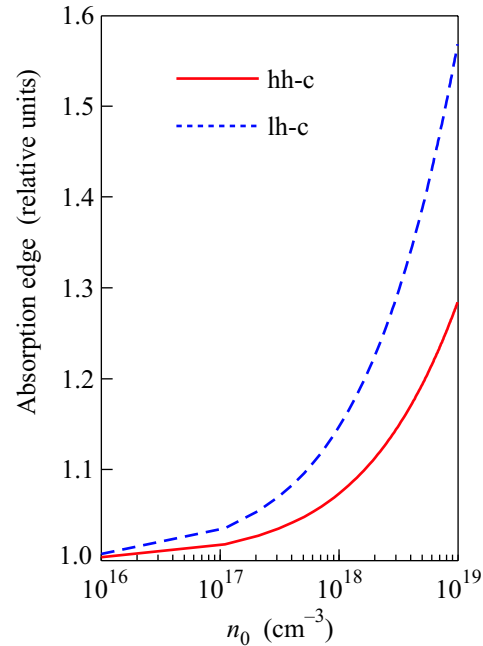


Рис.2. Сдвиг порога поглощения (в единицах запрещенной щели, $2\epsilon_g = 0,69$ эВ) для переходов в зону проводимости из зон тяжелых дырок (сплошная кривая) и легких дырок (пунктир) при изменении концентрации носителей n_0

химического потенциала μ , отсчитанное от середины запрещенной щели, определяется концентрацией носителей в зоне проводимости при нулевой температуре: $n_0 = (\mu^2 - \epsilon_g^2)^{3/2} / 3\pi^2 \hbar^3 P_1 P_2^2$.

Если же носителей нет, то есть при $-\epsilon_g < \mu < \epsilon_g$, то мнимая часть дается предыдущим выра-

жением (9), в котором надо заменить $\mu \rightarrow \varepsilon_g$. Выше порога межзонных переходов, где $\omega \gg \varepsilon_g + \mu$, мнимая часть выходит на плато:

$$\max \text{Im} \epsilon^{inter}(\omega) = \frac{4e^2 P_1}{3\hbar P_2^2}. \quad (10)$$

Появление плато в зависимости мнимой части диэлектрической функции от частоты является следствием линейности электронного спектра на больших по сравнению со щелью импульсах и отмечалось ранее для InN в работе [12] и для полупроводников типа A_4B_6 в работе [14].

Выпишем различные вклады в вещественную часть. Переходы из зоны тяжелых дырок в зону проводимости дают

$$\begin{aligned} \text{Re} \epsilon_{zz}^{c,hh}(\omega) &= \\ &= \frac{8e^2 P_1}{3\pi \hbar P_2^2} \left\{ \ln \frac{2\varepsilon_{at}}{\mu + \sqrt{\mu^2 - \varepsilon_g^2}} + \frac{\sqrt{1+2x}}{2} \times \right. \\ &\times \left. \ln \frac{\mu + (\mu + \varepsilon_g)x + \sqrt{(\mu^2 - \varepsilon_g^2)(1+2x)}}{(\mu + \varepsilon_g + \omega)(1+x + \sqrt{1+2x})} + F(x) \right\}, \quad (11) \end{aligned}$$

где

$$F(x) = \frac{\sqrt{1-2x}}{2} \ln \frac{\mu - (\mu + \varepsilon_g)x + \sqrt{(\mu^2 - \varepsilon_g^2)(1-2x)}}{|\omega - \mu - \varepsilon_g|(1-x + \sqrt{1-2x})}, \quad (12)$$

если $x = \varepsilon_g/\omega < 1/2$ и

$$F(x) = -\sqrt{2x-1} \arctan \frac{\omega \sqrt{2x-1}}{\mu + \varepsilon_g - \omega + \sqrt{\mu^2 - \varepsilon_g^2}},$$

если $x > 1/2$.

Переходы из зоны легких дырок в зону проводимости вносят вклад

$$\begin{aligned} \text{Re} \epsilon_{zz}^{c,lh}(\omega) &= \frac{4e^2 P_1 x^2}{3\pi \hbar P_2^2} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \varepsilon_g^2/\mu^2} + \right. \\ &+ \left. \sqrt{1 - 4x^2} \ln \frac{\sqrt{\mu^2 - \varepsilon_g^2} + \mu \sqrt{1 - 4x^2}}{[(\omega/2)^2 - \mu^2]^{1/2} (1 + \sqrt{1 - 4x^2})} \right\} \quad (13) \end{aligned}$$

при $x < 1/2$ и

$$\begin{aligned} \text{Re} \epsilon_{zz}^{c,lh}(\omega) &= \frac{4e^2 P_1 x^2}{3\pi \hbar P_2^2} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \varepsilon_g^2/\mu^2} - \right. \\ &- \left. \sqrt{4x^2 - 1} \arctan \frac{(1 - \sqrt{1 - \varepsilon_g^2/\mu^2}) \sqrt{4x^2 - 1}}{\sqrt{1 - \varepsilon_g^2/\mu^2} - 1 + 4x^2} \right\} \quad (14) \end{aligned}$$

при $x > 1/2$.

