

01:09;10

©1994 г.

ЦИКЛОТРОННОЕ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ КАК МЕТОД ГЕНЕРАЦИИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Н.С.Гинзбург, Ю.В.Новожилова, А.С.Сергеев

Институт прикладной физики,
603600, Нижний Новгород
(Поступило в Редакцию 30 ноября 1993 г.)

Теоретически исследовано циклотронное сверхизлучение слоя электронов, вращающихся в однородном магнитном поле. Углены как поперечная (азимутальная), так и продольная (обусловленная эффектом отдачи) группировка электронов, последняя из которых оказывает доминирующее влияние на процесс сверхизлучения при малой ширине слоя. Численным моделированием определены временные зависимости мощности сверхизлучения, а также пространственной структуры электромагнитных полей и электронного КПД. Показана возможность генерации ультракоротких (пикосекундных) импульсов излучения мегаваттного уровня мощности в миллиметровом диапазоне длин волн. Дальнейшее увеличение мощности излучения при одновременном сокращении длительности импульса и повышении частоты может быть достигнуто, если электронный сгусток движется с поступательной скоростью, близкой к скорости света.

Введение

В последнее время значительный интерес проявляется к исследованию процессов коллективного когерентного излучения (сверхизлучения) пространственно локализованных ансамблей электронов-осцилляторов [1-9]. Такие процессы можно рассматривать как классический аналог известного в квантовой электронике эффекта сверхизлучения Дике [10,11], представляющего собой индуцированное излучение коротких (в масштабе времен релаксации) электромагнитных импульсов ансамблями возбужденных атомов.

Сверхизлучение классических осцилляторов характеризуется прежде всего бесконечным в масштабе времени высвечивания излучения временем жизни частиц. В результате, несмотря на наличие потерь энергии, сверхизлучательная неустойчивость является беспороговой. Кроме того, пространственная структура излучаемого поля формируется самим ансамблем электронов, вообще говоря, в отсутствие внешних резонансных электродинамических систем. Сверхизлучательная

неустойчивость развивается, например, при воздействии на электронный сгусток интенсивной электромагнитной волны накачки или при движении сгустка в ондуляторном поле [1,2,4,5].

В данной работе исследуется циклотронное сверхизлучение ансамбля электронов, вращающихся в однородном магнитном поле. Такая задача представляет интерес в связи с возможностью генерации ультракоротких (длительностью до нескольких пикосекунд) электромагнитных импульсов миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн.

В предшествующих публикациях, посвященных теории циклотронного сверхизлучения [6,7], рассматривалось смещение электронов только в плоскости, перпендикулярной однородному магнитному полю (поперечная группировка электронов). В настоящей работе наряду с поперечным смещением учитываются также эффект отдачи и обусловленное им смещение электронов вдоль однородного магнитного поля (продольная группировка). Как следует из линейной теории [8] и подтверждается проведенным в данной работе анализом нелинейной стадии, продольная группировка оказывает значительное влияние на процесс циклотронного сверхизлучения, особенно для тонких слоев, когда указанная группировка становится доминирующей.

В разделе 1 получены основные уравнения, описывающие циклотронное сверхизлучение в рамках одномерной модели, в разделе 2 рассмотрена линейная теория, в разделе 3 представлены результаты численного моделирования нелинейной стадии и приведены оценки мощности и длительности импульсов циклотронного сверхизлучения. В разделе 4 рассмотрены особенности сверхизлучения электронного сгустка, движущегося с релятивистской поступательной скоростью. Показано, что в этом случае может существенно возрасти интенсивность излучения при одновременном сокращении длительности импульса и повышении частоты.

1. Основные уравнения

Рассмотрим одномерную модель, предполагая, что электроны-осцилляторы образуют слой, безграничный в x -, y -направлении и имеющий ширину b вдоль оси z . Статический заряд электронов скомпенсирован неподвижным ионным фоном. Электроны вращаются в однородном магнитном поле $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{z}_0$, перпендикулярном границам слоя. В начальный момент времени электроны имеют одинаковый по величине поперечный импульс $p_{\perp 0} = m\gamma v_{\perp 0}$ и равномерно (с точностью до малых флуктуаций) распределены по фазам циклотронного вращения. Поступательная скорость у электронов в начальный момент времени отсутствует. Заметим, что если электронный сгусток обладает начальной поступательной скоростью, то приведенный ниже анализ может быть использован после перехода в сопровождающую систему отсчета (см. раздел 4).

Исследуемый слой излучает циркулярно-поляризованные волны в $\pm z$ -направлениях. Движение электронов с учетом обратной реакции поля излучения и кулоновского поля описывается уравнениями

$$\frac{dp_+}{dt} = i\omega_H p_+ - eE_+ - ie\beta_z H_+, \quad (1a)$$

$$\frac{dp_z}{dt} = \frac{e}{mc\gamma} \text{Im}(p_+ H_+^*) + F_{\text{coul}}, \quad (16)$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{p_z}{m\gamma}, \quad (17)$$

где $p_+ = p_x + ip_y$ ($p_{x,y,z} = m\gamma v_{x,y,z}$ — компоненты импульса электрона), $H_+ = H_x + iH_y$, $E_+ = E_x + iE_y$, $\omega_H = eH_0/mc\gamma$ — релятивистская гирочастота, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — релятивистский масс-фактор.

