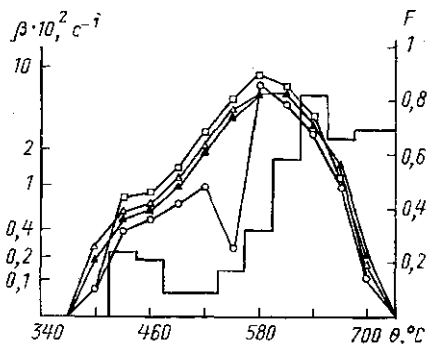


В этих условиях время расчета прямой задачи на IBM PC с микропроцессором Intel 80386/80387 составило 1–2 мин в зависимости от тактовой частоты последнего, а время расчета обратной задачи — несколько десятков часов.

Диапазон восстанавливаемых значений  $\beta(\theta)$  был выбран охватывающим один порядок: от  $\beta_{\max} = 7 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$  до  $\beta_{\min} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ .

4. Точное решение задачи  $\beta(\theta)$  в математическом эксперименте предполагается известным. На рисунке представлены соответствующие различным  $s$  в итеративном процессе (6), (7) приближения к точному значению  $\beta(\theta)$  (черные треугольники) при  $s=0$  (кружки), 1 (квадратики) и 2 (светлые треугольники), а также гистограмма фазового превращения, соответствующая  $\Psi$ . При этом точное значение  $a=0,500$ ,  $a_0=0,380$ ,  $a_1=0,431$ ,  $a_2=0,480$ .



В сравнении с результатами [2] видно, что хотя число управляющих параметров и больше (10 вместо 5), но более опосредованная их связь с перлитным превращением (через краевые условия) не дает возможности добиться столь же равномерного перлитного превращения, как для точечной модели. Этим можно объяснить меньшую точность восстановления  $\beta(\theta)$ , которая, в соответствии с критерием (8), составляет 10% при точности измерения температуры  $0,05^\circ \text{C}$ .

Автор искренне признателен проф. В. Б. Гласко за полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Гласко В. Б., Щепетиллов А. В. // ЖВМ и МФ. 1991. 31. С. 1826.  
 [2] Гласко В. Б., Щепетиллов А. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. 35, № 1. С. 3. [3] Visintin A. // IMA J. Appl. Math. 1987. 39. P. 143. [4] Verdi S., Visintin A. // Acta Metallurg. 1987. 35. P. 2711.

Поступила в редакцию  
22.11.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 5

## РАДИОФИЗИКА

УДК 621.738.3

### ЛАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ В РЕЖИМЕ НАСЫЩЕНИЯ. ПРЕДЕЛЬНЫЙ КПД ПРИБОРА

В. К. Гришин, Т. А. Новикова

(кафедра общей ядерной физики)

На примере лазера на свободных электронах с узким интенсивным пучком в условиях сильного каналирования полей излучения рассмотрены самосогласованные нелинейные соотношения, позволяющие определить максимальную эффективность прибора. Нелинейные оценки КПД получены с помощью законов сохранения потоков плотностей энергии и импульса на основании решений волнового уравнения для потенциала излучения.

Лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) относятся к числу перспективных приборов, предназначенных для получения плавно перестраиваемого коротковолнового электромагнитного излучения (ЭМИ) [1, 2]. ЛСЭ могут работать как в одночастичном, так и в коллективном режимах взаимодействия электронного пучка и ЭМИ. Наибольшая эффективность стимулированного излучения достигается в последнем случае для достаточно интенсивных пучков благодаря обратному влиянию на него ЭМИ, приводящему к группировке частиц. При этом излучение оказывается сосредоточенным в основном у поверхности пучка (говорят о его каналировании) [3, 4].

Очевидно, особый интерес приобретают оценки предельного КПД излучения. Несмотря на достаточный прогресс в понимании физики явлений ЛСЭ, в литературе в основном излагаются результаты численных методов исследования. Отметим лишь работу [4], плодотворную в методическом отношении. Базируясь на положениях работы [5], изложим метод получения самосогласованных оценок предельной величины эффективности для коллективного ЛСЭ.