Легко видеть, что при $\mu = \varepsilon_g$ вещественная часть как функция частоты принимает при $x = 1/2$ максимальное значение

$$\begin{aligned} \max \text{Re} \epsilon_{zz}^{inter} &= 1 + \frac{8e^2 P_1}{3\pi \hbar P_2^2} \times \\ &\times \left[\ln \frac{2\varepsilon_{at}}{\varepsilon_g} - \frac{\ln(3+2\sqrt{2})}{\sqrt{2}} + \frac{1}{8} \right]. \quad (15) \end{aligned}$$

При больших значениях μ , когда в зоне проводимости появляются носители, вещественная часть диэлектрической функции в зависимости от частоты имеет логарифмическую особенность, которая размывается температурой и релаксацией носителей. Например, при конечной, но малой частоте релаксации в выражениях (9), (12), (13) следует сделать замены:

$$\begin{aligned} \theta(\omega - \omega_{at}) &\rightarrow \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan[(\omega - \omega_{at})/2\nu], \\ (\omega - \omega_{at})^2 &\rightarrow (\omega - \omega_{at})^2 + (2\nu)^2, \end{aligned} \quad (16)$$

где ω_{at} – значение пороговой частоты, равное $\varepsilon_g + \mu$ или 2μ в соответствующих случаях. Если температура более существенна, чем релаксация носителей, то вместо ν в последних формулах надо взять T .

Наконец, приведем внутризонный вклад Друде-Больцмана в вырожденном случае, когда температура мала по сравнению с химпотенциалом:

$$\epsilon_{zz}^{intra}(\omega) = -\frac{4e^2 P_1}{3\pi \hbar P_2^2} \frac{(\mu^2 - \varepsilon_g^2)^{3/2}}{\omega(\omega + i\nu)\mu}, \quad (17)$$

где химпотенциал, частота столкновений и частота записаны в одних и тех же единицах.

Приведенные выше результаты относятся к ϵ_{zz} . Перпендикулярная компонента отличается коэффициентом P_2/P_1 , то есть множителем 0.98, если использовать экспериментальные значения эффективных масс (4). Единственная величина, которая остается не определенной – это параметр обрезания ε_{at} . Для его оценки можно воспользоваться значением энергии, появляющейся в модели Кейна при учете квадратичных членов. По разным оценкам [12, 8], ее величина составляет от 8 до 15 эВ. Мы положили при построении графиков $\varepsilon_{at} = 10$ эВ.

Полученные результаты для относительно небольших концентраций носителей, когда можно не учитывать внутризонный вклад, представлены на рис.3. Значение мнимой части диэлектрической функции на плато (10) оказалось равным 3.16, а вещественной части в максимуме (15) – 6.91. Соответствующие экспериментальные [16–18] и полученные из первых

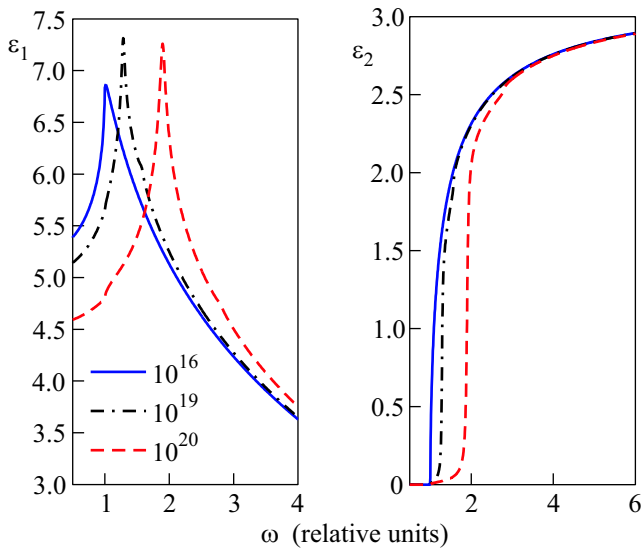


Рис.3. Вещественная ϵ_1 и мнимая ϵ_2 части диэлектрической функции с учетом переходов из зон легких и тяжелых дырок в зависимости от частоты (в единицах запрещенной щели $2\epsilon_g = 0.69$ эВ) для трех значений концентрации носителей в зоне проводимости – соответствующие значения химпотенциала μ в единицах запрещенной щели: 1.01, 1.57, 2.79; частота релаксации взята равной 0.01μ

