УДК 535.37

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ В СИЛЬНО ВОЗБУЖДЕННЫХ ПЛЕНКАХ $ZnTe/Al_2O_3$

В. С. Вавилов, А. А. Клюканов, Н. М. Павленко, Сабри Джасин Мухаммед, Э. А. Сенокосов, В. Г. Стойкова, М. В. Чукичев

Исследованы спектры краевой катодолюминесценции (КЛ) эпитаксиальных пленок $ZnTe/Al_2O_3$ в интервале температур 4.2—300 К и плотностей тока возбуждения 0.05—15 А/см^2. На основании анализа температурной эволюции спектров люминесценции (ЛМ) и их зависимости от уровня возбуждения установлено, что основным механизмом краевой излучательной рекомбинации в сильно возбужденных пленках ZnTe является излучение невырожденной электронно-дырочной плазмы (ЭДП). При плотностях тока возбуждения $j \geqslant 10$ А/см^2 и решеточных температурах 30—110 К в излучении ЭДП наблюдается многоплазмонная структура. Развита теория многоплазмонной ЛМ с использованием флуктационно-диссипационной теоремы и проведено ее сравнение с экспериментом.

Излучательная рекомбинация при высоких уровнях возбуждения полупроводников является независимым методом диагностирования ЭДП [1]. Оптические переходы в ЭДП, происходящие с одновременным поглощением и излучением нескольких плазмонов, приводят к осцилляционной структуре полосы ЛМ [2, 3]. Как показано в работе [3], при высоких температурах ЭДП в длинноволновом приближении многоплазмонные оптические переходы являются прямыми, а полоса ЛМ состоит из суперпозиции максвелловских полос, отстоящих друг от друга на частоту плазмона $\omega_p=(4\pi Ne^2/\varepsilon_0\mu)^2$, где N — концентрация электронно-дырочных пар в плазме, ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость, $\mu=m_em_h/M$ — приведенная масса электрона и дырки, $M=m_e+m_h$.

Температурная область проявления многоплазмонной структуры в ZnSe [2] определялась в основном условием существования плазменных волн $\omega_p\tau > 1$. Изменение механизмов рассеяния носителей заряда и связанного с ним времени релаксации τ должно соответствующим образом влиять на температуру наблюдения многоплазмонной ЛМ. Для установления такой корреляции в данной работе изучались особенности краевой ЛМ в эпитаксиальных пленках ZnTe.

Кроме того, несмотря на удовлетворительное согласие экспериментальных данных с расчетами, теория [3] не является строго последовательной. Это связано с недостатками использованного в работе [3] метода коллективных переменных Бома и Пайнса [4], в которой вводится $n'=\varkappa_c^3/6\pi^2$ плазмонных координат, где $\hbar\varkappa_c$ — предельный импульс плазмона. Для того чтобы полное число степеней свободы не изменилось, на волновую функцию ЭДП накладываются дополнительные условия. Однако определить аналитически волновую функцию, удовлетворяющую дополнительным условиям, невозможно [4]. В связи с этим нами построена регулярная процедура расчета форм-функции спектра ЛМ с учетом кулоновского взаимодействия в ЭДП без использования метода коллективных переменных и проведено ее сопоставление со спектрами излучения ЭДП в пленках ZnTe.

1. Эксперементальные результаты

Исследовались качественные монокристаллические пленки p-ZnTe толщиной 30—70 мкм, выращенные эпитаксией в квазизамкнутом объеме на (0001) подложках сапфира (α-Al_2O_3). Подвижность дырок в них составляла μ_p (300 K)=120 см^2/В·с. ЛМ возбуждалась электронным пучком с длительностью импульса 0.5 мкс и частотой их следования 100 Гц. Плотность тока возбуждения изменялась в пределах 0.05—15 А/см^2. Энергия электронного пучка была равной 40 кэВ. Температура измерения изменялась в интервале 4.2—300 К.

На рис. 1 представлены спектры краевой КЛ, снятые при 4.2 К и различных плотностях тока возбуждения. При низких температурах и средних уровнях возбуждения краевая ЛМ состоит из серии линий в экситонной области спектра (рис. 1, кривые *1—3*). Основная полоса (2.373 эВ) шириной $\approx 5\ k_0T$ является результатом наложения двух линий: P_2 (2.370 эВ)-линии экситон-экситонного взаимодействия и линии ЭПК I_1 (2.3758 эВ)-экситона, локализованного на нейтральном акцепторе — вакансии цинка [5]. A-линия свободных экситонов в состоянии $n=1$ (2.381 эВ) из-за самопоглощения не проявляется. На длинноволновом спаде полосы имеются ее LO-фононные повторения (E_{LO}=26 мэВ): A-LO (2.345 эВ) и A-$2LO$ (2.328 эВ).

