42

AM9700004

Препринт ЕФИ-1365(60)-91

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

А.Ц.АМАТУНИ, Э.В.СЕХПОСЯН, С.С.ЭЛБАКЯН

ВОЗБУЖДЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ КИЛЬВАТЕРНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ РЕЛЯТИВИСТСКИМ СГУСТКОМ ЭЛЕКТРОНОВ С ОДНОРОДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПЛОТНОСТИ

ЦНИИатоминформ
ЕРЕВАН - 1991

VOL 28 № 13

Նախնատիպ ԵրՖԻ-1365(60)-91

Ա.Ց.ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Է.Վ.ՍԵԽՓՈՍՅԱՆ, Ս.Ս.ԷԼԲԱԿՅԱՆ

ՈՉ-ԳԾԱՅԻՆ ԿԻԼՎԱՏԵՐԱՅԻՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԳՐԳՌՈՒՄԸ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ՝ ԽՏՈՒԹՅԱՆ ՄԻԱՏԱՐՐ ԲԱՇԽՄԱՄԲ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԱԿԱՆ ԹԱՆՁՐՈՒԿՈՎ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է էլեկտրոնների ռելյատիվիստական միատարր թանձրուկով կիլվատերային դաշտերի գրգռումը, որոնք անցնում են հավասարակշիռ սառը պլազմայով՝ թանձրուկի և պլազմայի հանդեպ խըտությունների հարաբերության կամայական արժեքի դեպքում։ Վերլուծված են պարբերական և ոչ-պարբերական լուծումների դեպքերը դաշտի համար՝ թանձրուկի ներսում։ Պարզվել են լավագույն պայմանները, որոնց դեպքերում հասնում է կիլվատերային դաշտի ամպլիտուդի և ձևափոխման գործակցի առավելագույն արժեքների։

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1991

Проблема возбуждения нелинейных кильватерных волн в холодной плазме с равновесной плотностью электронов n_0 релятивистским электронным сгустком рассматривалась в ряде работ [1-9]. В частности, в работах [4-6] рассматривалось возбуждение кильватерных волн сгустком конечной протяженности в направлении своего движения с постоянной плотностью n_b при $0 \leqslant n_b/n_0 \leqslant 1/2$ в предположении бесконечных поперечных размеров сгустка.

В настоящей работе исследуются нелинейные явления при возбуждении кильватерных волн релятивистским электронным сгустком с бесконечными поперечными размерами для произвольных значений отношения $0 \leqslant n_b/n_0 \leqslant \infty$, уточняются условия возбуждения волн большой амплитуды при $n_b/n_0 \sim 1/2$ и выясняется характер решений при $n_b/n_0 > 1/2$.

1. Поле внутри сгустка при произвольных значениях отношения n_b/n_0

Полная система уравнений гидродинамики и уравнений Максвелла, определяющая стационарные решения системы взаимодействующего с плазмой релятивистского сгустка электронов бесконечных поперечных размеров заданной однородной плотности n_b ,длины d ,движущегося со скоростью v_0 вдоль оси z имеет следующий вид [4,6]

$$\frac{d}{d\tilde{z}}(n_e V_e - n_e V_\phi) = 0\,, \qquad (I)$$

$$\left(\beta - \frac{\rho}{\sqrt{1+\rho^2}}\right)\frac{d\rho}{d\tilde{z}} = \frac{eE}{mc^2}\,, \qquad (2)$$

$$\frac{dE}{d\tilde{z}} = 4\pi e\,(n_0 - n_e(\tilde{z}) - n_b)\,, \qquad (3)$$

где $\rho = P_z/mc = \beta_e/\sqrt{1-\beta_e^2}$ - продольные безразмерные импульсы электронов плазмы, $\beta_e = V_e/c$, $V_\phi = V_0$ - фазовая скорость волны, $\beta = V_0/c$, $\tilde{z} = z - V_0 t$, $n_e(\tilde{z})$ - плотность электронов плазмы, e - абсолютная величина заряда электрона.