Поле излучения удовлетворяет волновому уравнению:

$$\frac{\partial^2 E_+}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_+}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j_+}{\partial t}, \quad (2)$$

где $j_+ = \rho(v_+)$ — плотность поперечного тока электронов, $v_+ = v_x + iv_y$, $\langle v_+ \rangle$ — средняя скорость электронов в данном сечении z , ρ — плотность электронов.

Вынужденное решение уравнения (2) может быть представлено в виде

$$E_+ = -\frac{2\pi}{c} \int_{z-ct}^{z+ct} j_+(t_{\text{зап}}, z') dz', \quad (3)$$

где $t_{\text{зап}} = t - |z - z'|/c$ — время с учетом запаздывания.

Кулоновская сила, действующая на электрон, находящийся в сечении $z = \text{const}$ (см. (16)), определяется величиной нескомпенсированного заряда по обе стороны от данного сечения

$$F_{\text{coul}} = -2\pi e \left(\rho_0(b - 2z) + \int_0^z \rho dz' - \int_z^b \rho dz' \right). \quad (4)$$

Предположим далее, что электроны слаборелятивистские, т.е. $\gamma \simeq 1 + \beta^2/2$, и частота излучения ω близка к нерелятивистской гирочастоте $\omega_{H0} = eH_0/mc$

$$|\omega - \omega_{H0}| \ll \omega_{H0}. \quad (5)$$

Последнее предположение справедливо для достаточно разреженных слоев, когда

$$\omega_p/\omega_{H0} \ll 1, \quad (6)$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi e|\rho_0|/m}$ — плазменная частота.

В этом приближении электрическое и магнитное поля можно представить в виде

$$E_+ = A(z, t)e^{i\omega_{H0}t}, \quad H_+ = -\frac{c}{\omega_{H0}} \frac{\partial A}{\partial z} e^{i\omega_{H0}t}, \quad (7)$$

где $A(z, t)$ — медленно меняющаяся в пространстве и времени амплитуда.

Соответственно поперечный импульс электронов удобно записать в форме $p_{\perp} = \hat{p}_{\perp} e^{i\omega_{H0}t}$.

Уравнения движения (1) записаны в лагранжевых переменных, т.е. предполагается, что все величины в этих уравнениях являются функциями времени, начальной координаты z_0 и начальной фазы циклотронного вращения ϑ_0 : $p_{+,z} = p_{+,z}(t, z_0, \vartheta_0)$; $z = z(t, z_0, \vartheta_0)$. В то же время уравнения для поля излучения (2), (3) записаны в эйлеровых переменных. Для получения уравнений в едином виде, используя закон сохранения заряда, перейдем в правой части соотношения (3) к интегрированию по начальным координатам и начальным фазам. Предполагая, что в начальный момент времени электроны распределены вдоль продольной координаты равномерно, представим уравнения (1), (3) в виде

$$\frac{dp_{\perp}}{d\tau} = -i\mu p_{\perp} |p_{\perp}|^2 - a, \quad (8a)$$

$$\frac{d\hat{p}_z}{d\tau} = 2\mu \operatorname{Re} \left(ip_{\perp} \frac{\partial a^*}{\partial Z} \right) + \frac{I}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^B \operatorname{sign}(Z - \zeta) dZ_0 d\vartheta_0 + I(B - 2Z), \quad (8b)$$

$$\frac{dZ}{d\tau} = \hat{p}_z, \quad (8b)$$

$$a(Z, \tau) = \frac{I}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^B p_{\perp} \exp(-i|Z - \zeta|) d\vartheta_0 dZ_0 \quad (8r)$$

с начальными условиями

$$p_{\perp}|_{\tau=0} = \exp(i\vartheta_0 + i\tau \cos \vartheta_0), \quad \vartheta_0 \in (0, 2\pi), \quad \hat{p}_z|_{\tau=0} = 0. \quad (9)$$

В (8), (9) использованы следующие безразмерные переменные: $a = eA/(m/v_{\perp 0} \omega_{H0})$, $\tau = \omega_{H0}t$, $Z = \omega_{H0}z/c$, $B = \omega_{H0}b/c$, $\hat{p}_z = p_z/mc$, $I = \omega_p^2/(2\omega_{H0}^2)$, $p_{\perp} = \hat{p}_{\perp}/(mv_{\perp 0})$; $r \ll 1$ — параметр, характеризующий начальную модуляцию электронов по фазам циклотронного вращения, $\mu = v_{\perp 0}^2/(2c^2)$ — параметр неизохронности, $\zeta(Z_0, \vartheta_0, \tau)$ — продольная координата точки интегрирования.

