Препринт ЕФИ-1321(16)-91

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

Л.А.ГЕВОРГЯН, А.Г.ШАМАМЯН

КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ИЗЛУЧЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА ПРИ НАЛИЧИИ ВОЛН БИЕНИЙ

ЦНИИатоминформ

ЕРЕВАН - 1991

Նախատիպ ԵրՖԻ-1321/16/-91

Լ.Ա.ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ , Ա.Հ.ԾԱՄԱՄՅԱՆ

ԱՐԱԳ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ԿՈՀԵՐԵՆՏ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԲԱԲԱԽՈՂ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Դիտարկված է էլեկտրոնային փնջի և բաբախող ալիքներ առաջացնող լազերների փոխազդեցության խնդիրը: Այս փոխազդեցության հետևանքով տեղի է ունենում փնջի էլեկտրոնային խտության ավելի թույլ փոփոխություն, քան այն դեպքում, երբ բաբախող ալիքներ առաջացնող լազերները փոխազդում են անշարժ էլեկտրոնային պլազմայի հետ: Ցույց է տրված նաև, որ այս փոխազդեցությունը բերում է կոհերենտ ճառագայթման ուժեղացմանը: Ըստ որում ճառագայթման արդյունավետությունը էապես կախված է փնջի բնութագրերից՝ երկայնական չափի և խտության հարաբերությունից: Ուժեղացման մեծագույն արժեքը ստացվում է, երբ փնջի երկարության վրա տեղավորվում է կենտ թվով պլազմային քառորդ ալիք: Հաշվի առնելով ճառագայթման ալիքի փոքրացման զուգընթաց ուժեղացման գործակցի անկման փաստը, առաջարկվում է արդի էլեկտրոնային գերխիտ փնջերը օգտագործել միկրոռադիոալիքների ստացման համար:

Երևանի Ֆիզիկայի ինստիտուտ
Երևան 1991

Введение

Актуальным является исследование различных способов повышения интенсивности излучения релятивистского сгустка в тех областях частот, где отсутствуют достаточно мощные источники. Одним из способов является повышение интенсивности спонтанного излучения из-за эффекта частичной когерентности при использовании сгустка с асимметричным распределением электронов [1,2] .

В работе [3] в гидродинамическом приближении исследовалось взаимодействие неподвижной электронной плазмы с лазерными волнами биений (ЛВБ) , когда частоты лазеров намного превосходят , а разность их совпадает с плазменной частотой. В данной работе этот метод применен при рассмотрении релятивистского сгустка с равномерным распределением электронов, взаимодействующего с ЛВБ. Взаимодействие приводит к изменению плотности распределения электронов в сгустке в направлении распространения лазеров. В отличии от случая , когда ЛВБ взаимодействует с неподвижной плазмой, изменение плотности уменьшается. Однако представляет интерес исследование когерентного излучения сгустка с лазерными волнами биений. Рассчитан коэффициент усиления в этом случае.

Максимальное усиление имеет место , когда на длине сгустка помещается нечетное число четвертей длин плазменных волн. С уменьшением длины волны излучения коэффициент усиления падает. Найдены минимальные значения длин волн , для которых имеет место усиление из-за когерентных эффектов.

Предлагается использовать сильноточные сгустки , взаимодействующие с лазерными волнами биений,для получения мощного излучения в субмиллиметровой области длин волн.

I. Приближение холодной плазмы и волны биения

Ограничимся рассмотрением разреженной бесстолкновительной холодной плазмы. Для этого необходимо выполнение таких условий, что частота генерируемых плазменных волн ω_0 в процессе взаимодействия плазмы с двумя лазерными пучками, распространяющимися в направлении $\vec{z}$ с частотами Ω_1, Ω_2 , удовлетворяющими условиям возникновения волн биений

$$\Omega_1 - \Omega_2 \approx \omega_0 , \qquad \omega_0 \ll \Omega_1 \approx \Omega_2 = \Omega \tag{I.I}$$