Интегрируя систему уравнений (I)-(3) с учетом граничных условий на фронте сгустка $\tilde{z} = d$ $E(d) = 0$, $\rho(d) = 0$, $n_e(d) = n_0$ получим следующие выражения для поля E^b и импульса ρ внутри сгустка ($0 \leqslant \tilde{z} \leqslant d$, $n_b \neq 0$) [4]

$$E^b = \pm\frac{mc\omega_p}{e}\sqrt{2}\left[\left(1-\frac{n_b}{n_0}\right)\left(1-\sqrt{1+\rho^2}\right) - \frac{n_b}{n_0}\beta\rho\right]^{1/2}, \qquad (4)$$

$$\frac{\omega_p}{c}\sqrt{2}(d-\tilde{z}) = \pm\int_\rho^0 \frac{(\beta\sqrt{1+\rho^2}-\rho)\,d\rho}{\sqrt{1+\rho^2}\left[\left(1-\frac{n_b}{n_0}\right)\left(1-\sqrt{1+\rho^2}\right) - \frac{n_b}{n_0}\beta\rho\right]^{1/2}}. \qquad (5)$$

Если ρ с ростом $\tilde{z}$ возрастает, то в (4) и (5) следует выбрать знак плюс, есл ·бывает - минус. Формулы (4) и (5) определеляют неявную зависимость ρ и E^{θ} от $\tilde{z}$. Из уравнения непрерывности (I) следует выражение для плотности электронов плазмы $n_e(\tilde{z})$ внутри и вне сгустка

$$n_e(\tilde{z}) = \frac{n_0 \beta \sqrt{1+\rho^2}}{\beta\sqrt{1+\rho^2} - \rho} . \qquad (6)$$

Математически рассматриваемая задача эквивалентна задаче о движении частицы единичной массы в центральном поле с потенциальной энергией $U(\rho) = \omega_p^2 [(1 - n_e/n_0)\sqrt{1+\rho^2} + \frac{n_e}{n_0}\beta\rho]$ и моментом количества движения $M = 0$ [10] . Исследуем поведение функции $\rho(\tilde{z})$, задаваемой формулой (5). Это исследование аналогично проведенному в [II] (см.также [I2]) и, ввиду этого, можно воспользоваться приведенной в [II] классификацией. Из (5) очевидно, что в силу вещественности подкоренное выражение в (4) и (5) должно быть неотрицательным для всех ρ , имеющих физический смысл. Анализ подкоренного выражения в (4) и (5) приводит к требованию $\rho \leqslant 0$. При этом в случае , когда $0 \leqslant n_e/n_0 \leqslant 1/(1+\beta)$ (верхняя граница значения будет уточнена в следующем пункте при рассмотрении решения для кильватерной волны) подкоренное выражение в (5) и, следовательно , поле $E^{\theta}(\tilde{z})$ (4) обращается в ноль при $\rho = 0$ на фронте сгустка $\tilde{z} = d$ и ρ , равному некоторому значению $-\rho_0$ при $\tilde{z} = 0$. Область изменения ρ определяется неравенством

$$-\rho_0 \leqslant \rho \leqslant 0$$

где

$$\rho_0 = \frac{2a\beta}{1-a^2\beta^2}, \qquad a = \frac{n_в/n_0}{1-n_в/n_0}. \tag{7}$$

Тогда, согласно [II] , движение является финитным относительно ρ и, $\rho(\tilde{z})$,а следовательно и поле $E^в(\tilde{z})$,являются периодическими функциями $\tilde{z}$.