При получении (8) запаздывание не учитывали, так как для относительно тонкого слоя малой плотности (условие (5)) характерное время развития неустойчивости, обратно пропорциональное инкременту (см. (20), (21)), существенно превышает время запаздывания. Кроме того, в уравнении для поперечного импульса пренебрегается воздействием магнитного поля излучения, поскольку $\beta_z \ll 1$.

Отметим, что если пренебречь продольным смещением электронов, то уравнения (8a), (8r) совпадут с полученными ранее в [6,7], где аналогичная задача исследовалась с учетом только поперечной группировки электронов. С другой стороны, в пренебрежении поперечной группировкой ($p_{\perp} = \text{const}$) для слоя, в котором все частицы имеют одинаковую начальную фазу циклотронного вращения ϑ_0 , уравнения (8b)–(8r) совпадают с уравнениями работы [5], описывающими сверхизлучение электронного густка, движущегося в поле ондулятора.

2. Линейная теория

Ранее в [8] линейная стадия процесса сверхизлучения исследовалась в рамках макроскопического подхода. Ансамбль электронов-осцилляторов рассматривался как среда, распространение волн внутри которой описывается дисперсионным уравнением В.В.Железнякова [12]. Покажем, что аналогичные результаты могут быть получены путем линеаризации самосогласованной системы уравнений (8).

В режиме малого сигнала ($a \rightarrow 0$) целесообразно перейти в уравнениях (8) к эйлеровым переменным. При этом всю совокупность электронов будем рассматривать как набор компонент (фракций) с различными начальными фазами циклотронного вращения ϑ_0 . При переходе к эйлеровым переменным и линеаризации уравнений будем иметь в виду, что поскольку начальная (невозмущенная) продольная скорость у электронов отсутствует, то частная и полная временные производные совпадают.

Линеаризуем вначале уравнение поперечного движения (8а). Поперечный импульс электронов представим как $p_{\perp} = w \exp(i\vartheta)$, где w, ϑ — действительные величины, и преобразуем (8а) к двум уравнениям для изменения модуля $u = w - 1$ и фазы $\vartheta = \hat{\vartheta} + \mu\tau$ поперечного импульса электронов в процессе взаимодействия. В результате для возмущений поперечного импульса электронной фракции с начальной фазой ϑ_0 имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial \tau} &= -\operatorname{Im}(i\hat{a}e^{i\vartheta_0}), \\ \frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} &= -2\mu u + \operatorname{Re}(i\hat{a}e^{-i\vartheta_0}), \end{aligned} \quad (10)$$

где $\hat{a} = a \exp(i\mu\tau)$.

Уравнения (10) описывают поперечную (фазовую) группировку электронов, обусловленную релятивистской зависимостью гирочастоты от энергии электронов [7]. Вследствие такой группировки в ансамбле электронов, первоначально равномерно распределенных по фазам циклотронного вращения, возникает поперечная компонента высокочастотного электронного тока

$$j^{(1)} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (u + i\vartheta) e^{i\vartheta_0} d\vartheta_0.$$

Продольное движение электронов на линейной стадии описывается вытекающими из (8б), (8в) уравнениями для возмущений продольной координаты $\tilde{Z} = Z - Z_0$ и продольного импульса электронной фракции с начальной фазой ϑ_0

$$\frac{\partial p_z}{\partial \tau} = -2\mu \operatorname{Re} \left(i e^{i\vartheta_0} \frac{\partial \hat{a}}{\partial Z} \right) - \frac{I}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^B \tilde{Z} dZ_0 d\vartheta_0, \quad (11a)$$

$$\frac{\partial \tilde{Z}}{\partial \tau} = \hat{p}_z. \quad (116)$$

Кулоновская сила (второе слагаемое в правой части (11a)) выражается через среднее по начальным фазам ϑ_0 возмущение продольной координаты, которое, как следует из (11), равно нулю. Это означает, что, хотя электроны смещаются в продольном направлении, суммарное их число (в рамках линейной теории) в любом сечении остается неизменным. Поэтому кулоновская сила в (11a) равна нулю. В то же время продольное смещение приводит к пространственной рассортировке электронов, отличающихся фазами циклотронного вращения ϑ_0 , т.е. в каждом сечении $Z = \text{const}$ преимущественно представлены электроны с определенной фазой вращения. В результате возникает обусловленная продольными смещениями дополнительная компонента поперечного тока

$$j^{(2)} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} i\tilde{Z} e^{i\vartheta_0} d\vartheta_0.$$

В линейном приближении эта компонента входит аддитивно с составляющей, обусловленной поперечной группировкой, в уравнение возбуждения, которое преобразуется к виду

$$\hat{a} = I \int_0^B \left(j^{(1)} + j^{(2)} \text{sign}(Z - Z_0) \right) e^{-i|Z - Z_0|} dZ_0. \quad (12)$$

