

01; 02; 04; 07

© 1993

ЛАЗЕРОПОДОБНЫЙ ЭФФЕКТ

М.Л. Ш м а т о в

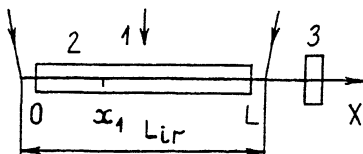
Показано, что количество фотонов, излучаемых в продольном направлении плазменным столбом, в котором нет инверсии заселенности, может сверхлинейно зависеть от его длины. Полагается, что изменение длины столба сводится к изменению продольного масштаба неоднородностей.

Плазма, создаваемая при действии на твердотельные мишени сфокусированного в линию потока излучения, может иметь продольные неоднородности. Характерный размер этих неоднородностей в некоторых случаях сравним с полной длиной плазменного столба, которую обозначим через L (см., например, [1, 4]). Предположим, что на оси столба расположен детектор, регистрирующий излучение на некоторой спектральной линии — см, рисунок. Обозначим через N полное количество фотонов, зарегистрированных за все время существования плазмы. Покажем, что совместное влияние продольной неоднородности и быстрого изменения локальных параметров плазмы может в отсутствие инверсии заселенности привести к сверхлинейной зависимости $N(L)$. Используем для этой цели одномерную иллюстрирующую модель.

Полагаем, что спонтанное излучение на рассматриваемой спектральной линии происходит только в области $0 \leq x < x_1$ (см. рисунок); при этом количество фотонов, испускаемых в направлении детектора, за время от t до $t+dt$ плазмой, занимающей область от x до $x+dx$, определяется выражением

$$\Delta N_{sp}(0 \leq x < x_1) = j(t) dt dx, \quad (1)$$

где $j(t)$ — параметр, зависящий только от времени; $j(t < 0) = 0$. В области $0 \leq x < x_1$ не происходит ни усиления, ни ослабления рассматриваемого потока фотонов. Таким образом, подразумевается, что при $0 \leq x < x_1$ для верхнего и нижнего уровня обсуждаемого перехода отношение концентрации ионов к статистическому весу уровня одинаково, а ослабление излучения, не связанное с поглощением ионами, находящимися на нижнем уровне, пренебрежимо мало. В области $x_1 \leq x \leq L$ (см. рисунок) происходит ослабление потока движущихся к детектору фотонов, которое описывается коэффициентом $\beta(x)$, одинаковым для всей области. Полагаем, что для рассматриваемой линии ослабление излучения не зависит от его частоты и не насыщается. Это возможно, в частности, если телесный угол регистрации фотонов мал и ослабление вызвано дефокусировкой на поперечном градиенте электронной плотности [5, 6].



Одномерная модель, 1 - поток излучения, создающий плазму; 2 - плазма; $0 \leq x < x_1$ - излучающая область; $x_1 \leq x \leq L$ - область, ослабляющая излучение; 3 - детектор.

Полагаем также, что эффекты, связанные с отличием диэлектрической проницаемости плазмы от единицы, полностью описываются величиной $\beta(t)$. Согласно (1), при сделанных предположениях

$$N = \int_0^{x_1} dx' \int_0^{\infty} dt j(t) \exp \left[- \int_{x'}^L dx \beta \left(t + \frac{x-x'}{c} \right) \right], \quad (2)$$

где c - скорость света в вакууме.

Предположим теперь, что $j(t) \neq 0$ только при $0 \leq t \leq t_s$, а зависимость $\beta(t)$ имеет следующий вид:

$$\beta(0 \leq t \leq t_{abs}) = \beta_0, \quad (3a)$$

где β_0 - константа;

$$\beta(t > t_{abs}) = 0. \quad (3b)$$

Параметры t_s и t_{abs} удовлетворяют условиям

$$t_s + x_1/c < t_{abs}, \quad (4)$$

$$t_{abs} < (L - x_1)/c. \quad (5)$$

Из (2-5) следует, что

$$N = c_1 (e^{\beta_0 x_1} - 1), \quad (6)$$

где величина c_1 определяется выражением

$$c_1 = \frac{1}{\beta_0} e^{-\beta_0 c t_{abs}} \int_0^{t_s} dt j(t) e^{\beta_0 c t} \quad (7)$$