(аналогичные соотношения имеются и для волновых чисел K_1 , K_2 и K_0), велика по сравнению с частотой парных столкновений между ионами и электронами

$$\omega_0 \gg \omega_{ee} , \omega_{ii} , \omega_{ei} , \tag{I.2}$$

а соответственная фазовая скорость значительно больше средней тепловой скорости частиц плазмы:

$$\vartheta_0 = \frac{\omega_0}{K_0} \gg \vartheta_{Tee} , \vartheta_{Tii} . \tag{I.3}$$

Необходимо отметить, что условие (I.3) выполняется всегда, поскольку

$$\vartheta_0 = c\left[1-\frac{1}{2}\left(\frac{\omega_p}{\Omega}\right)^2\right] \approx c. \tag{I.4}$$

Выражение указывает на то, что фазовая скорость плазменной волны, определенная с помощью дисперсионного соотношения для электромагнитных волн в среде, удовлетворяющих условиям (I.I), совпадет с групповой скоростью лазерных пучков.

В таком случае исследуемый процесс можно описать гидродинамически - заданием средних скоростей и плотностей частиц. Мы вправе также не учитывать влияния ионов и считать их нейтрализующим фоном, то есть рассматривать плазму как холодный электронный газ. Скорость электронов $\vec{u} = \vec{u}(z,t)$ и их плотность $n(z,t) = n_0 + \tilde{n}(z,t)$ ($\tilde{n}$ - малая добавка к равновесной плотности частиц n_0 , то есть $|\tilde{n}| \ll n_0$) удовлетворяют нерелятивистскому уравнению движения ($|\vec{u}| \ll c$)

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = \frac{e\vec{\mathcal{E}} + \vec{F}_n}{m} \tag{I.5}$$

и уравнению непрерывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div} n\vec{u} = 0, \tag{I.6}$$

где m и e - масса и заряд электрона, $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\nabla$, $\vec{\mathcal{E}}$ - вектор напряженнсоти электростатического поля, определяемый переменной частью плотности частиц плазмы,

$$\operatorname{div} \vec{\mathcal{E}} = 4\pi\tilde{n}e, \tag{I.7}$$

$\vec{F}_n$ - пондеромоторная сила, обусловленная электромагнитным взаимодействием электрона с лазерными полями.

Допустим, как и в работе [3], что лазерные поля представляются суперпозицией плоских электромагнитных волн с соответствующим электрическим полем

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}_0}{\sqrt{2}}\left[\sin(K_1 z - \Omega_1 t) + \sin(K_2 z - \Omega_2 t)\right], \qquad (I.8)$$

являющимся достаточно малым,

$$q = \frac{e|\vec{E}_0|}{m\Omega c} \ll 1, \qquad (I.9)$$

где c – скорость, $|\vec{E}_0|$ – амплитуда поля. В этом случае можно исходить из линеаризованного уравнения движения.

Следовательно, линеаризованное относительно $|\tilde{n}| \ll n_0$ уравнение непрерывности, продифференцированное по времени с подстановкой выражения (I.7), примет вид

$$\frac{\partial^2 \tilde{n}}{\partial t^2} + \omega_0^2 \tilde{n} + \frac{n_0}{m}\operatorname{div}\vec{F}_n = 0, \qquad (I.10)$$

где $\omega_0^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{m}$. Для определения пондеромоторной силы воспользуемся формализмом Гамильтона. При выполнении условий поперечности ($\varphi = 0$, $\operatorname{div}\vec{A} = 0$) и малости лазерных полей (I.9) нерелятивистский гамильтониан взаимодействия представляется в виде

$$H = \frac{(\vec{P} - \frac{e}{c}\vec{A})^2}{2m},$$

где $\vec{P}$ – импульс частицы, $\vec{A}$ – векторный потенциал, определенный с помощью выражения (I.8):

$$\vec{A} = -c\int \vec{E}\,dt = -\frac{c\vec{E}_0}{\sqrt{2}}\left[\frac{1}{\Omega_1}\cos(K_1 z - \Omega_1 t) + \frac{1}{\Omega_2}\cos(K_2 z - \Omega_2 t)\right]. \qquad (I.11)$$