Рассмотрим одну из перспективных схем ЛСЭ со спиральной конфигурацией магнитного ондулятора, поле в котором описывается векторным потенциалом  $A_0 = A_0 [e_x \cos(k_0 z) + e_y \sin(k_0 z)]$ , где  $(e_x, e_y, e_z)$  — координатные орты, а  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  ( $\lambda_0$  — период ондулятора). Частицы, инжектируемые в точке  $z=0$  вдоль оси ондулятора со скоростью  $v_0 = \beta_0 c$ , приобретают в нем поперечную скорость  $v_{\perp} = v_{0\perp} A_0/A_0$ , где  $v_{0\perp} = eA_0/(m\gamma_0)$  и  $\gamma_0 = [1 - \beta_0^2]^{-1/2}$ . Затравочный сигнал подается в виде циркулярно поляризованной световой волны  $E_{si} = E_{0i} [e_x \cos(\omega_{si} t - k_0 z) + e_y \sin(\omega_{si} t - k_0 z)]$  при  $B_{si} = [e_z \times E_{si}]$ , волновой вектор которой  $k_{si} = e_z k_{si}$  ( $\omega_{si} = k_{si} c$ ). По мере распространения она взаимодействует с пучком и индуцировано усиливается за счет поглощения энергии частиц. Это взаимодействие определяется величиной  $e \int v_{\perp} E_{si} dt$ .

Поэтому обмен энергией между волной и пучком является наиболее эффективным, когда продольная скорость частиц  $v_{0z}$  оказывается порядка фазовой скорости так называемой пондеромоторной волны  $v_p$  (для которой  $\omega_p = \omega_s$ ,  $k_p = k_{si} + k_0$ ):

$$v_{0z} = v_p = \frac{\omega_s}{k_{si} + k_0}. \quad (1)$$

Этот процесс приводит к продольной группировке частиц и последующему их захвату в «ямы» пондеромоторного потенциала  $U \approx A_0 A_s / (mc^2)$ , где  $A_s$  — векторный потенциал поля ЭМИ. Естественно, что при захвате  $\beta_{zc} = [v_z^2 - v_{\perp}^2]^{1/2} < \beta_{0zc} = [v_0^2 - v_{0\perp}^2]^{1/2}$ , т. е.  $\gamma_z < \gamma_{0z}$ . Усиление ЭМИ развивается на длине прохода пучка, обычно составляющей 10—20 обратных линейных инкрементов усиления [5]. Нелинейное насыщение взаимодействия полей и частиц наступает после их захвата пондеромоторной волной. В дальнейшем процесс обмена энергией между пучком и волной излучения происходит крайне медленно. Поэтому реально момент захвата и определяет наибольшую передачу энергии частиц излучению.

Для достаточно протяженной системы работа ЛСЭ в таком режиме имеет установившийся характер: в точке  $z=0$  непрерывно инжектируется пучок, а в точке захвата электронов пучка пондеромоторной волной  $z=z^*$  из выделенного объема вытекают потоки частиц и ЭМИ. В направлении оси  $z$  баланс усредненных по высоко-частотным колебаниям потоков линейных плотностей энергии  $P_b$  и импульса  $G_b$  частиц и соответствующих ЭМИ  $P_s$  и  $G_s$  через поперечное сечение пучка имеет вид

$$\begin{aligned} P_b|_{z=0} &= \{P_b + P_s\}|_{z=z^*}, \\ G_b|_{z=0} &= \{G_b + G_s\}|_{z=z^*}. \end{aligned} \quad (2)$$

Вклад затравочной волны в общий энергетический баланс при  $z=0$  считается малым. Кроме того, вытекание частиц и ЭМИ через боковые стенки системы не происходит.

Потоки  $P_b$  и  $G_b$  можно выразить через линейную плотность энергии частиц в собственной системе координат [6]. С учетом связи  $P_b \beta_z = c G_b$  уравнения баланса позволяют получить важное соотношение для оценки предельной эффективности устройства:

$$\eta = \frac{P_s \gamma_0}{P_0 (\gamma_0 - 1)} = \frac{\gamma_0 (\beta_{0z} - \beta_z)}{(\gamma_0 - 1) (c G_s / P_s - \beta_z)}, \quad (3)$$

где величина  $P_0 (\gamma_0 - 1) / \gamma_0$  дает плотность потока начальной кинетической энергии частиц. Поток  $P_s$  совпадает с потоком вектора Пойнтинга через поперечное сечение системы, а  $G_s$  — с компонентой  $T_{zz}$  тензора энергии-импульса:  $G_s = \oint (E^2 + B^2 - E_z^2 - B_z^2) d\sigma / 8\pi$ . Вклады магнитного поля ондулятора и квазистационарного поля пучка в правые и левые части уравнения (2) одинаковы и взаимно уничтожаются.