Максимальное значение амплитуды поля достигается при

$$\rho = \rho_m = -\frac{a\beta}{\sqrt{1-a^2\beta^2}} \tag{8}$$

и равно

$$E^в_{max} = \frac{m\omega_p c}{e}\sqrt{2}\,(1+a)^{-1/2}\left[1-\sqrt{1-a^2\beta^2}\right]^{1/2}. \tag{9}$$

Интегрирование в (5) приводит к следующей неявной зависимости ρ от $\tilde{z}$ при $0 \leqslant n_в/n_0 \leqslant 1/(1+\beta)$

$$\frac{\omega_p}{c}(d-\tilde{z}) = \frac{\sqrt{2}(1+a)^{1/2}}{1-a\beta}\left\{\frac{\sqrt{2}\beta(1+a)}{\sqrt{1+a\beta}}E(\varphi,k) - \right. \tag{I0}$$

$$\left. -(1+\beta)\left[1-\sqrt{1+\rho^2}-a\beta\rho\right]^{1/2}\right\},$$

где

$$\varphi = \arcsin\sqrt{\frac{1+a\beta}{2a\beta}\cdot\frac{\sqrt{1+\rho^2}-\rho-1}{\sqrt{1+\rho^2}-\rho}}, \qquad k = \sqrt{\frac{2a\beta}{1+a\beta}},$$

$E(\varphi, k)$ - эллиптический интеграл второго рода, $0 \leqslant a\beta \leqslant 1$. Полагая в (10) $\tilde{z} = 0$ там, где $\rho = -\rho_0$, получим значение длины d_0 сгустка (или половину длины волны поля внутри сгустка)

$$d_0 = \frac{\tilde{z}^{\,\beta}_{\lambda}}{2} = \frac{2V_0}{\omega_p} \cdot \frac{(1+a)^{3/2}}{(1-a\beta)\sqrt{1+a\beta}} E\left(\frac{\pi}{2}, k\right), \tag{11}$$

где $E\left(\frac{\pi}{2}, k\right)$ - полный эллиптический интеграл второго рода.

Для значений отношения $n_\beta/n_0 \geqslant \frac{1}{1+\beta}$ область допустимого значения ρ ограничена лишь одним условием $\rho \leqslant 0$, следовательно, зависимость ρ и E^β от $\tilde{z}$ становится непериодической и $\rho(\tilde{z})$, $E^\beta(\tilde{z})$, будут неограниченно возрастать с ростом $\tilde{z}$, причем характер этого возрастания определяется асимптотикой $u(\rho)$ при $|\rho| \to \infty$. Однако из условия положительности плотности электронов плазмы $n_e(\tilde{z})$ (6) следует ограничение на возможные значения импульсов электронов плазмы (см. следующий пункт) и, следовательно, на возможные значения поля $E^\beta(\tilde{z})$. При $n_\beta = 1/(1+\beta)$ зависимость ρ от $\tilde{z}$ имеет вид

$$\frac{\omega_p}{c}(d-\tilde{z}) = \frac{(1+\beta)^{3/2}}{2^{3/2}\,\beta^{1/2}} \left\{ \left(\sqrt{1+\rho^2}-\rho\right)^{1/2} \left(\sqrt{1+\rho^2}-1-\rho\right)^{1/2} + \right.$$
$$\left. + \ln\left[\left(\sqrt{1+\rho^2}-\rho\right)^{1/2} + \left(\sqrt{1+\rho^2}-1-\rho\right)^{1/2}\right] \right\} - \frac{\left(\sqrt{1+\rho^2}-1-\rho\right)^{1/2}(1-\beta)(1+\beta)^{1/2}}{\left(\sqrt{1+\rho^2}-\rho\right)^{1/2}\,2^{1/2}\,\beta^{1/2}}. \tag{12}$$

Для значений n_β/n_0 из области $\frac{1}{1+\beta} < \frac{n_\beta}{n_0} \leqslant \frac{1}{1-\beta}$ имеем

$$\frac{\omega_p}{c}(d-\tilde{z}) = \frac{\sqrt{2}}{\frac{n_\beta^2}{n_0^2}\beta^2 - \left(1-\frac{n_\beta}{n_0}\right)^2}\left\{\left[\left(1-\frac{n_\beta}{n_0}\right)\left(1-\sqrt{1+\rho^2}\right)-\frac{n_\beta}{n_0}\beta\rho\right]^{1/2}\cdot\right.$$

$$\cdot\left[\frac{n_\beta}{n_0}\beta^2+\left(1-\frac{n_\beta}{n_0}\right)+\beta\,\frac{\frac{n_\beta}{n_0}\beta\sqrt{1+\rho^2}+\left(1-\frac{n_\beta}{n_0}\right)\rho}{\frac{n_\beta}{n_0}\beta(1-\rho)+\left(1-\frac{n_\beta}{n_0}\right)\left(1-\sqrt{1+\rho^2}\right)}\right]+ \tag{13}$$

$$+\beta^{1/2}\,\frac{n_\beta(1+\beta)/n_0-1}{2(n_\beta/n_0)^{1/2}}\,F(\varphi,K)-\beta^{3/2}(n_\beta/n_0)^{1/2}E(\varphi,K),$$