Проведем усреднение гамильтониана по периоду плазменных волн, значительно превосходящему период лазерных волн $\left(T=\frac{2\pi}{\omega_o}\gg\frac{2\pi}{\Omega}\right)$:

$$\langle H\rangle=\frac{\vec{p}^2}{2m}+\frac{e^2}{2mc^2}\langle\vec{A}^2\rangle=\frac{\vec{p}^2}{2m}+\frac{e^2|\vec{E}_o|^2}{4m\Omega^2}\cos(K_{o}z-\omega_{o}t). \quad (I.12)$$

Выражение (I.I2) определено в работе [3], где воспользовавшись условием (I.I) , сохранили лишь интерференционный член, отбросив постоянный. Первый член в гамильтониане представляет собой гамильтониан свободной частицы, второй член - пондермоторный потенциал взаимодействия, возникший в процессе распространения лазерных волн биения в плазме; соответственная сила, изменяющаяся в направлении $\vec{z}$, определяется как

$$F_{nz}=-\frac{\partial\langle H\rangle}{\partial z}=\frac{K_o e^2|\vec{E}_o|^2}{4m\Omega^2}\cos(K_{o}z-\omega_{o}t). \quad (I.13)$$

Следовательно, выражение (I.I0) преобразуется:

$$\frac{\partial^2\tilde{n}}{\partial t^2}+\frac{n_o K_o^2 e^2|\vec{E}_o|^2}{4m^2\Omega^2}\cos(K_o z-\omega_o t)+\omega_o^2\tilde{n}=0 \quad (I.14)$$

Так как решение однородного уравнения представляется в виде

$$\tilde{n}_{o\varrho}=C_1(z)e^{i\omega_o t}+C_2(z)e^{-i\omega_o t},$$

частное решение неоднородного есть

$$\tilde{n}=f(K_o z-\omega_o t)\sin(K_o z-\omega_o t), \quad (I.15)$$

где $f=\frac{-n_o e^2 K_o^2|\vec{E}_o|^2}{8m^2\Omega^2\omega_o^2}$ определяется при подстановке в уравнение (I.I4).

Таким образом , при взаимодействии плазмы с лазерными волнами биений , происходит перераспределение плотности частиц , что приводит к банчированию электронов в плазме . Распределение в банче содержит асимметричность .

2. Волны биений в релятивистском электронном сгустке

Рассмотрим сильноточный пространственно-неограниченный сгусток с равномерным распределением частиц , движущийся со скоростью по направлению вдоль двух лазерных пучков одинаковых интенсивностей с частотами и волновыми числами , удовлетворяющими условиям волн биений

$$\Omega_1 - \Omega_2 \approx \omega_z \; , \qquad \omega_z \ll \Omega \qquad (\Omega \approx \Omega_1, \Omega_2),$$

$$K_1 - K_2 \approx K_z \; , \qquad K_z \ll K \qquad (K \approx K_1, K_2) \; , \qquad (2.1) \; ,$$

где $\omega_z = \omega_0 \gamma^{-1/2}$ - релятивистская плазменная частота сгустка, $\omega_0 = 4\pi n_0 e^2/m$, γ - лоренц-фактор . Лазерные поля представим суперпозицией плоских электромагнитных волн . Соответствующее электрическое поле имеет вид

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \left(\sin(K_1 z - \Omega_1 t) + \sin(K_2 z - \Omega_2 t)\right), \qquad (2.2)$$

где E_0 - амплитуда поля .

В результате взаимодействия лазерных пучков с электронами сгустка возникнет пондеромоторная сила , которую можно определить , как и в предыдущем случае , используя формализм Гамильтона. Релятивистская функция Гамильтона имеет вид :

$$H = c\sqrt{m^2c^2 + (\vec{P} - \frac{e}{c}\vec{A})^2} \; , \qquad (2.3)$$

где $\vec{P}$ - обычный импульс свободной частицы .