При линеаризации (8г) экспоненциальный множитель был представлен как $e^{-i|Z - \zeta|} \simeq e^{-i|Z - Z_0|} \left(1 + i\tilde{Z} \text{sign}(Z - Z_0) \right)$, где $\tilde{Z} = \zeta - Z_0$. Для амплитуд поперечных токов из (10), (11) имеем

$$\frac{\partial^2 j^{(1)}}{\partial \tau^2} = -\frac{\partial \hat{a}}{\partial \tau} + i\mu \hat{a},$$

$$\frac{\partial^2 j^{(2)}}{\partial \tau^2} = \mu \frac{\partial \hat{a}}{\partial Z}. \quad (13)$$

Уравнения (12), (13) описывают линейную стадию сверхизлучательной неустойчивости. В частности, с их помощью могут быть найдены собственные моды слоя циклотронных осцилляторов и определены инкременты неустойчивостей. С этой целью представим решение системы уравнений (12), (13) в виде

$$j^{(1,2)} = \bar{j}^{(1,2)}(Z) e^{i\Omega\tau}, \quad \hat{a} = \bar{a}(Z) e^{i\Omega\tau}, \quad (14)$$

где Ω — отстройка частоты моды от гирочастоты.

Для амплитуды поля из (12)–(14) получаем волновое уравнение (см. Приложение)

$$\frac{d^2 \bar{a}}{dZ^2} + \bar{a} = 2I \bar{a} \left(\frac{1}{\Omega} - \frac{\mu}{\Omega^2} \left(1 + \frac{d^2 \bar{a}}{dZ^2} \right) \right) \quad (15)$$

с излучательными граничными условиями на краях слоя

$$\left. \frac{d\bar{a}}{dZ} \right|_{Z=0} = i\bar{a} \Big|_{Z=0}; \quad \left. \frac{d\bar{a}}{dZ} \right|_{Z=B} = -i\bar{a} \Big|_{Z=B}. \quad (16)$$

Представляя поле внутри слоя в виде симметричных мод

$$\bar{a} = C \cos\left(\Gamma(Z - B/2)\right) \quad (17a)$$

и для антисимметричных мод

$$\bar{a} = C \sin\left(\Gamma(Z - B/2)\right), \quad (17b)$$

из (16) получаем характеристические уравнения для симметричных мод

$$\operatorname{tg}(\Gamma B/2) = i/\Gamma$$

и для антисимметричных мод

$$\operatorname{ctg}(\Gamma B/2) = -i/\Gamma, \quad (18)$$

а из (15) дисперсионное уравнение, связывающее частоту и волновое число,

$$\Gamma^2 - 1 = -2I \left(\frac{\mu(\Gamma^2 - 1)}{\Omega^2} + \frac{1}{\Omega} \right). \quad (19)$$

Полученное уравнение в приближении малой плотности пучка эквивалентно дисперсионному уравнению [12].

Зависимость инкремента $|\operatorname{Im} \Omega|$ сверхизлучательной неустойчивости от ширины слоя B для симметричных и антисимметричных мод приведена на рис. 1. С ростом ширины слоя инкремент для заданной моды сначала увеличивается, а затем падает и асимптотически при $B \gg 1$ стремится к величине

$$|\operatorname{Im} \Omega| = \frac{\omega_p^2}{2\omega_{H0}^2} \sqrt{\frac{2\beta_{10}^2 \omega_{H0}^2}{\omega_p^2} - 1}, \quad (20)$$

если $\omega_p^2/\omega_{H0}^2 < 2\beta_{10}^2$, или к нулю, если $\omega_p^2/\omega_{H0}^2 > 2\beta_{10}^2$. При этом, согласно рис. 1, с расширением слоя увеличивается номер моды, при котором достигается максимум инкремента.

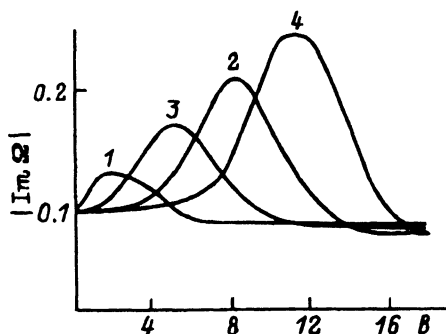


Рис. 1. Зависимости инкрементов различных мод от ширины слоя электронов.

1 — первая симметричная мода, 2 — вторая симметричная мода, 3 — первая антисимметричная мода, 4 — вторая антисимметричная мода; $I = 0.05$, $\mu = 0.1$.

