[6] F u j i i T. // Int. J. Mass. Spectrom. and Jon Processes. 1984. V. 57. P. 163–174.
[7] А л е к с а н д р о в М.Л., Г а л л ь Н.Р., К р а с к о в Н.В., К у с н е р Ю.С., Н и к о л а е в В.И. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. № 5. С. 203–205.

Поступило в Редакцию
5 апреля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 12 26 июня 1990 г.

02; 07

МОДЕЛЬ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ КОРОТКОЖИВУЩИХ УСИЛИВАЮЩИХ СРЕД

М.Я. А м у с ь я, М.Л. Ш м а т о в

Предлагается простая модель для описания вынужденного излучения лазеров без зеркал, учитывающая динамическую эволюцию параметров среды.

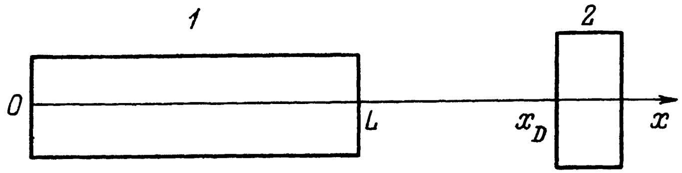
В работах [1–6] для описания излучения инверсных сред, создаваемых при действии мощных лазеров на различные мишени, использованы выражения, полученные в предположении пространственного и временного постоянства параметров среды. Длина среды L в этих экспериментах порядка 1 см. Время прохождения светом такого пути $t_L = L/c$ (c – скорость света) – порядка 10^{-11}–10^{-10} с, что сопоставимо с временем изменения параметров систем [7–10]. В работе [7] показаны результаты численного расчета интенсивности излучения в зависимости от времени. В работе [8] эта зависимость изучалась экспериментально при различных значениях L.

Мы рассматриваем одномерную модель без насыщения усиления. Для определенности положим, что среда имеет форму цилиндра, на оси которого в точке $x = X_D$ находится детектор (см. рисунок). Система резко включается в момент $t = 0$. Полагаем, что при $t \geqslant 0$ число фотонов ΔN_{sp}, спонтанно излученных в нужном направлении участком длиной dx за время dt, определяется выражением

$$\Delta N_{sp} = j_0 \exp(-t/\tau)\, dt\, dx, \tag{1}$$

коэффициент усиления α изменяется по закону

$$\alpha(t) = \alpha_0 \exp(-t/\tau). \tag{2}$$



Геометрия системы. 1 – инверсная среда, 2 – детектор.

Подобная зависимость $\alpha(t)$ выбрана на основании данных работы [10], где начальный рост α происходит быстрее спада. Использование одной постоянной времени τ в (1) и (2) позволяет описать излучение простыми аналитическими выражениями; физически такое приближение можно оправдать следующим образом. Предположим, что взаимодействие излучения и среды происходит только при переходах между верхним и нижним лазерными уровнями. Тогда $\alpha \sim (N_u - N_l\, g_u/g_l)\, \dfrac{\Gamma_{rad}}{\Gamma_{rot}}$, где N_u и N_l, g_u и g_l – концентрации и статистические веса атомов или ионов на верхнем и нижнем лазерном уровне соответственно, Γ_{rad} – излучательная ширина перехода, Γ_{tot} – полная ширина линии [11]. Если $N_l \to 0$, а Γ_{tot} не меняется со временем, то зависимость α от времени можно описать выражением $\alpha \sim N_u$. Оба этих условия выполняются при достаточно быстром распаде нижнего уровня. Интенсивность спонтанного излучения также пропорциональна концентрации возбужденных атомов или ионов. В этой работе мы не учитываем эффекты, которые могут быть связаны с радиальным разлетом среды, ограничиваясь одномерной моделью.