Поскольку для лазерного поля параметр, определяющий отношение энергии электрона в поле лазера напряженностью E_0 на длине волны $\bar{\lambda} = \lambda / 2\pi$ к энергии покоя mc^2 ($q = eE_0 \bar{\lambda} / mc^2 \lesssim 1$) мал, то усредненый по времени ($T = 2\pi/\omega_z \gg 2\pi/\Omega$) гамильтониан взаимодействия представляется следующим выражением

$$\langle H \rangle \approx \frac{e^2 \langle A \rangle^2}{H_0}, \tag{2.4}$$

где $H_0 = mc^2 \gamma$ - релятивистский гамильтониан свободной частицы, $\vec{A} = -c \int \vec{E}\, dt$ - векторный потенциал.

Учитывая близость лазерных частот, гамильтониан преобразуется

$$\langle H \rangle \approx \frac{e^2 E_0^2}{m\gamma \Omega^2} \left(1 + \cos(K_z z - \omega_z t)\right), \tag{2.5}$$

и следовательно, пондеромоторная сила, направленная вдоль лазерных пучков имеет вид

$$F_n = -\frac{\partial \langle H \rangle}{\partial z} = \frac{mc^2 q^2}{\gamma} K_z \sin(K_z z - \omega_z t) . \tag{2.6}$$

В приближении холодного электронного газа применим гидродинамический метод описания процесса. Поэтому для нахождения изменения плотности числа частиц сгустка ($n = n_0 + \tilde{n}$, $|\tilde{n}| \ll n_0$) появившегося под влиянием пондеромоторной силы, используя линеаризованные продифференцированное по времени уравнение непрерывности

$$\frac{\partial^2 \tilde{n}}{\partial t^2} + n_0 \frac{d}{dt} \operatorname{div} \vec{\tilde{V}} = 0 \qquad (2.7)$$

и релятивистское уравнение движения

$$\frac{d\vec{\tilde{V}}}{dt} = \frac{\vec{F}_n + e\vec{\mathcal{E}}}{m\gamma} , \qquad (2.8)$$

(где возмущение скорости $\tilde{V} \ll V$, $\vec{\mathcal{E}}$ - статическое поле , обусловленное изменением плотности и удовлетворяющее уравнению Пуассона $\operatorname{div}\vec{\mathcal{E}} = 4\pi \tilde{n} e$) получим следующее дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial^2 \tilde{n}}{\partial t^2} + \frac{n_0 q^2 c^2}{\gamma^2} K_z^2 \cos(K_z z - \omega_z t) + \omega_z^2 \tilde{n} = 0 , \qquad (2.9)$$

с частным решением, которое при выполнении условия имеет вид

$$\tilde{n} = \alpha n_0 (K_z z - \omega_z t) \sin (K_z z - \omega_z t), \quad \alpha = \frac{-q_z^2 c^2}{2} \left(\frac{K_z}{\omega_z}\right)^2 . \qquad (2.10)$$

Это решение переходит в известное выражение / см. [3] / , полученное для неподвижной плазмы (1.15) , если заменить q_z на q и ω_z на ω_0 при $\gamma \to 1$. Отметим , что изменение плотности пропорциональное квадрату параметра поля для релятивистского сгустка уменьшается в γ^2 раз .