С ростом j основная полоса (2.373 эВ) уширяется и смещается в длинноволновую область спектра: положение ее максимума меняется от $\hbar\omega = E_{ex}^{n=1} - {}^3/_4 \Delta E_{ex} - 2k_0T = 2.370$ эВ для P_2-линии до значения $\hbar\omega = E_{ex}^{n=1} - \Delta E_{ex} - 2k_0T = 2.367$ эВ для P_∞-линии, где $E_{ex}^{n=1}$ — энергия, соответствующая дну основной экситонной зоны; ΔE_{ex} — энергия связи экситона. Коротковолновый край основной полосы слабо чувствителен к изменению уровня возбуждения, а длинноволновое крыло с его ростом становится более пологим. При $j \geqslant 1.5$ А/см^2 эта полоса трансформируется в одну бесструктурную K-полосу, которая с дальнейшим ростом j сильно уширяется и смещается в длинноволновую область спектра (рис. 1, кривые *5—9*). Интегральная интенсивность K-полосы растет с плотностью тока возбуждения по линейному закону.

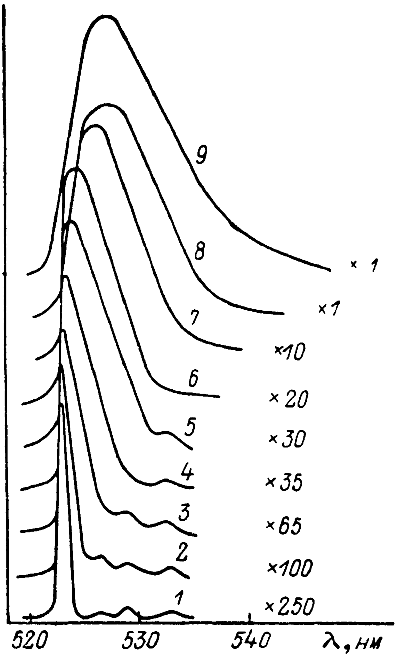

Рис. 1. Спектры излучения эпитаксиального слоя ZnTe/Al_2O_3 при различных уровнях электронного возбуждения. T=4.2 К, E=40 кэВ.

j, А/см^2: *1* — 0.05, *2* — 0.2, *3* — 0.5, *4* — 1, *5* — 1.5, *6* — 2, *7* — 5, *8* — 10, *9* — 15.

Наблюдаемая перестройка спектров ЛМ в пленках ZnTe не связана с разогревом образцов при высоких уровнях возбуждения. При максимальной плотности тока возбуждения j=15 А/см^2 их решеточная температура повышалась всего на 5 К. Как и в слоях ZnSe [2, 3], K-полоса краевой КЛ (рис. 2) связана с излучением ЭДП, образующейся из-за экранирования кулоновского взаимодействия электронно-дырочных (e—h) пар при больших концентрациях и моттовского перехода «экситонный газ—ЭДП». Действительно, положение максимума K-полосы в спектре (вставка к рис. 2, *3*) следует изменению с температурой ширины запрещенной зоны в ZnTe (кривая *1*). Оно не совпадает со спектральным положением линий экситон-экситонного (кривые *3*, *5*) и экситон-дырочного (кривая 2) взаимодействий. Сдвиг максимума K-полосы в область меньших энергий с ростом j объясняется уменьшением ширины запрещенной зоны ZnTe в ЭДП по сравнению с ее величиной в одноэлектронном приближении. Во-вторых, коротковолновый спад K-полосы является экспоненциальным. Температура ЭДП возрастала с ростом плотности тока: при $j=15$ А/см^2 и температуре решетки 9 К температура плазмы была равной $T_e \approx 130$ К.