В интересующем нас здесь случае тонких слоев $B \ll 1$ величина инкремента равна

$$|\operatorname{Im} \Omega| = \frac{\omega_p \beta_{\perp 0}}{\omega_{H0} \sqrt{2}}. \quad (21)$$

Если же продольным смещением электронов пренебречь, как это предполагалось в [6,7], инкремент падает с уменьшением ширины слоя $B \ll 1$ до нуля. Дело в том, что при малой ширине слоя для основной симметричной моды, согласно (18), $\Gamma \sim 1/\sqrt{B} \gg 1$, т.е. амплитуда магнитного поля волны существенно превосходит амплитуду электрического поля ($|E/H| \sim \Gamma^{-1}$, см. (7)). Соответственно обусловленная магнитной компонентой поля излучения продольная группировка для тонких слоев становится доминирующей.

3. Нелинейная теория

Нелинейная стадия циклотронной сверхизлучательной неустойчивости исследовалась путем численного моделирования уравнений (8) методом крупных частиц. При этом электронный слой был представлен как набор "макроэлектронов", т.е. электронных плоскостей с координатами $Z(Z_0, \vartheta_0, \tau)$. С помощью уравнений (8а)–(8в) рассчитывалась траектория каждого макроэлектрона, а затем путем интегрирования по всем макроэлектронам определялась амплитуда поля излучения (см. (8г)).

На рис. 2 показаны временные зависимости мощности излучения

$$\hat{W} = (|a|^2|_{Z=0} + |a|^2|_{Z=B}) / 2 \quad (22)$$

и суммарного электронного КПД

$$\eta = 1 - \frac{1}{B} \int_0^B \left\langle |p_{\perp}|^2 + \frac{\hat{p}_z^2}{\beta_{\perp 0}^2} \right\rangle_{\vartheta_0} d\zeta \quad (23)$$

при различной толщине электронного слоя ($B = 1$ и 6) и одинаковых значениях начальной скорости электронов и их плотности $I = 0.1$,

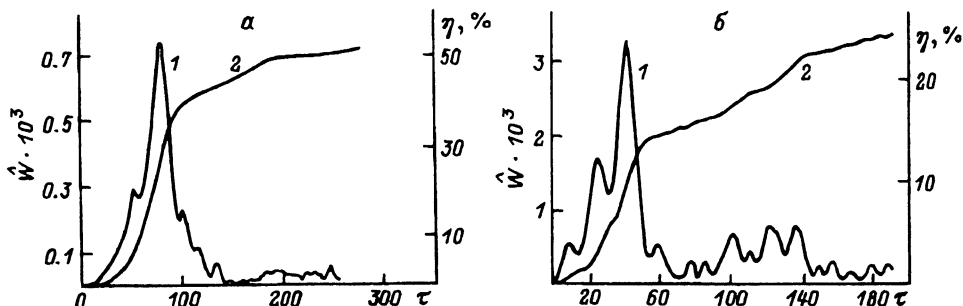


Рис. 2. Зависимость мощности излучения (1) и электронного КПД (2) от времени.

$B = 1$ (а), 6 (б); $I = 0.1$, $\mu = 0.1$.

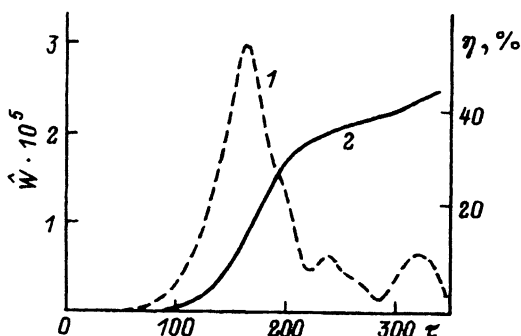


Рис. 3. Зависимость мощности излучения (1) и электронного КПД (2) от времени.

$V = 1, I = 0.01, \mu = 0.1.$

$\mu = 0.1.$ Сравнение рис. 2, а и б показывает, что с ростом толщины слоя пиковая мощность излучения возрастает, что обусловлено увеличением числа когерентно излучающих электронов. В то же время электронный КПД при $V = 6$ меньше, чем при $V = 1$. Это может быть объяснено тем, что если для тонкого слоя воздействие поля одинаково для всех частиц, то в случае более широкого слоя амплитуда возбуждающегося поля распределена неравномерно. В результате часть электронов, попадающих в минимум поля, излучает менее эффективно. На рис. 3 показаны временные зависимости мощности излучения и КПД для тонкого слоя меньшей плотности (по сравнению с рис. 2). Видно, что при одном и том же уровне КПД уменьшение плотности слоя приводит к уменьшению мощности излучения и увеличению времени развития процесса сверхизлучения.

На рис. 4 показана эволюция пространственного распределения электрической компоненты поля излучения внутри тонкого ($V = 1$) и широкого ($V = 6$) слоя. На начальной (линейной) стадии происходит формирование распределений полей, близких к собственным модам (см. соотношение (17)). В случае тонкого слоя ($V = 1$) это первая симметричная мода, в случае широкого ($V = 6$) слоя — вторая симметричная мода. На нелинейной стадии структура поля усложняется и теряет симметрию.