принципов [12] значения мнимой части ($2.5 \div 3.5$) лежат на плато в интервале частот $1.5 \div 4.0$ эВ, что очень хорошо согласуется с рис.3б. Для вещественной части имеем экспериментальное значение $\simeq 9$ [17] в максимуме, для оптической константы оценку $\epsilon_\infty = 6.7$ и рассчитанные [12, 19] из первых принципов $\epsilon_\infty(xx) = 7.03$ и 7.16 , а также $\epsilon_\infty(zz) = 7.41$ и 7.27 в этих двух работах, соответственно, что снова очень близко к тому, что показано на рис.3а. Значение вещественной части при высокой концентрации носителей логарифмически растет с уменьшением частоты релаксации – при вычислении она полагалась $\nu = 0.01\mu$, зависящей от концентрации носителей, то есть химпотенциала μ .

По поводу ϵ_∞ следует сказать, что эта величина складывается как из электронного вклада, который проанализирован здесь, так и из фононного, то есть вклада колебаний ионного остова, который на высоких частотах можно оценить как ω_{TO}^2/ω^2 , где ω_{TO} – частота поперечных фононов. Поскольку в рассматриваемом случае фотонные частоты ω существенно выше фононных частот, вклад колебательных степеней свободы в ϵ_∞ следует считать пренебрежимо малым.

Подчеркнем в заключение, что полученные здесь в явной форме аналитические результаты позволяют

выяснить происхождение наблюдаемых особенностей диэлектрической проницаемости – большое значение и появление кинка у вещественной части, возникновение двух порогов поглощения при росте концентрации носителей, а также существование плато в поглощении выше порога.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 07-02-00571). Автор благодарен Институту комплексных систем им. Макса Планка в Дрездене за гостеприимство.

1. V. Y. Davydov et al., Phys. Status Solidi B **229**, R1 (2002).
2. J. Wu, W. Walukiewicz, K. M. Yu et al., Appl. Phys. Lett. B **80**, 3967 (2002).
3. Y. Nanishi, Y. Saito, and T. Yamaguchi, Jpn. Appl. Phys., Part 1, **42**, 2549 (2003).
4. A. Sher, M. van Schilfgaarde, M. A. Berding et al., MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. **4S1**, G5.1 (1999).
5. F. Bechstedt and J. Furthmüller, J. Cryst. Growth. **246**, 315 (2002).
6. J. Wu, W. Walukiewicz, W. Shan et al., Phys. Rev. B **66**, 201403 (2002).
7. S. P. Fu and Y. F. Chen, Appl. Phys. Lett. **85**, 1523 (2004).
8. Patric Rinke, M. Winkelkemper, A. Qteish et al., Phys. Rev. B **77**, 075202 (2008).
9. E. O. Kane, J. Phys. Chem. Solids **1**, 249 (1957); E. O. Kane, in *Band Theory and Transport Properties, Handbook on Semiconductors*, vol.1, Ed. W. Paul, North-Holland, Amsterdam, 1982, p. 195.
10. D. Bagayoko, L. Franklin, H. Jin, and G. L. Zhao, Phys. Rev. B **76**, 037101 (2007).
11. R. Goldhahn, P. Schley, A. T. Winzer et al., J. Cryst. Growth **288**, 273 (2006).
12. J. Furthmüller, P. H. Hahn, F. Fuchs, and F. Bechstedt, Phys. Rev. B **72**, 205106 (2005).
13. L. A. Falkovsky and A. A. Varlamov, Eur. Phys. J. B **56**, 281 (2006); L. A. Falkovsky and S. S. Pershoguba, Phys. Rev. B **76**, 153410 (2007).
14. L. A. Falkovsky, Phys. Rev. B **77**, 193201 (2008).
15. J. S. Thakur, Y. V. Danylyuk, D. Haddad et al., Phys. Rev. B **76**, 035309 (2007).
16. R. Goldhahn, S. Shokovets, V. Cimalla et al., Mater. Res. Soc. Symp. Proc. **743**, L5.9 (2003).
17. A. Kasic, E. Valcheva, B. Monemar et al., Phys. Rev. B **70**, 115217 (2004).
18. R. Goldhahn, A. T. Winzer, V. Cimalla et al., Superlattices Microstruct. **36**, 591 (2004).
19. N. E. Christensen and I. Gorczyca, Phys. Rev. B **50**, 4397 (1994).