Краткие сообщения по физике № 8-1985 г.

ЛАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ НА ОСНОВЕ МОДУЛИРОВАННОГО АКСИАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.А. Коломенский, И.И. Пахомов

УДК 621.9.01

Исследованы два режима динамики электронов и генерации вынужденного излучения в азимутально-симметричном ондуляторе. Показано, что возможно значительное увеличение коэффициента усиления, которое, однако, сопровождается уменьшением электронного к.п.д.

В лазерах на свободных электронах (ЛСЭ), основанных на "двойном" эффекте Доплера, усиливается или генерируется вынужденное излучение релятивистских электронов в ондуляторах. Электрон, двигаясь вдоль оси z со скоростью $v_z = \beta_z c$, совершает поперечные колебания с частотой $\omega_0 \beta_z = k_0 v_z$, сопровождаемые коротковолновым излучением с частотой $\omega \simeq 2\gamma_z^2 \omega_0$, где $\gamma_z = (1 - \beta_z^2)^{-1/2}$ – продольный релятивистский фактор. Фактически в экспериментах используются две различные конфигурации магнитного поля: комбинация спирального поля $H_\perp$ и продольного поля H_0 /1/

$$\vec{H} \simeq H_\perp (\vec{e}_x \cos k_0 z + \vec{e}_y \sin k_0 z) + e_z H_0 \qquad (1)$$

и модулированное вдоль оси z азимутально-симметричное поле /2/

$$\vec{H} \simeq -\vec{e}_r a H_0 I_0'(k_0 r) \cos k_0 z + \vec{e}_z H_0 (1 + a I_0 (k_0 r) \sin k_0 z), \qquad (2)$$

где $a \ll 1$ – коэффициент модуляции; $I_0(k_0 r)$ и $I_0'(k_0 r)$ – модифицированная функция Бесселя и ее производная.

В ранее опубликованных статьях анализировалась, как правило, работа ЛСЭ с полем (1) (см., например, /1, 3/). В работах /4, 5/ рассматривался тип ЛСЭ, имеющий поле (2). Как показано в настоящей работе, он обладает спецификой, приводящей к существенному изменению характеристик и условий возбуждения излучения по сравнению с (1).

Движение частицы в поле (2) описывается уравнениями

$$\ddot{r} = r\dot{\Theta}^2 + \Omega_0 r\dot{\Theta} + \Omega_{\parallel,a} r\dot{\Theta} \sin k_0 z, \qquad (3)$$

$$\frac{d}{dt}(r^2\dot{\Theta}) = -\Omega_0 r\dot{r} - \Omega_{\parallel,a} r\dot{r}\sin k_0 z - \Omega_{\perp,a} r\dot{z}\cos k_0 z, \tag{4}$$

$$\ddot{z} = \Omega_{\perp,a} r\dot{\Theta}\cos k_0 z, \tag{5}$$

$$\Omega_0 = eH_0/m\gamma c, \quad \Omega_{\parallel,a} = a\Omega_0 I_0(k_0 r), \quad \Omega_{\perp,a} = a\Omega_0 I_0'(k_0 r). \tag{6}$$

Здесь Ω_0, $\Omega_{\parallel,a}$, $\Omega_{\perp,a}$ – циклотронные частоты, соответствующие продольному полю H_0, амплитуде его модуляции и поперечному полю.

Имеется два режима динамики электронов: а) движение по спирали вдоль линии, параллельной оси поля (2), и расположенной на расстоянии R от нее; б) движение по спирали радиуса R вдоль линии, совпадающей с осью поля (2), не имеющее аналога для поля (1).

