

- [4] L. C. Schulz. J. Opt. Soc. Am., 44, 357, 1954.  
 [5] Дж. Т. Кокс, Г. Хасса. Сб. «Физика тонких пленок» под редакцией Г. Хасса, 2, 186. Изд. «Мир», М., 1967.  
 [6] Е. М. Воронкова, Б. Н. Гречушников, Г. И. Дистлер, И. П. Петров, Оптические материалы для инфракрасной техники. Изд. «Наука», М., 1965.

Поступило в Редакцию 14 сентября 1972 г.

УДК 533.9+621.373:535

## ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ОБЛАСТИ ФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СВОБОДНО-СВОБОДНЫХ ПЕРЕХОДАХ

В. А. Журавлев и Г. Д. Петров

В последнее время все больший интерес вызывают явления вынужденного тормозного излучения и поглощения (ВТЯ). Так, получение отрицательного поглощения далекого ИК излучения в плазме с дрейфом обсуждено в [1, 2], на электронном пучке в [1, 3, 4].

Усиление за счет ВТЯ в оптическом диапазоне длин волн может наблюдаться при фокусировке лазерного излучения. Пусть плазма образуется световым потоком интенсивностью  $I_0 \ll 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> и частотой  $\omega_0$ , меньшей плазменной. Тогда в первоначально изотермической плазме с концентрацией электронов  $N_e \ll 10^{19}$  см<sup>-3</sup> за время действия пикосекундного лазерного импульса электроны не успеют сколько-нибудь заметно нагреться. Влиянием коллективных процессов в этом случае можно пренебречь и основным механизмом нагрева являются парные столкновения электронов и ионов [1, 5]. Пусть, далее, на область фокусировки лазерного излучения перпендикулярно направлению распространения сильной волны с амплитудой поля  $E_0$  падает излучение оптической частоты  $\omega$  с вектором поляризации, перпендикулярным вектору поляризации сильной волны. При этих условиях комплексная проводимость неравновесной плазмы равна [5]

$$\sigma(\omega) = \frac{\sqrt{2} Z^2 e^5 N_e N_i \omega_0^2}{m^2 v_T^3 \omega^3 E_0} \ln \frac{k_{\max} e E_0}{m \omega_0^2} \left( 1 - \frac{2\sqrt{2}}{\pi} i \ln \frac{\omega}{k_{\min} v_T} \right). \quad (1)$$

Здесь  $T_0$  — начальная температура плазмы;  $Z$  — заряд ионов;  $v_T = \sqrt{3T_0/m}$ ,  $e$ ,  $m$  — соответственно тепловая скорость, заряд и масса электрона;  $\ln(k_{\max}/k_{\min})$  — кулоновский логарифм.

Подставляя сюда  $N_e = N_i \approx 10^{19}$  см<sup>-3</sup>,  $Z=1$  для  $I_0 \approx 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\omega_0 \approx 3 \cdot 10^{15}$  сек.<sup>-1</sup>,  $\omega \approx 1.8 \cdot 10^{15}$  сек.<sup>-1</sup> и для плазмы с начальной температурой порядка десятка электрон-вольт, найдем, что коэффициент поглощения  $\mu$  на частоте  $\omega$  имеет величину  $\mu \approx 4 \cdot 10^{-3}$  см<sup>-1</sup>.

С другой стороны, известно [6, 7], что в поле волны со столь большой интенсивностью  $I_0$  все электроны в области фокусировки лазерного излучения, кроме колебательного движения, приобретают направленную по лучу лазера скорость

$$V = \frac{2\pi e^2 I_0}{m^2 c^2 \omega_0} = \frac{c}{2} \frac{I_0}{I_p}, \quad (2)$$

где  $I_p = \frac{m^2 \omega_0 c^3}{4\pi e^2}$  и  $c$  — скорость света. Если  $I_0 > 2I_p \sqrt{\frac{3T_0}{mc^2}}$ , то тепловая скорость электронов  $v_T$  меньше направленной  $V$ , и в области фокусировки возникает короткоживущий электронный пучок с плотностью тока  $j = eN_e V$ .

Подставляя (2) в выражение для максимального коэффициента усиления  $\alpha_0$  за счет ВТЯ на пучке электронов, приведенное, например в [1], получим

$$\alpha_0 = \frac{28\pi^2 Z^2 e^6 N_i N_e}{c^4 m^3 \omega^2} \left( \frac{I_p}{I_0} \right)^3 \left\{ \ln \left[ \frac{mc^2}{2\hbar\omega} \left( \frac{I_0}{I_p} \right)^2 \right] - 1 \right\}. \quad (3)$$

Это соотношение справедливо при условии  $I_0 \gg \left( \frac{8\hbar\omega}{mc^2} \right) I_p$ , где  $\hbar$  — постоянная Планка; т. е. при  $I_0 \geq 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> для  $\omega \approx 1.8 \cdot 10^{15}$  сек.<sup>-1</sup>

Оценки показывают, что при значениях параметров, приведенных выше,  $\alpha_0 \approx 1$  см<sup>-1</sup> и  $\alpha_0 \gg \mu$ . Таким образом, в течение нескольких пикосекунд создаются необходимые условия для усиления оптического излучения. Это явление может представлять интерес и при диагностике плазмы, появляющейся при фокусировке лазерного излучения.