Осцилляционная структура K-полосы (рис. 2) наблюдалась в относительно широком по сравнению с ZnSe [2] интервале решеточных тем-

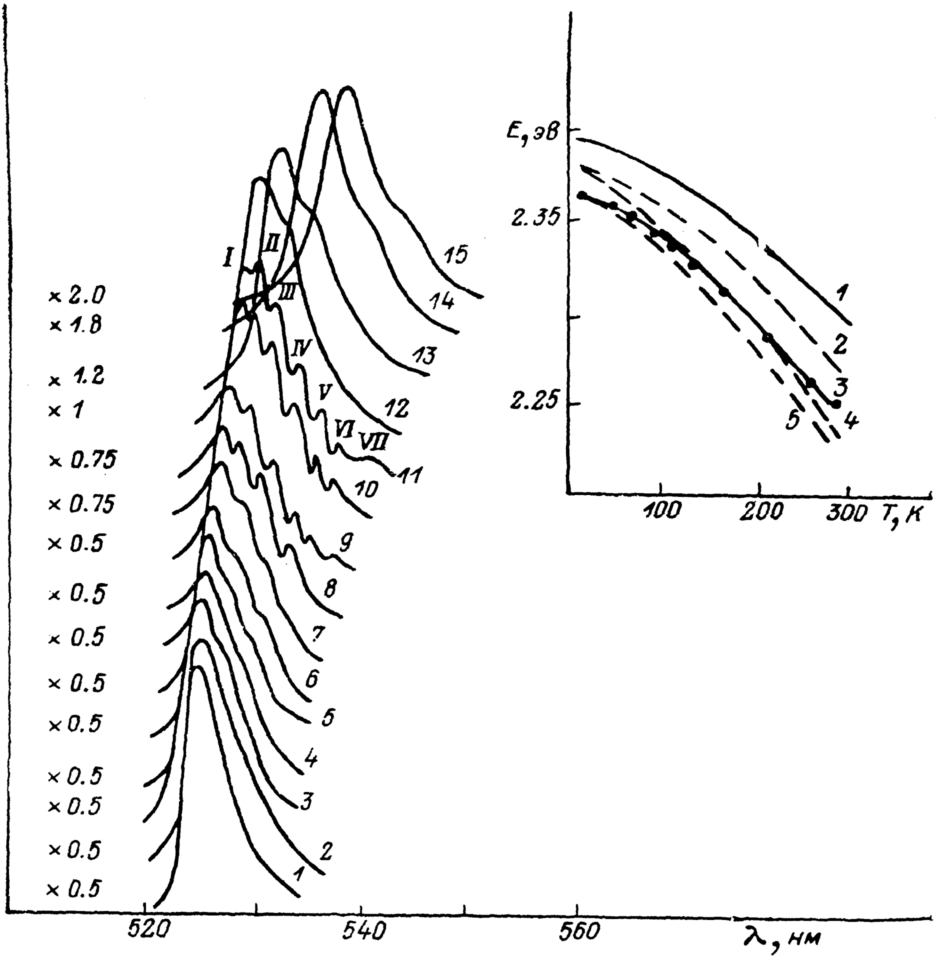

Рис. 2. Спектры излучения эпитаксиального слоя $ZnTe/Al_2O_3$ при $j=15$ А/см^2, $E=$ $=40$ кэВ и различных температурах образца.

T, К: *1* — 4.2, *2* — 16, *3* — 30, *4* — 40, *5* — 50, *6* — 60, *7* — 70, *8* — 75, *9* — 85, *10* — 100, *11* — 110, *12* — 120, *13* — 140, *14* — 170, *15* — 200. На вставке — температурная зависимость энергетического положения ширины запрещенной зоны в ZnTe (*1*), линии экситон-электронного взаимодействия (*2*), P_2- и P-линий экситон-экситонного взаимодействия (*3*, *5*), ЭДП (*4*).

ператур $T=30 \div 110$ К. Как и в слоях ZnSe [2], она, по нашему мнению, связана с многоплазмонными переходами. Энергия плазмона, определенная по расстоянию между сателлитами, составляла $\hbar\omega_p=7 \div 8$ мэВ. В исследованной области температур она слабо зависела от T. Интерференционная природа осцилляционной структуры исключена. При интерференции расстояние между сателлитами $\Delta\lambda$ определяет ее порядок $k=\lambda/\Delta\lambda$, а условие образования интерференционных максимумов $2nd=k\lambda$ должно выполняться при $\Delta\lambda=\lambda^2/(2nd)$, где n — показатель преломления, d — толщина пленки. Однако расстояние между пиками осцилляционной структуры в пленках ZnTe не зависит от их толщины. Кроме того, величина $d=\lambda^2/(2n\Delta\lambda) \simeq 20$ мкм меньше толщины исследованных пленок. Осцилляции также не связаны с многомодовой структурой, так как использовались пленки без плоскопараллельных граней и с развитым рельефом поверхности.

