

УДК 621.384.612

СИЛЬНОТОЧНЫЙ ЛАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ С
ВАРЬИРУЕМЫМИ ПАРАМЕТРАМИ. ОПТИМИЗАЦИЯ УСТРОЙСТВА

В. К. Гришин, Т. А. Новикова

(кафедра общей ядерной физики)

Для сильноточного лазера на свободных электронах в коллективном режиме усиления показано, что варьирование параметров системы (например, начальной скорости пучка или периода ондулятора вдоль его длины) позволяет резко повысить КПД устройства.

Лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) используются в качестве источников когерентного ондуляторного излучения с плавно перестраиваемой частотой [1, 2]. Однако эффективность электромагнитного излучения в инфракрасной и оптической областях не превышает долей процента для ЛСЭ с постоянными параметрами. Повысить КПД устройства возможно путем варьирования начальных характеристик пучка или изменения параметров ондулятора по мере прохождения вдоль него электронов. Оценки эффективности для оптимизируемых устройств базируются в основном на численных методах (см., напр., [3]). Аналитические соотношения, позволяющие довольно просто оценить КПД для системы с переменными параметрами, можно получить на основе метода, изложенного в работе авторов [4].

Напомним, что наибольшая передача энергии электронов в излучение достигается в достаточно протяженном ондуляторе после захвата частиц в «ямы» потенциала пондеромоторной волны и синхронизации электронов с нею [1, 5]. Базируясь на этом факте, с помощью законов сохранения потоков энергии и импульса и уравнения состояния поля излучения при захвате пучка можно получить соотношение для максимального КПД устройства.

Обратимся к системе с варьруемыми параметрами. Рассмотрим стационарный режим работы ЛСЭ с полубесконечным ондулятором. В начальной точке $z=0$ в систему непрерывно инжектируется однородный электронный пучок релятивистских электронов со скоростью $v_0 = \beta_0 c$ и подается затравочный электромагнитный сигнал. В результате индуцированного усиления сигнала на некотором расстоянии $z \gg z^*$ происходит захват частиц пондеромоторной волной. При этом поток выходящего излучения достигает уровня, близкого к предельному [4, 6]. Начальная фазовая скорость индуцированной волны излучения равна $v_{si} = \beta_{si} c = \omega_s / k_{si} = c$. Резонансным условием взаимодействия «волна—пучок» является равенство продольной скорости электронов $v_{0z} = \beta_{0z} c$ в ондуляторе и фазовой скорости пондеромоторной волны $v_{ph} = \beta_r c = \omega_s / k$ (с волновым вектором $k = k_s + k_0$, где $k_0 = 2\pi / \lambda_0$, и λ_0 — период ондулятора). При этом если $\beta_{0z} = \beta_r$, то коэффициент усиления затравочной волны оказывается максимальным.

Величина коэффициента усиления остаётся значительной даже при заметном отличии β_{0z} от резонансного β_r , т. е. если $\beta_{0z} = \beta_r + \Delta$. В этом случае возбуждение излучения в заданном диапазоне частот обеспечивается сильным затравочным сигналом [1]. Физически ясно, что превышение начальной скорости ($\Delta > 0$) над ее резонансным значением продлевает процесс замедления электронов, отдаляя этап захвата час-

тиц пондеромоторной волной и повышая долю их энергии, передаваемую излучению. Действительно, условие захвата

$$\beta_z(z^*) = \omega_s / [(k_s(z^*) + k_0) c] \quad (1)$$

не меняется, а КПД определяется соотношением (3) из [4]:

$$\eta \approx [\beta_{0z} - \beta_z(z^*)] \beta_{0z} \gamma_0 / (\gamma_0 - 1) (1 - \beta_z(z^*)), \quad (2)$$

где γ_0 — релятивистский лоренц-фактор инжектируемых частиц. Роль расстройки Δ здесь очевидна. Значение разности скоростей $\delta\beta_z = \beta_{0z} - \beta_z(z^*)$ при заданном токе пучка I_b определяется нелинейным соотношением (5) из [4], которое в случае спирального ондулятора с трубчатым пучком принимает вид

$$\delta\beta_z (\delta\beta_z - \Delta)^{3/2} = I_b / [\Lambda I_A], \quad (3)$$

где $\Lambda \approx 8\sqrt{2} a k_s \gamma_0^5$, a — радиус трубки тока, $I_A = 17$ кА. Так, если начальная энергия пучка больше своего резонансного значения на 5%, то и КПД излучения в этом случае выше на ту же величину.

Тем не менее способ повышения КПД излучения за счет расстройки начальной скорости частиц от резонансной связан со значительными практическими трудностями и, по-видимому, может быть реализован лишь для малых γ_0 (т. е. в длинноволновой области спектра). Поэтому большой интерес представляет использование другого пути повышения эффективности — варьирование параметров ондулятора.