- [1] Ф. В. Бункин, А. Е. Казаков, М. В. Федоров. Усп. физ. наук, 107, вып. 4, 1972.  
 [2] T. Musha, F. Yoshida. Phys. Rev., A133, 1303, 1964.  
 [3] D. Marcuse. Bell. Syst. Techn. J., 41, 1557, 1962.  
 [4] М. В. Федоров. ЖЭТФ, 51, вып. 3 (9), 1966.  
 [5] М. В. Федоров. ЖТФ, 41, вып. 5, 1971.  
 [6] T. W. B. Kibble. Phys. Rev., 138, № 3B, 1965.  
 [7] T. H. Eberly. Progr. Opt., 7, 359, 1969.

Поступило в Редакцию 9 февраля 1973 г.

УДК 535.376.62-416

## ОБ ЭФФЕКТЕ ФРАНЦА—КЕЛДЫША В ИЗЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦИРУЮЩИХ ПЛЕНОК

Н. А. Власенко, Ю. В. Копытко и В. С. Хомченко

Эффект Франца—Келдыша в поглощении, связанном с зона-зонами переходами [1], хорошо изучен в ряде полупроводников и с успехом используется для выявления особенностей зонной структуры. В то же время об эффекте Франца—Келдыша в излучении, обусловленном переходами с участием зонных состояний и, в частности, переходами зона—глубокий примесный уровень, имеется всего несколько сообщений [2-4]. Однозначность интерпретации экспериментально наблюдавшегося сдвига полосы излучения в длинноволновую сторону под действием внешнего поля [3] или в области пространственного заряда [4] является дискуссионной, так как не был проведен полный анализ влияния на положение полосы таких факторов, как нагрев, неэлементарность полосы, влияние поверхности на положение примесного уровня. Поэтому достоверное установление наличия эффекта Франца—Келдыша в излучении представляет, с одной стороны, самостоятельный научный интерес, а, с другой стороны, для электролюминесцирующих объектов может дать важные сведения о механизме электролюминесценции (ЭЛ).

В данной работе сообщается о проявлении эффекта Франца—Келдыша в спектрах ЭЛ пленок ZnS-Cu, Cl и ZnS-Mn при возбуждении их переменным напряжением звуковой частоты. Исследованные пленки были аналогичны описанным в [5]. Чтобы исключить влияние на сдвиг полосы изменения относительной интенсивности «зеленой» и «голубой» полос ZnS-Cu, Cl с повышением уровня возбуждения, в данной работе использовались пленки, в спектре которых наблюдалась только одна «зеленая» полоса независимо от условий возбуждения. Поскольку имеются сообщения о неэлементарности этой полосы [6], было изучено влияние на ее форму и положение интенсивности УФ излучения при фотолюминесценции (ФЛ) и частоты возбуждающего напряжения при ЭЛ. Для измерений отбирались образцы, спектр которых не зависел от этих факторов, что свидетельствовало об элементарности полосы излучения. При средней напряженности поля в пленке  $F_{\text{ср.}} < 10^5$  в/см спектр ЭЛ таких образцов совпадал со спектром ФЛ. При большей напряженности поля наблюдался сдвиг максимума полосы в сторону меньших энергий и некоторое уширение ее (рис. 1). Эти явления наблюдались при различных температурах (4—300° К, см. таблицу). Величина сдвига при одном и том же  $F_{\text{ср.}}$  уменьшается как  $T^{-m}$ , где  $m=1.6-1.8$  в области  $T \geq 100^\circ$  К. Зависимость сдвига максимума полосы от  $F_{\text{ср.}}$  удовлетворительно аппроксимируется степенной функцией с показателем степени от 2 до 5 для разных образцов и температур. От частоты поля величина сдвига практически не зависит в интервале 1—20 кГц.

Для выяснения влияния на наблюдаемый сдвиг полосы конкурирующего с эффектом Франца—Келдыша нагрева образца была изучена температурная зависимость положения максимума в спектре ЭЛ и ФЛ. Для обоих видов возбуждения зависимость одинакова: с повышением  $T$  максимум смещается в длинноволновую область, температурный коэффициент сдвига равен  $(2-3) \cdot 10^{-4}$  эв·град.<sup>-1</sup> в области 4—100° К

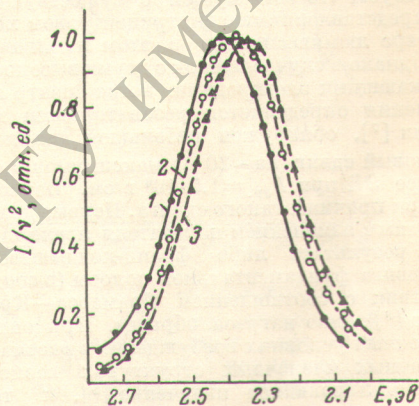


Рис. 1. Спектры ЭЛ пленок ZnS-Cu, Cl при 100° К и различном значении  $F_{\text{ср.}}$ .

1 —  $0.9 \cdot 10^5$ , 2 —  $1.2 \cdot 10^5$ , 3 —  $2 \cdot 10^5$  в/см.