2. Форм-функция спектра многоплазмонного излучения ЭДП

Излучение света в невырожденной ЭДП прямозонных полупроводников в соответствии с формулой Кубо [6] описывается форм-функцией

$$F(\omega)=\exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_0T_e}\right)\sum_{\mathbf{k}}\int_{-\infty}^{\infty}I_k(t)\exp\left[-i(\omega-\omega_g-\omega_k)t\right]dt, \tag{1}$$

где $\hbar\omega_g=E_g$ — ширина запрещенной зоны, ω — частота света. Матричные элементы производящей функции

$$I_k(t)=\left\langle \mathbf{k}\left|\left\langle T\exp\left\{\frac{i}{\hbar}\int_0^t V(t_1)\,dt_1\right\}\right\rangle\right|\mathbf{k}\right\rangle \tag{2}$$

вычисляются на собственных функциях ЭДП

$$|\mathbf{k}\rangle=\exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_e-\mathbf{r}_h),\quad \omega_{\mathbf{k}}=\omega_{\mathbf{k}}^e+\omega_{\mathbf{k}}^h,\quad \omega_{\mathbf{k}}^{e,\,h}=\hbar k^2/2m_{e,\,h}, \tag{3}$$

где $\mathbf{r}_e$, $\mathbf{r}_h$ — радиус-векторы электронно-дырочной пары, объем кристалла принят равным единице. Усреднение оператора эволюции в формуле (2) производится на равновесной матрице плотности двухкомпонентной изотермической плазмы с гамильтонианом $\hat{H}$

$$\langle A\rangle=\mathrm{Sp}\{\hat{\rho}A\},\quad \hat{\rho}=\exp(-\hat{H}\lambda)/\mathrm{Sp}\{\exp(-\hat{H}\lambda)\},\quad \lambda=1/k_0T_e. \tag{4}$$

Кулоновское взаимодействие e—h пары в ЭДП имеет вид

$$V=\sum_{\varkappa}\rho_{\varkappa}\varphi_{\varkappa},\quad \rho_{\varkappa}=e\sum_n\left[\exp(i\varkappa\mathbf{r}_n^h)-\exp(i\varkappa\mathbf{r}_n^e)\right],$$

$$\varphi_{\varkappa}=\frac{4\pi e^2}{\varepsilon\varkappa^2}\left[\exp(i\varkappa\mathbf{r}^h)-\exp(i\varkappa\mathbf{r}^e)\right]. \tag{5}$$

Статистическое усреднение (4) оператора эволюции (3) выполним, используя метод кумулянтных разложений [7] по взаимодействию V (5) в показателе экспоненты

$$\left\langle T\exp\left\{\frac{i}{\hbar}\int_0^t V(t_1)\,dt_1\right\}\right\rangle=T\exp\{g(t)\}. \tag{6}$$

Кумулянтная функция

$$g(t)=\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{i}{\hbar}\right)^n\frac{1}{n!}\int_0^t dt_1\ldots\int_0^t dt_n\langle V(t_1)\ldots V(t_n)\rangle_c, \tag{7}$$

играющая роль производящей функции семиинвариант $\langle\ldots\rangle_c$, остается оператором e—h пары. Аналогично фейнмановской фазе влияния фононов на электроны [8] кумулянтная функция (7) является фазой влияния ЭДП на e—h пару и подчиняется тем же правилам упорядочения по времени. Если в случае электрон-фононной системы отличный от нуля вклад в фазу влияния дает только вторая кумулянта [8], то для ЭДП отличны от нуля все члены ряда (7), кроме первого ($n=1$). Вторую кумулянту

$$g^{(2)}(t)=\left(\frac{i}{\hbar}\right)^2\sum_{\varkappa}\int_0^t dt_1\int_0^{t_1}dt_2\varphi_{\varkappa}(t_1)\,\varphi_{\varkappa}(t_2)\left\langle\rho_{\varkappa}(t_1^-)\,\rho_{\varkappa}(t_2^-)\right\rangle \tag{8}$$

вычислим точно с использованием флуктуационно-диссипационной теоремы [9]. По определению диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\varkappa, \omega)$, характеризующей отклик ЭДП на продольные возмущения, имеем

$$\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon(\varkappa, \omega)} = 1 + \frac{4\pi}{\varkappa^2} F(\varkappa, \omega), \quad F(\varkappa, \omega) = \frac{1}{\hbar \varepsilon_0} \times \\ \times \int\limits_0^\infty \exp(i\omega t)\,[\rho_\varkappa(t_1)\,\rho_\varkappa(0)]. \tag{9}$$