Как видно из рис. 5, процесс развития неустойчивости на нелинейной стадии сопровождается перемешиванием электронов внутри слоя. При этом незначительная часть электронов вылетает из слоя и затем возвращается под действием притягивающего кулоновского поля, создаваемого ионным фоном. Заметим, что в отсутствие такого фона будет иметь место разлет слоя, обусловленный не только кулоновским расталкиванием электронов, но и реакцией поля излучения.

Проведем теперь оценку пиковой мощности циклотронного сверхизлучения и длительности импульса. Допустим, что длина сгустка составляет 0.07 см, концентрация электронов $n = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (плазменная частота $\omega_p = 6.5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$). Такие электронные сгустки могут быть сформированы с помощью фотокатодов [13]. Предполагается, что электронный сгусток проходит участок с неоднородным магнитным полем, где электроны приобретают начальную вращательную скорость $v_{\perp 0} = 0.45 \text{ с}$, затем сгусток попадает в область однородного магнитного поля, где происходит высвечивание энергии. При напряженности однородного магнитного поля $H_0 = 30 \text{ кэ}$ длина волны излучения $\lambda = 0.4 \text{ см}$. Указанные выше параметры соответствуют значениям нор-

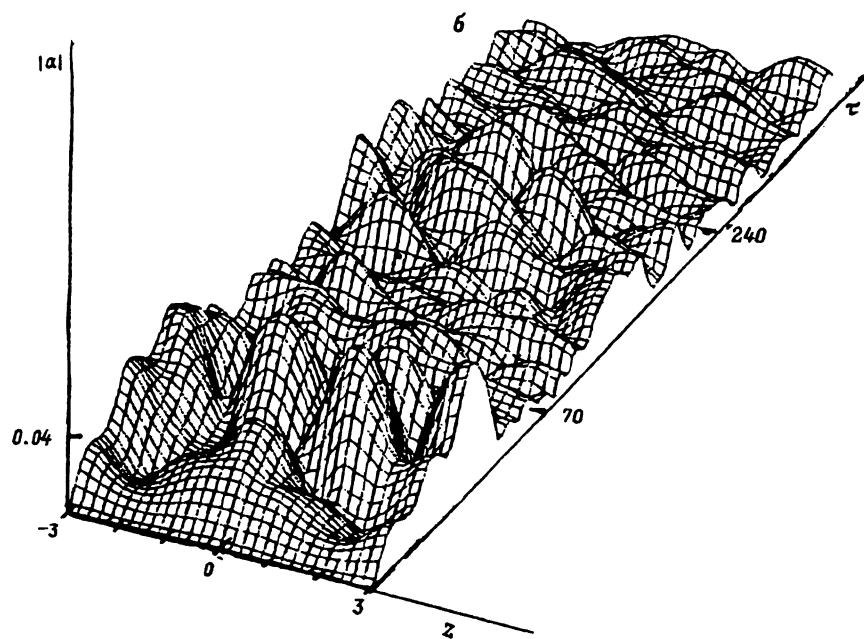
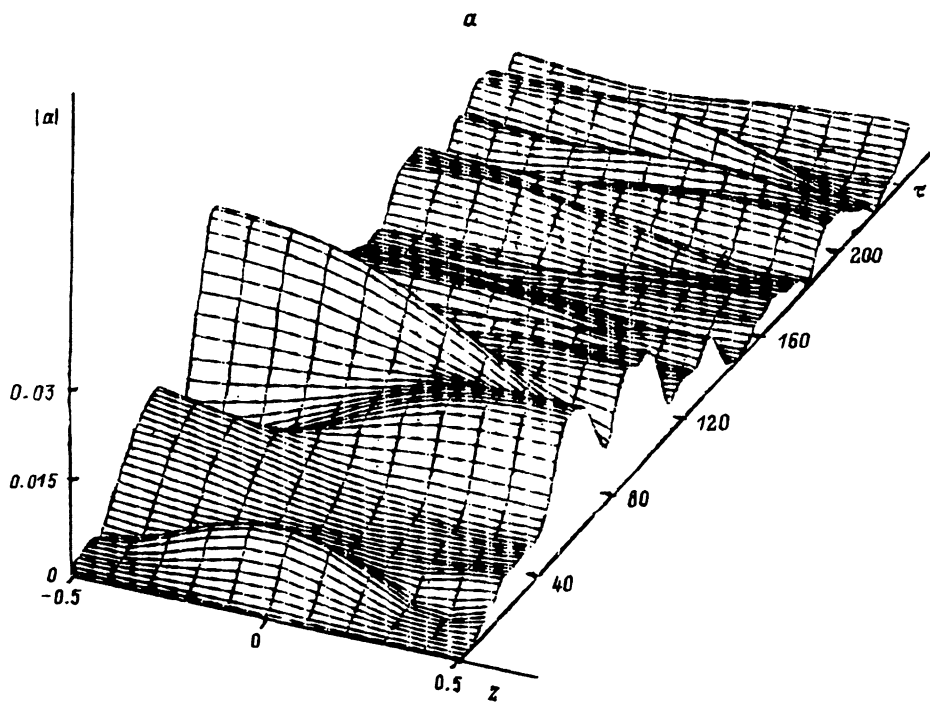


Рис. 4. Эволюция распределения амплитуды электрического поля вдоль электронного слоя.
 $B = 1$ (а), 6 (б); $I = 0.1$, $\mu = 0.1$.