Очевидно, что первые фотоны попадут в детектор при $t=(X_D-L)/c$. В более позднее время в детектор будут попадать фотоны, излученные в различные моменты t' областями с продольной координатой x', причем t' естественно связано с x'. Пренебрегая различием скоростей распространения света в среде и в вакууме, получаем

$$t = t' + (X_D - x')/c. \tag{3}$$

Для описания интенсивности излучения удобно ввести время t_1, отсчитываемое от момента прихода к детектору первых фотонов: $t_1 = t - (X_D - L)/c$. Тогда (3) можно переписать в виде: $t' = t_1 + (x' - L)/c$. Так как, очевидно, $t' \geqslant 0$, то $x' \geqslant L - ct_1$. Это означает, что при $0 \leqslant t_1 < t_L$ в детектор могут попасть только фотоны, излученные областью $L - ct_1 \leqslant x' \leqslant L$. При $t_1 \geqslant t_L$ условие $t' \geqslant 0$ выполнено тождественно и $0 \leqslant x' \leqslant L$. Обозначим количество фотонов, попадающих в детектор за единицу времени, через I; $l_c = c\tau$. Используя для описания спонтанного излучения (3) и (1) и рассмотрев его усиление при прохождении сквозь среду через $x' \leqslant x \leqslant L$ с помощью (2) и выражения $x = x' + c(t - t')$, после проведения интегрирования сперва по x, затем по x' получаем при $0 \leqslant t_1 \leqslant t_L$:

$$I = \frac{j_0}{\alpha_0} \left\{ exp\left[\alpha_0 l_c \left(1 - e^{-t_1/\tau} \right) \right] - 1 \right\}, \tag{4}$$

при $t_1 \geqslant t_L$

$$I = \frac{j_0}{\alpha_0} \left\{ exp\left[\alpha_0 l_c \left(e^{L/l_c} - 1 \right) e^{-t_1/\tau} \right] - 1 \right\}. \tag{5}$$

Величина I достигает максимального значения при $t_1 = t_L$. Если $l_c \gg L$, то при $0 \leqslant t_1 \leqslant t_L$

$$I \approx \frac{j_0}{\alpha_0} \left[e^{\alpha_0 c t_1} - 1 \right], \tag{4a}$$

при $t_1 \geqslant t_L$

$$I \approx \frac{j_0}{\alpha_0} \left[exp\left(\alpha_0 L e^{-t_1/\tau} \right) - 1 \right]. \tag{5a}$$

При конечном значении L/l_c приближения (4 а) и (5 а) применимы, если $\alpha_0 L$ не очень велико (см. ниже).

Зависимость $\alpha(t)$, полученную в работе [10], можно приближенно описать в рамках нашей модели, положив $\alpha_0 = 7.7$ см$^{-1}$ и $\tau = 1.4 \cdot 10^{-10}$ с. Оценка с использованием выражений (4) и (5) показывает, что при L = 1–2 см и времени, близком к t_L, для измерения интенсивности излучения с точностью 20–30 % требуется временное разрешение приблизительно 10^{-11} с

Для определения полного числа фотонов N, попавших в детектор за все время, удобно не интегрировать (4) и (5) по времени, а рассмотреть усиление при прохождении сквозь среду спонтанного излучения (1) от каждого участка за все время. Выполнив интегрирование по пути сквозь среду и затем по моменту излучения, получаем

$$N = \frac{j_0}{\alpha_0 c} \int_0^L dz \, \frac{\left\{ exp\left[\alpha_0 l_c \left(1 - e^{-z/l_c} \right) \right] - 1 \right\}}{1 - exp(-z/l_c)}, \tag{6}$$

где z – расстояние от точки спонтанного излучения до $x = L$.

При $l_c \gg L$ экспоненту в знаменателе подынтегрального выражения можно разложить до 2-х первых слагаемых. В числителе сохраним еще один член разложения. При $\alpha_0 L \gg 1$ основной вклад в интеграл вносится при больших, близких к L, значениях z. Можно ограничиться узкой областью интегрирования шириной порядка $1/\alpha_0$ и пренебречь зависимостью интеграла от нижнего предела, учитывая только то, что этот предел отличается от L на величину порядка $1/\alpha_0$. Подынтегральное выражение в пределах новой области интегрирования аппроксимируем формулой $const \cdot exp(\alpha_0 z)$, собрав в константу все сомножители, которые по сравнению с $exp(\alpha_0 z)$ слабо изменяются при изменении z на величину порядка $1/\alpha_0$, подставив в них $z = L$. Интеграл от экспоненты приблизительно равен $(1/\alpha_0)exp(\alpha_0 L)$. Получаем выражение:

$$N \approx \frac{j_0 l_c}{\alpha_0^2 c L} exp\left[\alpha_0 L\left(1 - \frac{L}{2 l_c}\right)\right]. \qquad (6a)$$