Сравнивая выражение для функции отклика $F(\varkappa, \omega)$ (9) с формулой для второй кумулянты (8), после несложных преобразований находим

$$\langle \rho_\varkappa(t_1)\,\rho_\varkappa(t_2)\rangle = \frac{\hbar \varkappa^2 \varepsilon_0}{4\pi^2} \int\limits_0^\infty T_\omega(t_1 - t_2)\,\mathrm{Im}\left\{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon^*(\varkappa, \omega)}\right\} d\omega, \tag{10}$$

где введено обозначение

$$T_\omega(t) = n_\omega \exp(-i\omega t) + (n_\omega + 1)\exp(i\omega t), \quad n_\omega = [\exp(\lambda \hbar \omega) - 1]. \tag{11}$$

Кумулянты более высокого порядка имеют структуру, аналогичную нелинейным восприимчивостям, однако для них нет общих флуктуационно-диссипационных теорем. Тем не менее $g^{(3)}$ и т. д. можно вычислить в приближении «свободных» электронов и дырок, если в гамильтониане $\hat{H}$ (4) кулоновским взаимодействием можно пренебречь. Отметим, что приближение свободных электронов и дырок нельзя использовать при вычислении $g^{(2)}$, так как результат такого вычисления содержит расходимость в пределе $\varkappa \to 0$ из-за множителя $1/\varkappa^4$.

Представление о плазмонах автоматически появляется, если для диэлектрической функции использовать предел длинных волн $\varkappa \leqslant \varkappa_c$

$$\mathrm{Im}\left\{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon^*(\varkappa, \omega)}\right\} = \frac{\pi}{2}\,\omega_\varkappa \delta(\omega - \omega_\varkappa), \tag{12}$$

здесь $\omega_\varkappa$ — частота длинноволнового плазмона с волновым вектором $\varkappa$. Величина $\varkappa_c$, *вплоть до которой затуханием можно пренебречь*, зависит от степени вырождения ЭДП. Подставляя выражение (12) в (8)—(10), можно легко получить вторую кумулянту, совпадающую с фазой влияния плазмонов, вычисленной с использованием метода коллективных переменных в работе [3]. Однако развитый здесь метод расчета позволяет учесть не только дальнодействующую часть кулоновского взаимодействия, которая ответственна за плазменные колебания, но и короткодействующую. Формулы (8)—(11) учитывают дисперсию и затухание плазмонов. Диагональный матричный элемент производящей функции вычислим с помощью метода кумулянт и ограничимся первым членом ряда

$$I_k(t) = \exp\{\langle \mathbf{k} \mid g^{(2)}(t) \mid \mathbf{k}\rangle\}. \tag{13}$$

Для прямых межзонных переходов ($\omega_{\mathbf{k}-\varkappa} = \omega_{\mathbf{k}}$) следующие члены кумулянтного ряда обращаются в нуль. Интегрирование по времени в (13) можно выполнить аналитически. Линейный по времени вклад в $\langle \mathbf{k} \mid g^{(2)}(t) \mid \mathbf{k}\rangle$ определяет сдвиг ширины запрещенной зоны за счет кулоновского взаимодействия в ЭДП

$$\tilde{\omega}_g = \omega_g - \Delta\omega_g, \quad \Delta\omega_g = e^2/\hbar\varepsilon_0 r_D = \frac{a}{2}\,\omega_p, \quad 1/r_D = (8\pi N e^2/\varepsilon_0 k_0 T_e)^{1/2}. \tag{14}$$

Для прямых переходов $\varkappa \leqslant \varkappa_c$, пренебрегая импульсом плазмона в пределе высоких температур $k_0 T_e > \hbar\omega_p$, для $F(\omega)$ можно получить результат работы [3]. Полоса ЛМ [3] состоит из бесплазмонной линии (БПЛ) $n=0$ и ее многоплазмонных повторений, имеющих максвелловскую форму.

Согласно [3], сдвиг зоны в длинноволновом приближении (12) равен $\Delta\omega_g = a\omega_p/2$, где $a = 4e^2\varkappa_c/(\pi\varepsilon_0\hbar\omega_p)$. Для того чтобы этот результат и точное выражение (14) совпадали, необходимо положить $\varkappa_c = \pi/(2r_D)$, т. е. оно того же порядка, что и величина $\varkappa_c$, использованная в работе [3]. Таким образом, многоплазмонные переходы обусловлены дальнодействующей частью кулоновского взаимодействия ($\varkappa \leqslant 1/r_D$). При сильном плазмовыделении $a > 1$ вкладом кумулянт $g^{(3)}$ и более высокого порядка можно пренебречь. Формулы (1), (8), (13) позволяют не только получить для $F(\omega)$ результат работы [3], но и учесть затухание и дисперсию плазмонов, включая затухание Ландау, а также непрямые переходы.