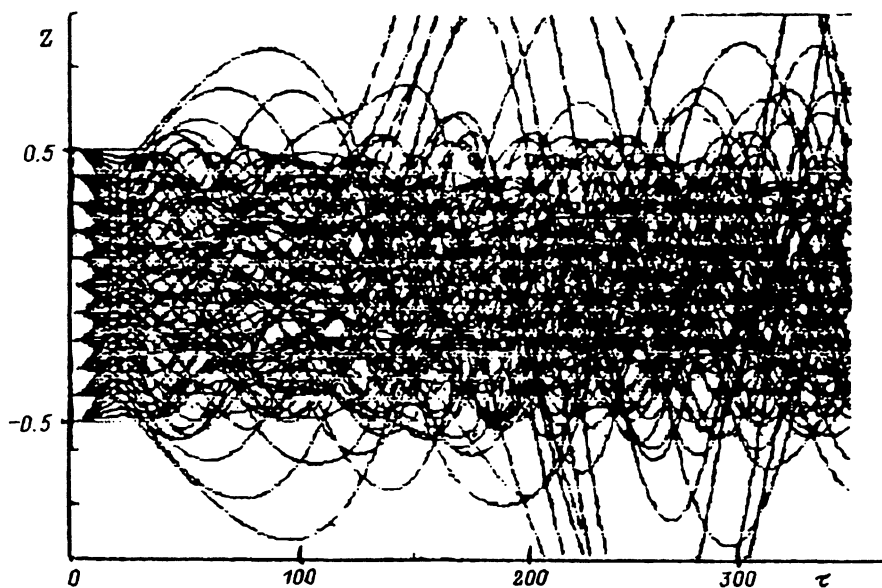


Рис. 5. Продольные координаты макроэлектронов в зависимости от времени при $I = 0.01$, $\mu = 0.1$, $B = 1$.

мированных величин $I = 0.01$, $\mu = 0.1$, $B = 1$. Тогда из рис. 3 находим, что нормированная максимальная мощность излучения $\hat{W} = 3 \cdot 10^{-5}$, длительность импульса $\tau = 60$, а КПД достигает 40%. В размерных величинах плотность потока энергии

$$S = \frac{c}{4\pi} \left(\frac{mv_{\perp 0} \omega_{H0}}{e} \right)^2 \hat{W}$$

составляет 1.2 Мвт/см^2 . Длительность импульса сверхизлучения на уровне e^{-1} от пиковой мощности равна 0.15 нс .

4. Особенности циклотронного сверхизлучения слоя, движущегося с релятивистской поступательной скоростью

Предположим, что электронный слой движется с поступательной скоростью v_0 , близкой к скорости света, в направлении оси z . Если в сопровождающей системе отсчета частоты волн, излученных в $\pm z$ -направлениях, совпадают, то в лабораторной системе отсчета в соответствии с эффектом Доплера эти частоты существенно различны

$$\frac{\omega^+}{\omega^-} = \frac{\omega_{H0} \gamma_0 (1 + \beta_0)}{\omega_{H0} \gamma_0 (1 - \beta_0)} \approx 4\gamma_0^2. \quad (24)$$

Таким образом, частота излучения в направлении поступательного движения слоя значительно превосходит гирочастоту.

В сопровождающей системе отсчета плотность потока энергии по обе стороны от слоя примерно одинакова. В то же время в лабораторной системе отсчета, согласно преобразованиям Лоренца, плотности

потока энергии (векторы Пойнтинга) в неподвижных точках по обе стороны от слоя существенно отличаются друг от друга

$$\frac{S^+}{S^-} = \frac{(1 + \beta_0)^2 \gamma_0^2 S'}{(1 - \beta_0)^2 \gamma_0^2 S'} \approx 16\gamma_0^4. \quad (25)$$

При этом основная доля излучения сосредоточена в коротковолновой компоненте. Для движущегося слоя в энергию электромагнитного излучения преобразуется не только энергия (импульс), связанная с поперечным движением частиц, но и энергия, обусловленная поступательным движением. При этом в процессе излучения продольный импульс электронов уменьшается, а продольная скорость остается неизменной [14].