Таким образом для неограниченного сгустка с начальным равномерным распределением после взаимодействия с лазерными волнами биений , функция распределения представляется следующим выражением

$$f(z) = \frac{\tilde{n}}{n_o} = \alpha(k_z z - \omega_z t)\sin(k_z z - \omega_z t) \quad (2.11)$$

3. Ассимметричная функция распределения и коэффициент усиления спонтанного излучения

Предположим, что функция распределения электронного сгустка имеет гауссовское распределение частиц, что достаточно хорошо согласуется с экспериментальными работами [см.2] тогда продольная функция распределения и соответственная плотность частиц представятся выражениями

$$f_o(z) = \frac{e^{-\frac{z^2}{2a_z^2}}}{\sqrt{2\pi}\,a_z} \quad (3.1)$$

$$n_o(z) = \frac{n_o}{\sqrt{2\pi}\,a_z} e^{-\frac{z^2}{2a_z^2}}, \quad (3.2)$$

где a_z - характерный размер сгустка в продольном направлении. Данная зависимость от пространственной координаты в равновесной функции плотности не противоречит рассматриваемому в предыдущем разделе случаю, когда плотность считали постоянной величиной, так как эффекты связанные с гауссовским распределением проявляются лишь на концах сгустка ($a_z \gg \lambda_z$). Поэтому в процессе взаимодействия электронов с лазерными волнами биений средняя плотность частиц в продольном направлении (2.12) примет следующий вид:

$$n(\vec{z},t) = n_0 F(z,t) = n_0 (f_0(z) + \alpha f(z)) \quad . \tag{3.3}$$

Функция $F(z,t) = f_0(z) + \alpha f(z)$ в приближении холодного сгустка есть нормированная с точностью $\alpha \ll 1$ продольная функция распределения. Следовательно, из-за малости параметра α мы можем нормировать и асимметричную часть функции распределения в заданный момент времени ($t = 0$):

$$\beta \int_0^a K_z z \sin K_z z \, dz = 1$$

$$\beta = \frac{\xi_z}{a_z} \frac{1}{\sin \xi_z - \xi_z \cos \xi_z} , \qquad \xi_z = \frac{2\pi a_z}{\lambda_z} ; \tag{3.4}$$

а общий вид функции распределения

$$F(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\, a_z} e^{\frac{-z^2}{2a_z^2}} + \frac{\alpha}{\beta} K_z z \sin K_z z . \tag{3.5}$$

Далее, получив выражение для продольной функции распределения, мы можем определить спектр распределения интенсивности и коэффициент усиления спонтанного излучения электронного сгустка, движущегося в однородной среде. Траектории частиц зададим в виде

$$\vec{z}_j(t) = \vec{z}\left(t + \frac{z_{0j}}{V}\right) + \vec{P}_{0j} , \tag{3.6}$$

где начало координат выбрано в произвольной точке внутри сгустка, ρ_{oj} и z_{oj} - поперечные и продольные координаты j-й частицы сгустка. Формула для спектрально-углового распределения излучения

$$\frac{d^2 I_N}{dOd\omega} = \frac{e^2\omega^2\sqrt{\varepsilon}}{4\pi^2 c^3}\left|\sum_{j=1}^{N}[\vec{n}\,\vec{v}_j]\exp(i(\omega t - \vec{K}\vec{z}_j))dt\right|^2, \qquad (3.7)$$

где $\vec{v}_j = \frac{\partial \vec{z}_j(t)}{\partial t}$; $\vec{K} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon}\,\vec{n}$ - волновой вектор, имея в виду (3.6) , примет следующий вид:

$$\frac{d^2 I_N}{dOd\omega} = \frac{d^2 I_1}{dOd\omega}\left|\sum_{j=1}^{N}\exp\left\{-i\left(\frac{\omega z_{oj}}{V} + \vec{æ}\vec{\rho}_{oj}\right)\right\}\right|^2, \qquad (3.8)$$

где $æ$ - поперечная компонента волнового вектора, а $\frac{d^2 I_1}{dOd\omega}$ - - интенсивность излучения одной частицы при заданном движении. Считая координаты j-й частицы независимыми случайными величинами, вероятность нахождения в данной точке не зависящей от ее номера, можно усреднить величину (3.8) по возможным положениям частиц в сгустке [см.2] :

$$\frac{d^2 I_N}{dOd\Omega} = \frac{d^2 I_1}{dOd\Omega} S_N(\omega,\theta,\varphi)$$