Продольными составляющими поля, связанными с пространственным зарядом релятивистского пучка, можно пренебречь [4]. Следовательно, в выражения для  $\Pi_s$  и  $G_s$  входит только поперечная составляющая волны ЭМИ, которую можно считать плоской, и  $|\mathbf{B}_s| = \beta_s |\mathbf{E}_s|$ . В этом приближении  $cG_s/\Pi_s = (1 + \beta_s^2)/2\beta_s$ . Заметим, что фазовая скорость волны излучения к моменту захвата пучка уменьшается:  $\beta_s = \omega_s/k_s c < 1$ . При этом ее значение вновь определяется равенством скоростей частиц и ponderomotorной волны:  $\omega_s/(k_0 + k_s) = \beta_s c$ .

Зависимость между током пучка  $I_b$  и скоростью захваченных электронов  $\beta_z$  устанавливается при помощи решений волнового уравнения для потенциала ЭМИ в режиме насыщения (в равновесном приближении)

$$\Delta_{\perp} A_s - \frac{q^2 A_s}{a^2} = - \frac{4\pi j_{\perp}}{c}. \quad (4)$$

Здесь фактор  $q^2 = a^2 k_s^2 (1 - \beta_s^2)$  является чисто действительной величиной ( $a$  — радиус трубки тока). Плотность поперечного тока (выделяется лишь синфазная с  $A_s$  составляющая тока) равна  $j_{\perp}(t, r) = \epsilon n v c \beta_{\perp} / 2$ , где  $\epsilon$  — коэффициент, характеризующий степень сгруппированности частиц.

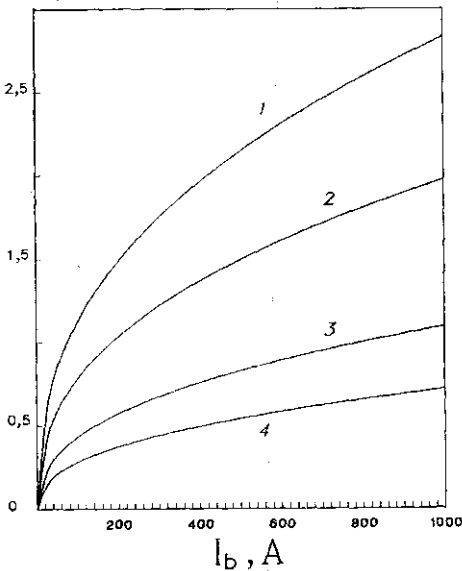
Взаимодействие пространственно неоднородного поля каналируемого излучения с электронами приводит к неодновременному захвату различных радиальных слоев пучка. Поэтому наибольшую эффективность взаимодействия частиц и ЭМИ обеспечивают пучки трубчатой конфигурации [4, 7]. Для таких пучков с плотностью  $n_b(r) = I_b \delta(r-a) / (2\pi a c \beta_z r)$  ( $\delta$  — дельта-функция Дирака) решения уравнения (4) в аксиально-симметричном случае имеют вид  $A_s(r < a) = \mu K_0(q) I_0(qr/a)$  и  $A_0(r > a) = \mu I_0(q) K_0(qr/a)$ , где  $I_0, K_0$  — модифицированные функции Бесселя,  $\mu = \epsilon \beta_{\perp} I_b / (c \beta_z)$ . Вместе с уравнением (3) эти решения дают зависимость тока  $I_b$  от  $\beta_z$ :

$$I_b = \frac{32 \gamma_0 I_A a k_s (1 - \beta_s^2)^{3/2}}{(1 - \beta_s)^2 + 2\beta_s (1 - \beta_z)} \left( \frac{\beta_z}{\epsilon \beta_{\perp}} \right)^2 (\beta_{0z} - \beta_z). \quad (5)$$

Здесь  $I_A = mc^3/e = 17$  кА. Это соотношение с учетом связи между  $k_{si}$  и  $k_s$ ,  $\beta_{0z}$  и  $\beta_z$  дает самосогласованную оценку предельной эффективности ЛСЭ. В первом приближении по  $\Delta\beta = \beta_{0z} - \beta_z$ , полагая  $\epsilon = 2$ , что соответствует предельной группировке частиц, получаем

$$\eta = \frac{1}{2} \left( \frac{I_b}{4 I_A a k_0 \gamma_0^2} \right)^{\frac{2}{5}}. \quad (6)$$

$\eta, \%$



Показательно, что это соотношение имеет тот же вид, что и в квазилинейной теории, но отличается численным коэффициентом. Зависимость (6) для конкретных параметров ЛСЭ иллюстрирует рисунок. Характерно, что эффективность коллективного ЛСЭ заметно превышает его КПД в одночастичном режиме [1]. В целом эффективность для релятивистских пучков невысока и заметно убывает по мере продвижения в область более коротких длин волн. КПД устройства может быть повышен путем подстройки параметров системы (например, периода  $\lambda_0$ ) вдоль длины ондулятора. Оценки предельного КПД для системы с переменными параметрами, полученные с помощью изложенной схемы, будут опубликованы в следующих статьях.