Режим (а) соответствует применяемым на практике трубчатым пучкам. Считая модуляцию продольного поля малой ($\Omega_{\perp,a}$, $\Omega_{\parallel,a} \ll \Omega_0$) и начальную поперечную скорость $v_{\perp,0}$ равной нулю, будем искать вынужденное решение уравнений (3) – (6) в виде $r = R + \rho$, $\dot{\Theta} = \nu$, где $\rho \ll R$ – малое отклонение радиальной координаты частицы от R, $\nu \ll \Omega_0$ – ее малая угловая скорость относительно оси поля. Предполагая, что поперечная скорость электрона $\vec{\beta}_{\perp,a}$ нерелятивистская, имеем

$$\vec{\beta}_{\perp,a} = \vec{e}_r\beta_r\cos k_0 z + \vec{e}_\Theta\beta_\Theta\sin k_0 z, \quad \beta_{r,\Theta} = \pm\frac{\Omega_{\perp,a}\beta_z}{\omega_0^2\beta_z^2 - \Omega_0^2}\times\begin{cases}\Omega_0\\ \omega_0\beta_z\end{cases}. \tag{7}$$

Вблизи "двойного резонанса", когда ондуляторная и гиромагнитная частоты близки ($\omega_0\beta_z \simeq \Omega_0$), величина $\beta_{\perp,a}$ сильно зависит от продольной скорости β_z, точное значение которой определяется законом сохранения энергии. Используя выражение (7), для $\xi = \Omega_0/\omega_0$ получаем зависимость

$$\xi_{1,2} = \beta_z\left[\frac{2\delta + 1 \pm\sqrt{8\delta + 1}}{2(\delta - 1)}\right]^{1/2}, \quad \delta = 2(\beta^2 - \beta_z^2)(\Omega_0/\Omega_{\perp,a}\beta_z)^2. \tag{8}$$

В режиме (б), когда частица движется в параксиальной области $k_0 R \ll 1$, в невозмущенном случае (при отсутствии модуляции) она вращается вокруг оси z по орбите радиуса R с нерелятивистской азимутальной скоростью $\beta_\Theta = -R\Omega_0/c = -\beta_{\perp,0}$. Считая, что перечисленные выше условия по-прежнему выполняются, будем искать решение системы уравнений (3) –(5)

в виде: $r = R + \rho$, $\dot{\Theta} = -\Omega_0 + \nu$. Линеаризуя их, в первом приближении по a для компонент $\beta_{\perp,a}$ получаем

$$\beta_r = \frac{a}{2}\;\frac{\Omega_0\beta_{\perp,0}\omega_0\beta_z}{\omega_0^2\beta_z^2 - \Omega_0^2}, \quad \beta_\Theta = -\frac{a}{2}\;\beta_{\perp,0}\,. \tag{9}$$

Учитывая члены второго порядка малости и записывая закон сохранения энергии, приходим к зависимости

$$\xi_{1,2} = \beta_z\left[\frac{2\mu - 1 \pm \sqrt{37 - 4\mu}}{2(\mu + 3)}\right]^{1/2}, \quad \mu = \frac{8(\beta^2 - \beta_z^2 - \beta_{\perp,0}^2)}{a^2\beta_{\perp,0}^2}. \tag{10}$$

Как и в предыдущем случае, точный резонанс недостижим. Поперечная ондуляторная скорость электрона $\beta_{\perp,a}$ в данном случае существенно меньше равновесной поперечной скорости $\beta_{\perp,0}$, поэтому в свободное движение электронов перекачивается значительно больше энергии, чем в ондуляторное.

Возникает вопрос, можно ли существенно повысить интенсивность излучения, используя "двойной резонанс". Как следует из (8), (10) обращение знаменателей (7), (9) в нуль, соответствующее резонансу, может произойти только при $\beta_z \to 0$. Это сопровождается ослаблением Доплер-эффекта, при котором режим ЛСЭ становится невозможным. Однако специальным выбором параметров в области "двойного резонанса" можно избежать этого ослабления и в то же время существенно повысить коэффициент усиления по мощности G. Найдем этот коэффициент, считая, что трубчатый электронный пучок находится в доплеровском резонансе с электромагнитной волной излучения, сосредоточенной внутри пучка. Предполагая, что толщина пучка Δa удовлетворяет условию $\lambda \ll \Delta a \ll l$, l – период ондулятора, а λ – длина волны излучения, пренебрегая полем пространственного заряда пучка и проводя вычисления по схеме работы /4/, для комптоновского ЛСЭ с высоким усилением $(G \gg 1)$ имеем:

$$G = \exp\left([\omega_b^2\psi\omega_0\beta_{\perp,a}^2/2\gamma]^{1/3}L\right), \tag{11}$$