где

$$\varphi=\arccos\frac{\frac{n_\beta}{n_0}\beta(1+\rho)-\left(1-\frac{n_\beta}{n_0}\right)\left(1-\sqrt{1+\rho^2}\right)}{\frac{n_\beta}{n_0}\beta(1-\rho)+\left(1-\frac{n_\beta}{n_0}\right)\left(1-\sqrt{1+\rho^2}\right)},\qquad K=\sqrt{\frac{1-\frac{n_\beta}{n_0}(1-\beta)}{2n_\beta/n_0}},$$

$F(\varphi,K)$ и $E(\varphi,K)$ - эллиптические интегралы первого и второго рода.

При $n_\beta/n_0 \geqslant \frac{1}{1-\beta}$ непериодический характер решения несколько меняется и задается следующими выражениями

$$\frac{\omega_p}{c}(d-\tilde{z}) = \frac{(1-\beta)^{1/2}}{2^{1/2}\beta^{1/2}}\left\{(1+\beta)\left(\sqrt{1+\rho^2}-1-\rho\right)^{1/2}-\right. \tag{14}$$

$$\left.-\frac{(1-\beta)}{2}\left[\operatorname{arctg}\left(\sqrt{1+\rho^2}-1-\rho\right)^{1/2}+\frac{\left(\sqrt{1+\rho^2}-1-\rho\right)^{1/2}}{\sqrt{1+\rho^2}-\rho}\right]\right\},$$

при $n_\beta/n_0=\frac{1}{1-\beta}$, и

$$\frac{\omega_p}{c}(d-\tilde{z}) = \frac{(a_1-1)^{3/2}\sqrt{2}}{1-a_1^2\beta^2}\left\{\left(\sqrt{1+\rho^2}-1-a_1\beta\rho\right)^{1/2}\left[\frac{1-a_1\beta^2}{a_1-1}-\right.\right.$$

$$\left.-\beta\frac{\left(\sqrt{1+\rho^2}-a_1\beta\rho+\sqrt{1-a_1^2\beta^2}\right)^{1/2}}{\left(\sqrt{1+\rho^2}-a_1\beta\rho-\sqrt{1-a_1^2\beta^2}\right)^{1/2}}\right]-\frac{\beta F(\varphi,K)}{\sqrt{1+\sqrt{1-a_1^2\beta^2}}}+\beta\left(1-\sqrt{1-a_1^2\beta^2}\right)E(\varphi,K) \tag{15}$$

$$\varphi = \arcsin\sqrt{\frac{\sqrt{1+\rho^2}-1-a_1\beta\rho}{\sqrt{1+\rho^2}-a_1\beta\rho-\sqrt{1-a_1^2\beta^2}}}\,, \qquad K=\sqrt{\frac{2\sqrt{1-a_1^2\beta^2}}{1+\sqrt{1-a_1^2\beta^2}}}\,,$$

где $a_1 = \dfrac{\frac{n_b}{n_0}}{\frac{n_b}{n_0}-1}$, $a_1\beta < 1$ при $\dfrac{n_b}{n_0} > \dfrac{1}{1-\beta}$.