Зависимость эффективности ЛСЭ от тока пучка  $I_b$  при различных начальных энергиях пучка и соответствующих им длинах волн стимулированного излучения для  $2ka = 0.5$ ;  $\gamma_0 = 10$ ,  $\lambda_s = 250$  мкм (1);  $\gamma_0 = 15$ ,  $\lambda_s = 110$  мкм (2);  $\gamma_0 = 30$ ,  $\lambda_s = 22.5$  мкм (3);  $\gamma_0 = 50$ ,  $\lambda_s = 10$  мкм (4)

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Маршалл Т. Лазеры на свободных электронах. М., 1987. [2] Бессонов Е. Г., Виноградов А. В. // УФН. 1989. 153, № 1. С. 143. [3] Spřangl P., Ting A., Tang C. M. // Phys. Rev. 1987. A36, N 6. P. 2773. [4] Богданов Ю. И. Дифракционные и нелинейные явления в лазере на свободных электронах высокого усиления: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1987. [5] Гришин В. К. Равновесные волны в электродинамических структурах с интенсивными пучками заряженных частиц: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1987. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1988. [7] Карбышев Н. И., Шлапаковский А. С. // ЖТФ. 1989. 59, № 3. С. 161.

Поступила в редакцию  
16.05.94

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 5

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.826.038.823

### ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННЫЙ РАЗРЯД В СМЕСИ $\text{NH}_3:\text{N}_2$

Б. И. Васильев, К. Э. Лапшин, А. Ф. Сучков, И. Д. Тасмагулов

(кафедра физики колебаний)

**Исследован электроионизационный разряд в смеси  $\text{NH}_3:\text{N}_2$  (1:20, 1:60) в диапазоне давлений 0,1-0,3 атм при различных значениях  $E/p$ . Обнаружены и описаны две различные области значений  $E/p$ , в которых наблюдается однородный разряд. Сделано предположение об отличии механизмов возбуждения молекул смеси  $\text{NH}_3:\text{N}_2$  в этих областях.**

В последнее время значительный ряд задач спектроскопии, лазерного разделения изотопов, дистанционного зондирования среды сталкивается с необходимостью применения источников когерентного излучения в диапазоне 11—20 мкм (см., напр., [1]). Обычно используемый в этом диапазоне аммиачный лазер с оптической накачкой имеет множество линий в интервале 11—14 мкм, однако необходимость использования  $\text{CO}_2$ -лазера накачки существенно снижает общую эффективность  $\text{NH}_3$ -лазера (КПД ( $\text{CO}_2$ )·КПД ( $\text{NH}_3$ ) ~ 2%) и сильно усложняет конструкцию [2]. Поэтому большой интерес вызывает разработка эффективного электроразрядного лазера на аммиаке. Проблема создания эффективных электроразрядных лазеров на водородсодержащих молекулах, имеющих большую вращательную постоянную, теоретически рассмотрена в [3]. В рамках решения указанных задач нами исследовался электроионизационный (ЭИ) разряд как способ накачки аммиакосодержащей смеси.

Установка, подробно описанная в [4], представляет собой электроионизационную систему накачки газовых лазеров, позволяющую охлаждать рабочую смесь путем адиабатического расширения ее в вакуум. Она состоит (рис. 1) из газоразрядной камеры, оптического резонатора, электронной пушки, управляемого клапана (УК) и устройства синхронизации (УС).

Внутри газоразрядной камеры, изготовленной из нержавеющей стали и оргстекла, расположен диюралюминиевый анод 1. В качестве катода используется антистримерная решетка 2, предназначенная для предохранения разделительной полиамидной пленки 3 от повреждения электрическим разрядом. Для фиксации пленки используется опорная решетка 4. Емкость С1 (6-0,01 мкФ) служит для накопления энергии, вкладываемой в несамостоятельный разряд, инициируемый электронным пучком. Оптический резонатор длиной 900 мм образован глухим 5 и выходным 6 зеркалами.

Электронная пушка предназначена для формирования пучка электронов с энергиями до 180 кэВ. Высоковольтный импульс, подаваемый на острый катод 7, образуется во вторичной обмотке импульсного трансформатора ИТ при разряде конденсатора С2 (0,01 мкФ) через первичную обмотку ИТ и управляемый разрядник Р1. Для формирования на катоде пушки импульсов высокого напряжения длительностью ~30—50 нс используется обостряющий регулируемый разрядник Р2. Емкость С3 (40 пФ), коаксиальная с цилиндрическим корпусом, служит для накопления энергии