3. Обсуждение результатов

Согласно формуле (14), переход от связанных экситонных состояний e—h пар к свободной ЭДП происходит при условии $\Delta\omega_g = \mu e^4/2\hbar^3\varepsilon_0^2 = e^2/2\hbar\varepsilon_0 a_B$, т. е. при $r_D/a_B = 2$. При электронной температуре $T_e = 130$ К и концентрации электронно-дырочных пар $N = 3.1 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, что соответствует $\hbar\omega_p = 7.2$ мэВ при $j = 15$ А/см^2, отношение $r_D/a_B \approx 1.5$ и связыванием электронов с дырками можно пренебречь. При $N = (3 \div 4) \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ и $T_e = 130$ К ЭДП является невырожденной и смешиванием плазмонных и фононных мод можно пренебречь. Величину $\hbar\Delta\omega_g$ сдвига, обусловленного межчастичным взаимодействием в ЭДП, можно оценить по формуле (14). Для $N = 4.6 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ $\Delta E_g \simeq 15.5$ мэВ и с хорошей точностью совпадает с величиной $\Delta E_g(100\text{ К}) = E_g(100\text{ К}) - E_g' = 17$ мэВ, где $E_g' = 2.358$ эВ — энергетическое положение бесплазмонного максимума при $j = 15$ А/см^2 и $T = 100$ К.

Среди механизмов, приводящих к уширению полосы ЛМ, можно выделить следующие: 1) прямые многоплазмонные переходы, 2) тепловой разброс электронов и дырок по энергиям, 3) дисперсия плазмонов, 4) затухание элементарных возбуждений в ЭДП, 5) непрямые многоплазмонные переходы. В пределе высоких температур T_e в [3] учтены только первые два эффекта. Покажем, что в условиях эксперимента (рис. 2) они являются основными. Действительно, при больших значениях константы плазмовыделения $a = 3 \div 5$ полоса ЛМ включает 10 повторений, отстоящих друг от друга на 7—8 мэВ. Именно многоплазмонная структура приводит к аномальной полуширине полосы (30—50 мэВ). Уширение каждого из максвелловских повторений обусловлено тепловым разбросом электронно-дырочных пар по энергиям $\hbar\Delta\omega = 1.8 k_0 T_e$. При выполнении неравенства

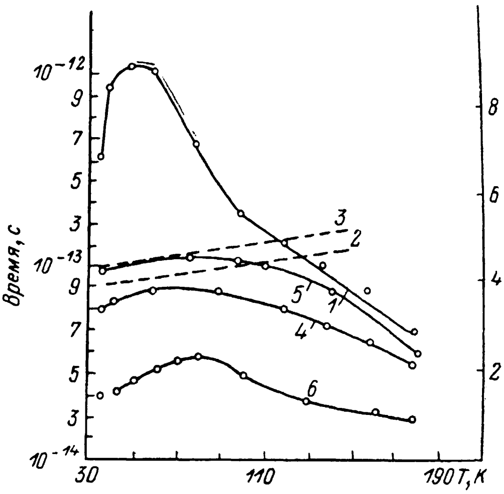

Рис. 3. Температурная зависимость τ_μ, рассчитанная из подвижности дырок в ZnTe [10] (*1*), времени τ_{e-h} для холодной (*2*, *4*) и разогретой (*3*, *5*) ЭДП, $\omega_p\tau$ (*6*).

$$k_0 T_e > \hbar\omega_p > \frac{\hbar}{\tau}, \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_\mu} + \frac{1}{\tau_{e-h}} \tag{15}$$

дисперсией плазмонов и затуханием можно пренебречь, даже если дисперсия порядка 100 % и вносит вклад в полуширину $\sim\hbar\omega_p$. Здесь τ_μ—время релаксации, определяемое по подвижности, в которое вносит вклад рассеяние на фононах, примесях и т. д.; τ_{e-h} характеризует e—h столкновения [2].

На рис. 3 представлены результаты расчета τ (15) с использованием экспериментальных данных для τ_μ из работы [10] и с учетом столкновений электронов и дырок [2]. Как видно (рис. 3), для ZnTe неравенство $\omega_p \tau > 1$ выполняется в широкой области температур $T=30 \div 110$ K (кривая *6*), совпадающей с температурным интервалом проявления многоплазмонной структуры. Максимальное значение $\omega_p \tau = 2.25$. Затуханием Ландау при $\varkappa < 1/r_D$ также можно пренебречь.