2. Кильватерные поля и коэффициент трансформации

Для нахождения кильватерного поля $E(\tilde{z})$ за сгустком электронов ($\tilde{z} \leqslant 0$) необходимо проинтегрировать систему уравнений (I)-(3) при $n_b = 0$. В результате получим [4] :

$$E(\tilde{z}) = \pm\frac{m\omega_p c}{e}\sqrt{2}\left[A-\sqrt{1+\rho^2(\tilde{z})}\right]^{1/2},$$

(I6)

$$A = \left(1-\frac{n_b}{n_0}\right)+\frac{n_b}{n_0}\sqrt{1+\rho^2(0)}-\frac{n_b}{n_0}\beta\rho(0)\,,$$

где постоянная интегрирования A определяется из условий непрерывности импульса $\rho(0)$ и поля $E(0)$ на задней границе сгустка $\tilde{z} = 0$, а $\rho(\tilde{z})$ изменяется в интервале

$$-\sqrt{A^2-1} \leqslant \rho(\tilde{z}) \leqslant \sqrt{A^2-1}\,. \tag{17}$$

Поле $E(\tilde{z})$ является периодической функцией от $\tilde{z}$,обращающееся в ноль при $\rho(\tilde{z}) = \pm\sqrt{A^2-1}$. Амплитуда поля достигает максимального значения при $\rho = 0$. Длина волны стационарных колебаний, возбуждаемых сгустком, определяется выражением

$$\frac{\omega_p}{c}\sqrt{2}\;\frac{\tilde{z}_\lambda}{2} = \int\limits_{-\sqrt{A^2-1}}^{\sqrt{A^2-1}} \frac{(\beta\sqrt{1+p^2}-p)\,dp}{\sqrt{1+p^2}\,[A-\sqrt{1+p^2}]^{1/2}} =$$

$$= 4\beta\sqrt{A+1}\left[E\left(\frac{\pi}{2},K\right) - \frac{1-K^2}{2}F\left(\frac{\pi}{2},K\right)\right], \qquad (18)$$

где $K=\sqrt{(A-1)/(A+1)}$, $F\left(\frac{\pi}{2},K\right)$ и $E\left(\frac{\pi}{2},K\right)$ полные эллиптические интегралы первого и второго рода.

Максимальное значение напряженности кильватерного поля (16) равно

$$|E^{max}| = \frac{m\omega_p c}{e}\sqrt{2}\,(A-1)^{1/2} =$$

$$= \frac{m\omega_p c}{e}\sqrt{2}\left(\frac{n_b}{n_0}\right)^{1/2}\left[\sqrt{1+p^2(0)} - 1 - \beta p(0)\right]^{1/2}. \qquad (19)$$

В случае, когда граничное значение импульса $p(0)$ равно p_0, определяемому из (7), то

$$|E^{max}| = \frac{2m\omega_p c}{e}\cdot\frac{a\beta}{\sqrt{1-a^2\beta^2}}. \qquad (20)$$

Из условия положительности плотности электронов плазмы $n_e(\tilde{z})$ (6) следует ограничение на возможные значения импульсов электронов плазмы

$$-\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \leqslant p(\tilde{z}) \leqslant \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad (21)$$

а из условий непрерывности импульсов и поля на задней границе сгустка следует, что допустимые граничные значения импульса $\rho(0)$ ограничены неравенством

$$-\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \leqslant \rho(0) \leqslant 0 \qquad (22)$$

Из (22) и (7) следует, что отношение n_8/n_0 определяется условием $0 \leqslant \frac{n_8}{n_0} \leqslant \frac{1}{2+\sqrt{1-\beta^2}}$. Для n_8/n_0 из указанного условия решение внутри сгустка имеет периодический характер и задается выражениями (4)-(II). При $n_8/n_0 = \frac{1}{2+\sqrt{1-\beta^2}}$ максимальная напряженность кильватерного поля E^{max} (I9) достигает наибольшей величины

$$\left| E^{max} \right| = \frac{m\omega_p c}{e} \sqrt{2} (\gamma-1)^{1/2}, \qquad (23)$$

где $\gamma = (1-\beta)^{-1/2}$. Длина сгустка d_0 при этом равна

$$d_0 = \frac{4V_0}{\omega_p}\gamma, \qquad (24)$$

а максимальная длина волны $\tilde{z}_\lambda$ кильватерного поля дается выражением

$$\tilde{z}_\lambda = \frac{4\sqrt{2}V_0}{\omega_p}(\gamma+1)^{1/2} \approx \frac{4\sqrt{2}V_0}{\omega_p}\gamma^{1/2} \qquad (25)$$