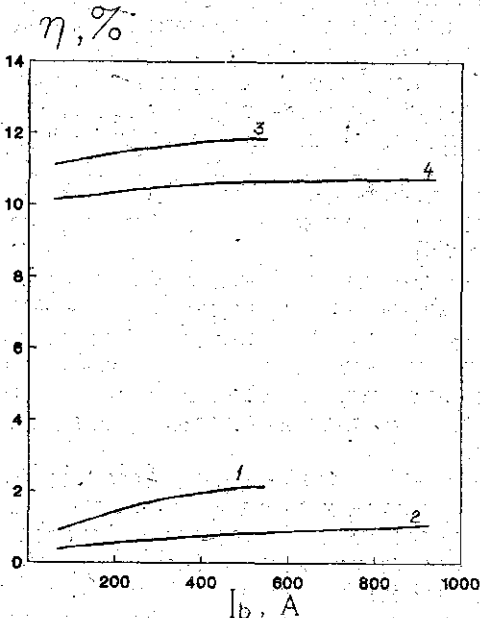
Ограничимся случаем изменения периода ондулятора $\lambda_0 = \lambda_0(z)$. Физически ситуация здесь также достаточно прозрачна: уменьшение периода λ_0 , следующее за изменением скорости пучка по мере его прохождения вдоль ондулятора, поддерживает резонансное взаимодействие пучка и пондеромоторной волны. Соответствующие аналитические оценки определяются теми же выражениями (1) — (3), но в последнем под Δ следует понимать величину

$$\Delta_{\text{und}} = [\lambda_0(0) / \lambda_0(z^*) - 1] / \gamma_0^2. \quad (4)$$

Эффект повышения КПД с уменьшением периода ондулятора иллюстрируется на рисунке (зависимости представлены для сильноточных устройств).

При варьировании параметров ЛСЭ наблюдается интересная закономерность: КПД увеличивает свое значение скачком вслед за изменением соответствующего параметра (Δ или Δ_{und}), так что

$$\eta \approx \gamma_0^2 \{ \Delta + [I_b / (\Lambda I_A \Delta)]^{2/3} \}. \quad (5)$$



Зависимость КПД от тока пучка I_b при неизменном периоде ондулятора и различных начальных энергиях пучка: $\gamma_0 = 10$ (1) и 30 (2) и при уменьшении периода ондулятора на 10%: $\gamma_0 = 10$ (3) и $\gamma_0 = 30$ (4)

На первый взгляд КПД слабо зависит от тока пучка, так что полная мощность излучения, как и в одночастичном режиме, оказывается пропорциональной полному току пучка. Токовая зависимость проявляется здесь в ином — в реальной длине ондулятора (напомним, что рассмотренный оптимальный режим работы ЛСЭ с захватом частиц может реализоваться на длине ондулятора порядка 10—20 обратных линейных инкрементов; в этом случае L_{und} уменьшается с током как $I_b^{-2/5}$, а при малых токах, напротив, стремится к бесконечности).

Таким образом, как показывают оценки, при оптимальном выборе параметров установки ЛСЭ в режиме насыщения может иметь высокий КПД. Этот вывод остается справедливым при произвольной конфигурации пучка, а также для других типов ондуляторов. Необходимо отметить, что значительная величина эффективности излучения может быть достигнута лишь в сильноточных системах. Так, в одной из работ [7] при изменении параметров ондулятора на 12% экспериментальное значение эффективности не превышало 3%. Ток пучка при этом составлял всего 7 А (при энергии электронов ~ 20 МэВ и $\gamma_0 \sim 40$). В последующих экспериментах на этой установке [1] ток был повышен до ~ 100 А без ухудшения качества пучка. Тем не менее КПД не достигал оптимальной величины. Это не случайно, поскольку подобное устройство ЛСЭ было рассчитано на работу в режиме одночастичного усиления. Так, длина ондулятора составляла $L_{\text{und}} = 100$ см. При такой длине ондулятора коллективный режим усиления с насыщением может наблюдаться при токах порядка нескольких килоампер. Поэтому величина эффективности в этих экспериментах могла бы быть выше либо при использовании более протяженного ондулятора, либо при гораздо больших токах пучка в системе.

Приведенный анализ еще раз показывает, что сильноточный ЛСЭ может быть не только более мощным, но и значительно более эффективным источником коротковолнового излучения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Маршалл Т. Лазеры на свободных электронах. М., 1987.
- [2] Бессонов Е. Г., Виноградов А. В. // УФН. 1989. 153, № 1. С. 143.
- [3] Гинзбург Н. С., Сергеев А. С. // ЖТФ. 1990. 60, № 8. С. 40.
- [4] Гришин В. К., Новикова Т. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. 35, № 5. С. 80.
- [5] Sprangl P., Ting A., Tang C. M. // Phys. Rev. 1987. A36, N 6. P. 2773.
- [6] Богданов Ю. И. Дифракционные и нелинейные явления в лазере на свободных электронах высокого усиления: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., (МГУ), 1987.
- [7] Warren R. W., Newnam B. E., Winston J. Q. et al. // IEEE J. Quant. Electr. 1983. QE-19. P. 391.

Поступила в редакцию
17.10.94