Дисперсия плазмонов при малых значениях $\varkappa \ll 1/r_D$ определяется уравнением

$$\omega_\varkappa^2 = \omega_p^2 \left\{1 + 6\,(\varkappa r_D)^2 \left[(M/m_e)^2 + \left(\frac{M}{m_h}\right)^2\right]\right. . \tag{16}$$

Для определения влияния дисперсии нужно знать зависимость $\omega_\varkappa$ от $\varkappa$ во всей области изменения волновых векторов плазмонов. Однако основ-

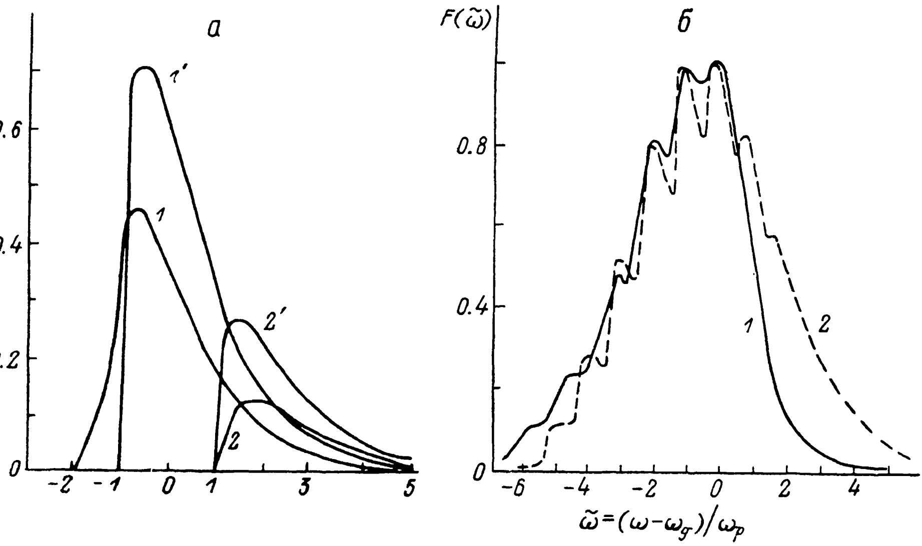

Рис. 4. Влияние дисперсии плазмонов на форму одноплазмонных повторений (*а*) и многоплазмонная люминесценция (*б*).

а: *1* — $F_{-1}(\omega)$ (18), *1'* — $F_{-1}^{(0)}(\omega)$, *2* — $F_1(\omega)$ (18), *2'* — $F_1^{(0)}(\omega)$, $\beta=1$; *б*: *1* — эксперимент при $T_{\text{реш}}=110$ K, $j=15$ А/см², $\hbar\omega_p=7.6$ мэВ; $N=4.6 \cdot 10^{16}$ см⁻³; *2* — теоретическая полоса с учетом *LO*-фононного повторения, $\beta=0.9$, $a=2$.

ные закономерности влияния дисперсии на форму повторений можно выяснить, используя модельный закон дисперсии

$$\omega_\varkappa = \omega_p\,[1 + 3\,(\varkappa/\varkappa_c)^2]^{1/2}. \tag{17}$$

Форм-функция одноплазмонных повторений имеет вид ($a < 1$, $\beta = \hbar\omega_p/k_0 T_e$)

$$F_{\mp 1}(\omega) = \exp(-\beta\tilde{\omega}) \int_0^1 [\omega \pm (1+3x^2)^{1/2}]\exp[\pm \beta/2\,(1+3x^2)^{1/2}]\,\frac{dx}{1+3x^2}. \tag{18}$$

Если в подынтегральном выражении (18) положить $x=0$, то $F_{\pm 1}(\omega)$ (18) перейдет в $F_{\pm}^{(0)}(\omega)$ без учета дисперсии. Как видно из рис. 4, *а*, дисперсия плазмонов приводит к сдвигу порога ЛМ стоксового сателлита в длинноволновую область спектра и к сдвигу положений максимумов обоих повторений. Ширина повторений меняется пренебрежимо мало. Сдвиг максимумов можно учесть, заменив в $F(\omega)$ ω_p на эффективную плазмонную частоту $\tilde{\omega}_p > \omega_p$.