Для нахождения коэффициента трансформации R, определяемого как отношение максимального значения напряженности кильватерного поля к максимальному значению тормозящего поля внутри сгустка

$R = E^{max}/E^{b}_{max}$ необходимо знать E^{b}_{max} внутри сгустка. При $n_b/n_0 = \frac{1}{2+\sqrt{1-\beta^2}}$, из (9) следует

$$E^{b}_{max} \approx \frac{m\omega_p c}{e} \qquad (26)$$

и коэффициент трансформации R равен

$$R \approx \sqrt{2}\,\gamma^{1/2}\,. \qquad (27)$$

Следует отметить, что при приближении n_b/n_0 к $\frac{1}{2+\sqrt{1-\beta^2}}$ плотность электронов плазмы в кильватерной волне стремится к бесконечности, т.е. волна находится на грани опрокидывания.

Проанализируем теперь случай, когда $n_b/n_0 > \frac{1}{2+\sqrt{1-\beta^2}}$ и решения внутри сгустка становятся непериодическими.

Как следует из периодичности кильватерного поля (I6) и условий (2I) и (22) наибольшее допустимое значение для A равно

$$A = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \gamma \qquad (28)$$

а наибольшее максимальное значение напряженности кильватерного поля E^{max} определяется выражением (23). При этом граничное значение импульса $p(0)$ определяется следующей зависимостью от отношения n_b/n_0

$$p(0) = -\frac{1}{\frac{n_b}{n_0}(1-\beta^2)}\left[\sqrt{B^2 - \frac{n_b^2}{n_0^2}(1-\beta^2)} - B\beta\right], \qquad (29)$$

где $B = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - \left(1 - \frac{n_b}{n_0}\right)$. Выражение (29) справедливо для значений $\frac{1}{2+\sqrt{1-\beta^2}} \leqslant \frac{n_b}{n_0} \leqslant \infty$. Таким образом, меняя плотность сгустка (при заданном n_0) от значения $\frac{n_0}{2+\sqrt{1-\beta^2}}$ когда решение внутри сгустка еще периодическое, до значений $n_b/n_0 \gg 1$, уменьшая при этом соответственно длину сгустка d , всегда можно иметь для напряженности E^{max} кильватерного поля значение, определяемое формулой (23). Граничное значение для напряженности поля $E^b(0)$ (4) внутри сгустка, которое является наибольшим значением тормозящего поля, при этом принимает следующий вид

$$E^b(0) = \frac{m\omega_p c}{e}\sqrt{2}\left\{\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{1}{\frac{n_b}{n_0}(1-\beta^2)}\left(B-\beta\sqrt{B^2-\frac{n_b^2}{n_0^2}(1-\beta^2)}\right)\right\}^{1/2} \qquad (30)$$

Значение $n_b/n_0 = \frac{1}{2+\sqrt{1-\beta^2}}$,при котором $E^b=0$, $\rho(0) = -\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$, как было сказано выше, соответствует периодическому решению. Для значений n_b/n_0 больших, чем $\frac{1}{2+\sqrt{1-\beta^2}}$ и до $n_b/n_0 \sim \frac{1}{1+\beta}$ напряженность поля $E^b(0) \leqslant m\omega_p c/e$ и коэффициент трансформации по-прежнему определяется выражением (27). Длина сгустка d при этом,при сохранении максимального значения E^{max} (23), уменьшается по сравнению с d_0 (24), $d \leqslant d_0$. С дальнейшим ростом n_b/n_0 до значений $\sim$ I и дальше до $n_b/n_0 \gg \gamma$ $E^b_{max}(0)$ растет до значений $E^b_{max} \approx \frac{m\omega_p c}{e}\sqrt{2}(\gamma-1)^{1/2}$ и коэффициент трансформации R стремится к единице. Таким образом, оптимальным вариантом возбуждения кильватерной волны является возбуждение протяженным сгустком длины $d \leqslant d_0$ (24) для значений $\frac{1}{2+\sqrt{1-\beta^2}} \leqslant \frac{n_в}{n_0} \lesssim \frac{1}{1+\beta}$ при которых $E^в_{max}$ имеет наименьшее значение $E^в_{max} \lesssim \frac{m\omega_p c}{e}$. При этом как напряженность кильватерного поля, так и коэффициент трансформации достаточно велики и определяются выражениями (23) и (27).