(3.9)

$$S_N(\omega,\theta,\varphi) = \left\langle \sum_{m,n=1}^{N}\exp\left(-i\left(\frac{\omega z_{om}}{V} + \vec{æ}\vec{\rho}_{om}\right)\right)\exp\left(i\left(\frac{\omega z_{on}}{V} + \vec{æ}\vec{\rho}_{on}\right)\right)\right\rangle,$$

где θ и φ - направляющие углы единичного вектора $\vec{n}$. Суммирование в выражении (3.9) приведет к появлению величины, определяющей эффект когерентности:

$$S_N = N^2 H + N(1-H)$$

$$H = F(\omega)\Phi(\omega,\theta,\varphi), \qquad F(\omega) = |h_z|^2 \tag{3.10}$$

$$\Phi(\omega,\theta,\varphi) = |h_\rho|^2, \qquad h_\rho = \langle e^{-i\vec{æ}\vec{\rho}} \rangle, \qquad h_z = \langle e^{-\frac{i\omega z}{V}} \rangle,$$

где $F(\omega)$ и $\Phi(\omega,\theta,\varphi)$- продольный и поперечный форм-факторы. Как показано в работе [I] , при определенных условиях поперечный форм-фактор $\Phi(\omega,\theta,\varphi) = I$.

Из выражения (3.10) следует, что все электроны сгустка излучают когерентно, когда $H = I$ $(S_N = N^2)$; при $NH \ll I$ излучают некорентно ($S_N = N$).

Проинтегрированное по углам выражение (3.9) имеет вид:

$$\left\langle \frac{dI_N}{d\omega} \right\rangle = \frac{dI_1}{d\omega}\left(N^2 F(\omega) + N(1-F(\omega))\right) \tag{3.11}$$

Следовательно, нахождение спектра излучения и связанных с ним величин сводится к определению продольного форм-фактора, соответствующего процессу взаимодействия релятивистского электронного сгустка с лазерными пучками биений.

Подставив выражение для продольной функции распределения в (3.10), продольный форм-фактор можно представить в виде

$$F(\omega)=\frac{\alpha^2}{\beta^2}\Big(A^2+B^2+\frac{4K_z^2(\omega/v)^2}{((\omega/v)^2-K_z^2)^4}-\frac{4(\omega/v)K_z^2}{((\omega/v)^2-K_z^2)^2}(B\cos\xi+A\sin\xi)+e^{-\frac{\xi^2}{4}}-$$

$$-\frac{\alpha}{\beta}\,e^{-\frac{\xi^2}{8}}(A\cos\xi-B\sin\xi)\,, \qquad (3.12)$$

где $A=\frac{2K_z^3}{(\omega/v)^2-K_z^2}\sin\xi_z+\frac{a_z K_z^2}{((\omega/v)^2-K_z^2)}\cos\xi_z$, $B=\frac{2\omega}{V}\,\frac{K_z^2}{((\omega/v)^2-K_z^2)^2}\cos\xi_z-\frac{\omega\xi_z\sin\xi_z}{V((\omega/v)^2-K_z^2)}$, $\xi=\frac{2\pi a_z}{\lambda}=\frac{\omega a_z}{v}$,

так как мы учли отсутствие асимметричности в гауссовском распределении [2] .

При выполнении условий $a_z \gg \lambda,\ \lambda_z\ ,\ \frac{\omega}{V}\gg K_z$ выражение можно записать в упрощенном виде:

$$F(\Omega)=\frac{\alpha^2}{\eta^2}\left(\sin^2\xi_z+\frac{1}{\eta^2}\cos^2\xi_z\right)\frac{1}{\left(\frac{\sin\xi_z}{\xi_z}-\cos\xi_z\right)^2}\ , \qquad (3.13)$$

где $\eta=\frac{\xi}{\xi_z}$, $\vartheta_0\approx V$ по причине релятивистского сгустка.
Поскольку функция $F(\omega)$ при больших ξ и ξ_z мала $(F(\omega)\ll 1)$,

$$S_N=N^2F(\omega)+N-NF(\omega)\approx N(NF(\omega)+1) \qquad (3.14)$$

Член $K=NF(\omega)+1$ представляет собой линейный коэффициент усиления, причем спонтанному излучению соответствует $K_{сп}=1$, а усиление за счет когерентных эффектов имеет место, если

$$NF(\omega)\gg 1.$$

Поскольку $F(\omega)=F(\xi,\xi_z)$, этот эффект имеет пороговый характер.