где $\omega_b^2 = 4\pi e^2 n_0/m$ – плазменная частота пучка; L – длина ондулятора. Отметим, что если ондуляторная скорость мала $(\beta_{\perp,a}^2 \ll 4\omega_b/\omega_0\gamma^{7/2})$, то, в отличие от (11), усиление определяется в основном коллективными эффектами (рамановский ЛСЭ). Продольное магнитное поле H_0 при наличии излучения влияет не только на поперечное, но и на продольное движение электронов, что учитывается при помощи форм-фактора ψ, который для режимов (а) и (б) соответственно равен

$$\psi = 1 - \gamma_Z^2 [1 - \beta_Z^2(\Omega_0^2 - \omega_0^2\beta_Z^2)/x],$$

$$x = \beta_Z^2(\Omega_0^2 - \omega_0^2\beta_Z^2) + \beta_{\perp,a}^2\Omega_0^2 + (\omega_0\beta_Z\beta_r)^2,$$

$$\psi = 1 - \gamma_Z^2 [1 - 2(1 - \beta_{\perp,0}^2)(\Omega_0^2 - \omega_0^2\beta_Z^2)^3/y],$$

$$y = 2(\Omega_0^2 - \omega_0^2\beta_Z^2)^3 + a^2\beta_{\perp,0}^2\omega_0^2\Omega_0^2(\Omega_0^2 - 3\omega_0^2\beta_Z^2)/4.$$

В режимах (а) и (б) вблизи точек x = 0, y = 0, которым соответствуют

$$\xi \simeq 1 - 0{,}5\,[(0{,}5\Omega_{\perp,a}/\Omega_0)^{2/3} + \gamma^{-2}],$$

$$\xi \simeq 1 - 0{,}5\,[(0{,}5a\beta_{\perp,0})^{2/3} - \beta_{\perp,0}^2 - \gamma^{-2}]$$

форм-фактор ψ, а следовательно, и коэффициент усиления G резко возрастают, так как значительные изменения продольной скорости электрона β_Z приводят благодаря наличию H_0 к малым изменениям его полной энергии. В итоге электроны оказываются захваченными комбинационной волной с фазовой скоростью $v_ф$, которая определяется из дисперсионного уравнения ЛСЭ, приведенного в /4/. Сравнивая $v_ф$ и v_Z, получаем оценку эффективности преобразования энергии электронов в излучение η:

$$\eta \simeq 0{,}5\,(\omega_b\gamma\beta_{\perp,a}/\omega_0\psi)^{2/3}/\gamma + \omega_b/(\omega_0\gamma^{3/2}\psi^{1/2}).$$

Отсюда следует, что увеличение коэффициента усиления G за счет выбора оптимального значения продольного магнитного поля H_0 приводит в обоих режимах к уменьшению эффективности преобразования энергии электронов в излучение η, поэтому на практике нужно выбирать величину H_0 из компромиссных соображений, чтобы получить необходимые значения и коэффициента усиления, и эффективности ЛСЭ.

Поступила в редакцию 3 июня 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Parker R.K. et. al. Phys. Rev. Lett., 48, 238 (1982).
2. Богаченков В.А. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, 38 (1983).
3. Кондратенко А.М., Салдин Е.Л. ЖТФ, 51, 1633 (1981).
4. Коломенский А.А., Пахомов И.И. Физика плазмы, 10, 1275 (1984).
5. Богданкевич Л.С. и др. Препринт ИОФАН № 151, М., 1984.