Видно, что в (6а) при $\alpha_0 L = 15$ и $L/l_c = 1/3$ неучет второго слагаемого в выражении под знаком экспоненты приводит к различию в 12 раз.

Выбранная модель изменения параметров системы со временем не полностью совпадает с результатами численного моделирования [7], [10]. Тем не менее, мы предлагаем использовать выражение вида (6) и, если возможно, (6а) для определения подгоночных параметров α_0 и l_c из результатов экспериментов.

Возможно, использование перемещающегося возбуждения, например, при наклонном падении возбуждающего луча [11], при подборе его параметров позволит увеличить выходящее излучение даже при небольших $L \approx 1$ см. При этом может оказаться, что оптимальный угол между возбуждающим лучом и поверхностью мишени будет не очень острым.

Эта модель не объясняет уменьшения излучения с ростом L [4–7]. Возможные причины этого эффекта будут рассмотрены отдельно.

Список литературы

[1] Rosen M.D., Hagelstein P.L., Matthews D.L. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 2. P. 106–109.

[2] Matthews D.L., Hagelstein P.L., Rosen M.D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54, N 2. P. 110–113.

[3] MacGowan B.J., Maxon S., Hagelstein P.L. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 19. P. 2157–2160.

[4] MacGowan B.J., Maxon S., Keane C.J. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1988. V. 5. N 9. P. 1858–1863.

[5] Kuroda H., Muroo K., Naito K., Tanaka Y. // Techn. Rep. ISSP. 1988. Ser.A. N 1955. P. 1–17.

[6] Muroo K., Tanaka Y., Kuroda H. // Techn. Rep. ISSP. 1988. Ser. A. N 1956. P. 1–18.

[7] M a t t h e w s D., R o s e n M., B r o w n S. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. V. 4. N 4. P. 575-587.
[8] C e g l i o N.M. // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. 1986. V. 7 P. 39-51.
[9] N a k a n o N., K u r o d a H. // Phys. Rev. A. 1987. V. 35. N 11. P. 4712-4718; 4719-4728.
[10] M a x o n S., D a l h e d S., H a g e l s t e i n P.L. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. N 3. P. 236-239; N 17. P. 1896.
[11] D u g u a y M. // Phys. og Quantum Electronics. 1976. V. 3. P. 557-579.

Поступило в Редакцию
20 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 12 26 июня 1990 г.

06.1; 06.2

БИПОЛЯРНЫЙ ПЕРЕНОС НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ As_2Se_3, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ВЧ-РАСПЫЛЕНИЯ

Ш.Ш. С а р с е м б и н о в, О.Ю. П р и х о д ь к о, М.Ж. М а л ь т е к б а с о в, С.А. Д ж а к е п о в, С.Я. М а к с и м о в а, В.Л. А в е р ь я н о в

В работах [1–3] показано, что условия и способ приготовления халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) в значительной степени влияют на их физико-химические свойства и особенности фотоструктурных превращений. Процессы переноса носителей заряда при этом практически не исследовались.

Известно [4, 5], что в массивных образцах ХСП составов $As-Se$ и $As-S$ и тонких пленках этих ХСП, полученных термическим испарением в вакууме, перенос заряда осуществляется носителями одного знака – дырками из-за значительного (~ на три порядка величины) превышения подвижности дырок над подвижностью электронов. Величина дрейфовой подвижности дырок для состава As_2Se_3 составляет $\sim 10^{-5}$ см^2/В·с при Т = 300 К и напряженности электрического поля Е = 10^5 В/см.

В данной работе приводятся результаты исследования переноса носителей заряда в пленках модельного ХСП – селенида мышьяка