Отметим, что, как видно из (7), c_1 не зависит от x_1 или L

Обозначим через L_{ir} длину облучаемой области, измеренную в плоскости, проходящей через плазменный столб — см. рисунок. Полагаем, что L_{ir} несколько больше длины мишени (это позволяет избежать проявления краевых эффектов фокусировки [2]), но $L_{ir} - L \ll L$. Полагаем также, что изменение L_{ir} , сопровождающее изменение L , производится за счет фокусировки оптической системы, формирующей облучаемую область; в каждом импульсе излучения для соответствующего момента времени сохраняется относительное распределение интенсивности перед фокусирующей системой и интенсивность, усредненная по облучаемой области. Пренебрегаем нелокальными процессами в плазме. Согласно этим приближениям, при изменении L сохраняется величина $\varkappa = \varkappa_1/L$, поэтому формулу (6) можно представить как

$$N(L) = c_1 (e^{\beta_0 \varkappa L} - 1). \quad (6a)$$

Выражения вида (6a) и, в общем случае, сверхлинейные зависимости $N(L)$ характерны для сред с инверсией заселенности. Поэтому можно сказать, что в рассматриваемой ситуации имеет место своего рода „лазероподобный” эффект. При этом „эффективный коэффициент усиления” α_{eff} , как видно из (6a), равен $\beta_0 \varkappa$.

Реализация сверхлинейной зависимости $N(L)$, названная здесь „лазероподобным эффектом”, возможна не только в модели (1–5). Так, спад $\beta(t)$ может быть более плавным, полное прекращение спонтанного испускания к конечному моменту времени t_s не обязательно. Особо отметим, что достаточно малое ослабление излучения может происходить и в основной излучающей области. Предположим, например, что при $0 \leq x < x_1$ ослабление описывается постоянным (для периода $0 \leq t \leq t_s + x_1/c$) коэффициентом β_1 , $\beta_1 < \beta_0$. Остальные приближения сохраняются. В такой модели, как и в предыдущей, имеет место зависимость

$$N(L) \sim e^{\alpha_{eff} L} - 1$$

(при этом $\alpha_{eff} = (\beta_0 - \beta_1) \varkappa$). Лазероподобный эффект может быть связан с быстрым спадом дефокусировки или (и) поглощения в нескольких разделенных областях.

В заключение отметим следующее. Неоднородности потока излучения, используемого для создания плазменного столба, подавляются при помощи оптической системы, вызывающей наложение его

различных участков [3, 4]. В принципе, для повышения однородности плазменного столба может представлять интерес и быстрое перемещение области фокусировки в продольном направлении. Для уменьшения потерь энергии такое перемещение должно быть мало по сравнению с мгновенными значениями L_{ip} . Данный подход, однако, требует дополнительного исследования.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Lee T.N., Molander W.A., Ford J.L., Elton R.C. // Rev. Sci. Instr. 1986. V. 57. N 8. P. 2052-2054.
- [2] Jamelot G., Carillon A., Klinnick A., Jaegle P. // Appl. Phys. B. 1990. V. 50. P. 239-246.
- [3] Villeneuve D.M., Enright G.D., Baldiss H.A., Kieffer J.-C. // Opt. Comm. 1991. V. 81. NN 1, 2. P. 54-58.
- [4] Kieffer J.-C., Chaker M., Pepin H. et al. // Opt. Comm. 1991. V. 84. NN 3, 4. P. 208-213.
- [5] Бункин Ф.В., Быков В.П. // Препринт ИОФАН. 1985. № 261.
- [6] Бункин Ф.В., Быков В.П. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. В. 4. С. 869-872.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию
26 марта 1993 г.