В заключение укажем, что в линейном приближении $n_в/n_0 \ll 1$ решение внутри сгустка, как следует из вышеизложенного, периодическое и максимальная напряженность поля $E^в_{max} = \frac{m\omega_p V_0}{e} \frac{n_в}{n_0}$, максимальная величина напряженности кильватерного поля $E^{max} = \frac{2m\omega_p V_0}{e} \frac{n_в}{n_0}$, коэффициент трансформации $R = 2$, длина сгустка $d = \pi V_0/\omega_p$, длина кильватерной волны $\tilde{z}_\lambda = \frac{2\pi V_0}{\omega_p}$, т.е. результаты линейной теории, как и следовало ожидать, содержатся в измененных здесь общих формулах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аматуни А.Ц.,Магомедов М.Р.,Сехпосян Э.В.,Элбакян С.С. Возбуждение нелинейных стационарных волн в плазме электронными сгустками. Физика плазмы,1979,т.5,вып.1,с.85-89.
2. Ruth R.D., Chao A.W., Morton P.L., Witson P.B. A plasma wake field accelerator. Particle accelerators, 1985,V.17,p.171.
3. Аматуни А.Ц.,Сехпосян Э.В.,Элбакян С.С. Возбуждение сильных продольных волн в плазме электронными сгустками. Физика плазмы,1986,т.12,вып.9,с.1145-1147.
4. Аматуни А.Ц.,Сехпосян Э.В.,Элбакян С.С. О возможности ускорения заряженных частиц кильватерной волной электронного сгустка в плазме. Труды XIII Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий,Новосибирск,Наука,1987,т.1, с.175-180.
5. Rosenzweig J.B. Nonlinear plasma dinamics in plasma wake field accelerator. Phys.Rev.Lett., 1987, V.88, p.555.
6. Amatuni A.Ts., Elbakyan S.S., Lasiev E.M. et al. Development of new methods for charged particle acceleration at Yerevan Physics Institute, Particle accelerators, 1990, V.32, pp.221-227. ЭЧАЯ,1989,т.20,вып.5,с.1246-1286.

7. Katsouleas T., Su J.J., Wilks S. et al. Plasmas in Future Accelerators, Particle Accelerators, 1990, V.32, pp.185-194.

8. Katsouleas T. Plasma Wakefield Accelerators. Вопросы атомной науки и техники,1990,вып.6(I4),с.I06-II4.
9. Ohashi H., Kawai J., Kondo S. Effects of Charge Distribution in a Driving Bunch on Nonlinear Plasma Wakefield Acceleration. Particle Accelerators, 1990, V.32, pp.215-220.

I0. Электродинамика плазмы /Под ред.Ахиезера А.И.,М.: Наука , I974.
II. Ландау Л.Д.,Лифшиц Е.М. Механика,М.: Наука,I973.
I2. Басс Ф.Г.,Гуревич Ю.Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда, М.: Наука, I975.

Рукопись поступила I8 июля I99I г.

А.Ц.АМАТУНИ,Э.В.СЕХПОСЯН,С.С.ЭЛБАКЯН

ВОЗБУЖДЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ КИЛЬВАТЕРНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ РЕЛЯТИВИСТСКИМ СГУСТКОМ ЭЛЕКТРОНОВ С ОДНОРОДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПЛОТНОСТИ

Редактор Л.П.Мукаян
Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать I2/XII-9Iг.　Формат 60х84/I6
Офсетная печать.Уч.изд.л. 0,8　Тираж 299 экз.　Ц I0к.
Зак.тип.№ I78　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