Рассмотрим, как меняется длительность импульса излучения для движущегося слоя. В лабораторной системе отсчета движущийся слой излучает, как следует из преобразований Лоренца, в течение интервала времени $\Delta t_{\text{изл}} = \Delta t' \gamma_0$, где $\Delta t'$ — длительность импульса излучения в сопровождающей системе отсчета. Для неподвижного наблюдателя, расположенного в направлении $\pm z$ от слоя, интервал времени регистрации импульса Δt^\pm в результате эффекта запаздывания не совпадает с интервалом времени излучения $\Delta t_{\text{изл}}$ и равен (см. подробнее [14])

$$\Delta t^\pm = (1 \mp \beta_0) \Delta t_{\text{изл}} = (1 \mp \beta_0) \gamma_0 \Delta t', \quad (26)$$

т.е. длительность импульса излучения в направлении поступательного движения слоя в $2\gamma_0$ раза меньше, чем в сопровождающей системе отсчета.

Таким образом, если придать электронному слою поступательную скорость, близкую к скорости света, можно существенно увеличить мощность излучения при одновременном сокращении длительности импульса и повышении частоты.

Пусть электронный слой шириной 0.014 см с концентрацией $7.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и начальной поперечной скоростью электронов $v_{\perp 0} = 0.1 c$ движется с поступательной скоростью $v_0 = 0.98 c$. При этом в сопровождающей системе отсчета параметры электронного слоя совпадают с приведенными в разделе 3 и справедливы сделанные выше оценки. Тогда в лабораторной системе отсчета, согласно (24)–(26), длительность импульса коротковолновой компоненты излучения сократится до 15 пс , плотность потока энергии увеличится до 120 Мвт/см^2 , длина волны составит 0.4 мм .

ПРИЛОЖЕНИЕ

С учетом (14) выражение для амплитуды поля (12) преобразуем к виду

$$\bar{a}(Z) = I \int_0^B \left(\bar{j}^{(1)}(Z_0) + \bar{j}^{(2)}(Z_0) \text{sign}(Z - Z_0) \right) e^{-i|Z - Z_0|} dZ_0. \quad (\text{П1})$$

Дважды дифференцируя (П1) по Z с учетом того, что производная от ступенчатой функции равна δ -функции, т.е. $(\text{sign } x)'_x = 2\delta(x)$, имеем

$$\frac{d\bar{a}}{dZ} = I \int_0^B \left(-\bar{j}^{(2)} - i \text{sign}(Z - Z_0) \bar{j}^{(1)} \right) e^{-i|Z - Z_0|} dZ_0 + 2I \bar{j}^{(2)}(Z), \quad (\text{П2})$$

$$\frac{d^2 \bar{a}}{dZ^2} = -\bar{a} - 2iI \bar{j}^{(1)}(Z) + 2I \bar{j}^{(2)'}(Z). \quad (\text{П3})$$

Подставляя затем выражения (14) в уравнения (13), находим связь амплитуд токов и амплитуды поля

$$\bar{j}^{(1)} = \frac{i\bar{a}(\Omega - \mu)}{\Omega^2}, \quad \bar{j}^{(2)'} = -\frac{\mu}{\Omega^2} \frac{d^2 \bar{a}}{dZ^2}. \quad (\text{П4})$$

Очевидно, из (П3), (П4) следует волновое уравнение (15), а из (П1), (П2) с учетом того, что $\bar{j}^{(2)}(B) = \bar{j}^{(2)}(0) = 0$, получаем граничные условия (16).

Список литературы

- [1] *Bonifacio R.H., Maroli C., Piovella N.* // Opt. Comm. 1988. Vol. 68. N 5. P. 369-374.
- [2] *Bonifacio R.H., Sharp W.M., Fawley W.M.* // Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. 1989. Vol. A285. P. 217-223.
- [3] *Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В.* // УФН. 1989. Т. 159. № 2. С. 193-260.
- [4] *Гинзбург Н.С.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 5. С. 440-443.
- [5] *Гинзбург Н.С., Сергеев А.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. Вып. 8. С. 445-448.
- [6] *Ginzburg N.S., Sergeev A.S.* // Opt. Comm. 1992. Vol. 91. P. 140-145.
- [7] *Гинзбург Н.С., Сергеев А.С.* // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. Вып. 2. С. 438-446.
- [8] *Гинзбург Н.С., Сергеев А.С.* // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 11. С. 1318-1324.
- [9] *Ильинский Ю.А., Маслова Н.С.* // ЖЭТФ. 1988. Т. 794. Вып. 1. С. 171-174.
- [10] *Dicke R.H.* // Phys. Rev. 1954. Vol. 99. N 1. P. 131-139.
- [11] *Mac Gillivray I.C., Feld M.S.* // Phys. Rev. A. 1976. Vol. 14. P. 1169-1173.
- [12] *Железняков В.В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1960. Т. 3. С. 57-70.
- [13] *Chen S.C., Gonichon J., Temkin R.J. et al.* // Proc. of 15th Intern. FEL Conf. Hague, 1993. P. 198.
- [14] *Железняков В.В.* Электромагнитные волны в космической плазме. М.: Наука, 1977. 432 с.