Рассмотрим непрямые одноплазмонные переходы в пределе слабой связи $a < 1$. Стоксовый сателлит имеет форму

$$F_{-1}(\omega) = \exp(-\beta\tilde{\omega}) \int_0^1 \frac{\left[\tilde{\omega} + 1 - \frac{M^2}{m_e m_h}\frac{\beta}{2}x^2\right]^{1/2} dx}{1 + \left(\frac{M}{m_e}\right)^2\left(\frac{\beta}{2}\right)^2 x^4 - \beta\frac{M}{m_e}x^2\left(1 + \frac{2M}{m_e}\tilde{\omega}\right)}. \tag{19}$$

Это выражение получено без учета дисперсии в длинноволновом приближении (12) с $\varkappa_c=1/\sqrt{2}r_D$. В пределе высоких температур $\beta \ll 1$ переходы можно считать прямыми, и, полагая $x=0$ в подынтегральном выражении (19), приходим к форм-функции $F_{-1}^{(0)}(\tilde{\omega})=(\tilde{\omega}+1)^{1/2}\exp(-\beta\tilde{\omega})$. Численные расчеты $F_{-1}(\omega)$ (19) показывают, что учет непрямых переходов приводит к сдвигу максимума сателлита в сторону больших частот и более крутому спаду интенсивности излучения на коротковолновом крыле полосы ЛМ.

Форм-функция [3] получена без учета непрямых переходов и тем лучше соответствует эксперименту, чем выше температура ЭДП.

С другой стороны, неравенство $\beta \ll 1$ может быть сильным, так как в этом случае сателлиты перекрываются, многоплазмонная структура полосы ЛМ не разрешается. Так, кривая на рис. 4, *а* соответствует $T_e=130$ K, $\hbar\omega_p=7.6$ мэВ и $\beta=0.9$.

На форму крыльев полосы ЛМ оказывают влияние *LO*-фононные повторения полосы ЛМ. Коэффициент поглощения света свободными зонными электронами и дырками с одновременным поглощением *LO*-фонона впервые был рассчитан в работах [11, 12]. На рис. 4, *б* представлены результаты расчета форм-функции спектра излучения с учетом *LO*-фононного повторения полосы ЛМ, которое приводит к поднятию длинноволнового крыла полосы ЛМ и позволяет улучшить согласие теории с экспериментом. Теоретические и экспериментальные кривые согласуются по числу плазмонных повторений, которое зависит от величины константы плазмовыделения *a*. Добиться лучшего согласия между теорией и экспериментом на коротковолновом крыле полосы, по-видимому, можно при учете непрямых переходов.

Таким образом, полученные нами экспериментальные и теоретические результаты позволяют сделать вывод о том, что при высоких уровнях возбуждения излучение и поглощение в ЭДП эпитаксиальных пленок ZnTe имеют многоплазмонную природу.

В заключение выражаем благодарность В. А. Коварскому, С. А. Москаленко, И. П. Звягину за обсуждение работы и критические замечания.

Список литературы

[1] Вавилов В. С., Клюканов А. А., Сенокосов Э. А., Руссу В. Г., Чукичев М. В. // Тез. докл. XI Всес. конф. по физике полупроводников. Кишинев, 1988. Т. 1. С. 24.
[2] Ву Зоан Мьен, Сенокосов Э. А., Стойкова В. Г., Усатый А. Н., Чукичев М. В. // ФТП. 1985. Т. 19. № 9. С. 1571—1576.
[3] Вавилов В. С., Клюканов А. А., Сенокосов Э. А., Чиботару Л. Э., Чукичев М. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 2. С. 614—617.
[4] Bohm D., Pines D. // Phys. Rev. 1953. V. 92. N 3. P. 609—625.
[5] Вардзински В. // Лит. физ. сб. 1974. Т. 14. В. 2. С. 327—333.
[6] Kubo R. // J. Phys. Soc. Jap. 1957. V. 12. N 3. P. 570—591.
[7] Kubo R. // J. Phys. Soc. Jap. 1962. V. 17. N 7. P. 1100—1123.
[8] Feynman R. P., Hellwarth R. W., Iddings C. K., Platzman P. M. // Phys. Rev. 1962. V. 127. N 6. P. 1004—1016.
[9] Зубарев Д. Н. // УФН. 1960. Т. 71. № 1. С. 70—91.
[10] Larsen T. L., Stevenson D. A. // J. Appl. Phys. 1973. V. 14. N 2. P. 843—847.
[11] Dumke W. // Phys. Rev. 1957. V. 108. N 12. P. 1419—1425.
[12] Чайковский И. А. // ФТП. 1972. Т. 6. № 1. С. 3—10.

Кишиневский государственный университет им. В. И. Ленина
Кишинев

Поступило в Редакцию
12 января 1989 г.
В окончательной редакции
26 апреля 1989 г.