Падение коэффициента усиления изменяется в пределах от $K=\frac{N\alpha^2\xi_z^2}{\eta^2}+1$, когда в сгустке помещается нечетное число четвертей плазменных длин волн, до $K = \frac{N\alpha^2}{\eta^4} + 1$ – когда в сгустке четное число их.

Рассмотрим случай минимального усиления излучения $K_{min}=2$, то есть $NF(\omega)=1$. Определим соответственные критические длины волн излучения. В первом случае, когда на длине сгустка помещается нечетное число длин четвертей плазменной волны $a_z = \frac{(2m+1)\lambda_z}{4}$, где m – целое число,

$$\frac{N\alpha^2\xi_z^2}{\eta^2} = 1 \tag{3.15}$$

и

$$\lambda^{(1)}_{кр} = \frac{\lambda_z}{\sqrt[4]{N\alpha^2}}$$

Во втором случае $a_z = 2m\frac{\lambda_z}{4}$

$$\frac{N\alpha^2}{\eta^4} = 1 \tag{3.16}$$

и

$$\lambda^{(2)}_{кр} = \frac{\lambda_z}{\alpha\xi_z\sqrt{N}}.$$

Для всех длин волн

$$\lambda_z \gg \lambda > \lambda^{(1,2)}_{кр} \tag{3.17}$$

имеется усиление излучения спонтанного излучения.

Заключение

В процессе взаимодействия сильноточных протяженных релятивистских электронных пучков с лазерами, удовлетворяющими условиям возникновения волн биений, меняется плотность распределения электронов, приводящая к когерентным эффектам. Получено выражение для коэффициента усиления излучения. Найдены требования, налагаемые на параметры сгустка , при выполнении которых существенно повышается усиление спонтанного излучения . Усиление имеет место и для длин волн гораздо меньших плазменной. Поскольку коэффициент усиления с уменьшением длины волны излучения падает , приведены их пороговые значения .

Резюмируя полученные в работе результаты , можно утверждать , что протяженные сильноточные релятивистские сгустки , взаимодействующие с лазерными волнами биений , могут служить достаточно мощными источниками субмиллиметровых волн .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Геворгян Л.А., Жеваго Н.К. Когерентное излучение электронных сгустков в лазерах на свободных электронах. ДАН СССР, 1982, т.267, № 3, с.599-601.

2. Корхмазян Н.А., Геворгян Л.А., Петросян М.Л.,Влияние электронов на когерентность излучения сгустков. ЖТФ, 1977, т.47, вып.8, с.1583-1597.

3. Ruth R.D.,Chao A.W. Plasma Laser Accelerator ... in Laser Acceleration of Particles, American Institute of Physics, N.Y., 1982, p.94-111.

4. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.:, Мир, 1965, с.514.

Рукопись поступила 14 марта 1991 г.

Л.А.ГЕВОРГЯН, А.Г.ШАМАМЯН

КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ИЗЛУЧЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА ПРИ НАЛИЧИИ ВОЛН БИЕНИЙ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 18/IX-91г.	Формат 60х84/16
Офсетная печать. Уч.изд.л. 0,8	Тираж 299 экз. Ц.10 к.
Зак.тип.№ 142	Индекс 3649

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, ул.Братьев Алиханян 2

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Alikhanian Brothers 2,
Yrevan, 375036
Armenia, USSR

ИНДЕКС 3649

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