

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

5517 / 2-81
C

9/41-81
P9-81-531

С.Т.Иванов, К.А.Решетникова

НЕЛИНЕЙНОЕ РАВНОВЕСНОЕ СОСТОЯНИЕ
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ
БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ В ПЛАЗМЕ

Направлено в "Plasma Physics"

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Быстрое развитие техники получения сильноточных электронных пучков и широкие перспективы, связанные с усилением и генерацией мощных с.в.ч. волн и развитием новых методов ускорения, стимулируют исследование различных аспектов взаимодействия пучков заряженных частиц с электромагнитными волнами в электродинамических, в том числе и плазменных, структурах^{/1-3/}.

Известно, что при движении электронного пучка через плазму в системе при определенных условиях может развиваться довольно сильная пучковая неустойчивость, в результате которой возникает электромагнитная волна, а пучок теряет энергию. Вопрос об эффективности трансформации энергии пучка в энергию электромагнитного поля является важнейшим как с точки зрения усиления и генерации электромагнитных волн, так и для ускорения больших токов. Однако нелинейный характер процесса взаимодействия весьма затрудняет не только построение теории, но даже нахождение надежных аналитических оценок /см., напр.,^{/4/}/. Многие вопросы нелинейного взаимодействия частиц с генерируемой волной нуждаются еще в детальном анализе.

Для оценки эффективности генерации и усиления волны, возбуждаемой электронным пучком в плазме, в настоящее время используют два метода: численный и аналитический. В первом рассматривается последовательная трансформация фазовых траекторий частиц пучка в процессе их взаимодействия с электромагнитным полем^{/5-7/}. Реализация этого метода связана со значительными затратами времени на ЭВМ. Другой подход использует непосредственный анализ конечного стационарного состояния волна-пучок, когда волна и пучок синхронизируются, а обмен энергией между полем и частицами прекращается. Известно, что для однородных систем выход на нелинейный уровень насыщения сопровождается осцилляциями амплитуды поля^{/8/}. Тем не менее, аналитические оценки, полученные на основании анализа стационарного состояния на стадии насыщения, даже при приближенном подходе^{/9/} являются весьма полезными.

Как в том, так и в другом методе, нелинейный характер теории связан с воздействием волны на движение электронов пучка. Движение электронов плазмы предполагалось линейным. Это накладывало определенные ограничения на амплитуду волны. Поэтому в^{/9/} и в последующих работах предполагалось, что

$$e\Phi_0 \ll m_0 c^2 n_b \gamma_b, \quad /1/$$

где Φ_0 — амплитуда потенциала волны, \bar{n}_b — плотность электронов пучка, γ_b — релятивистский фактор электронов пучка.

При такой амплитуде поля движение частицы в системе координат, движущейся с фазовой скоростью волны, является нерелятивистским. Имеется небольшое число работ, например, /7,12/, где анализ проводился численно, и /10,11/, где находились аналитические оценки равновесного состояния пучка и волны, в которых движение захваченных волной частиц пучка предполагалось релятивистским, т.е. ограничение /1/ было снято.

Однако движение электронов плазмы в этих работах по-прежнему считалось линейным. Как показал наш анализ, для релятивистских пучков и больших амплитуд поля, когда происходит захват электронов пучка волной и электроны при движении в яме набирают энергию, сравнимую с энергией покоя, движение электронов плазмы является существенно нелинейным. Это приводит к тому, что часть энергии, отданной пучком системе, отбирается плазмой. Причем сначала, с ростом амплитуды, энергия, отбираемая плазмой, растет монотонно. Это приводит к тому, что в области параметров, где применимы приближения работы /7/, учет нелинейного характера движения плазмы приводит к понижению к.п.д. трансформации энергии пучка в энергию электромагнитного поля. Затем, с ростом релятивистского фактора пучка, при постоянной его плотности, затраты энергии на плазму по отношению к начальной энергии пучка (η_p) проходят через максимум и далее медленно уменьшаются. Если растет ток пучка при постоянстве релятивистского фактора, то зависимость величины η_p от концентрации электронов пучка носит колебательный характер. В связи с этим, с целью увеличения к.п.д. системы, необходим поиск оптимальных величин начальной энергии и тока пучка.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В работе используется традиционная постановка задачи. Рассматривается неограниченный поток плазмы с концентрацией \bar{n}_p , в которой распространяется гармоническая волна

$$E = E_0 \sin(\omega t - kz). \quad /2/$$

Здесь $\frac{\omega}{k} = v = \beta c$ — фазовая скорость волны.

В направлении оси z движется электронный пучок со скоростью $v_b = \beta_b c$ и концентрацией n_b . Пучок замагничен и его движение является одномерным.

Рассматривается стационарное, самосогласованное состояние пучка, плазмы и волны. Предполагается, что это состояние является конечным итогом развития пучковой неустойчивости и поэтому все электроны пучка можно считать захваченными волной.

В невозмущенном начальном состоянии пучок и плазма имели соответственно скорости $\vec{v}_b = \beta_b c$, $\vec{v}_p = \beta_p c = 0$ и концентрации \bar{n}_b , \bar{n}_p .

Учитывается нелинейность движения как электронов пучка, так и плазмы, т.е. снимается ограничение /1/. Это позволяет рассматривать пучки произвольной концентрации и энергии. Напомним, что начальное состояние пучка в таких задачах характеризуется параметром $S = (\frac{\nu}{2})^{1/3} \bar{\beta}_b^{-2} \bar{\gamma}_b^{-1}$, где $\nu = \frac{n_b}{n_p}$, $\bar{\gamma}_b = (1 - \bar{\beta}_b^2)^{-1/2}$.

В случае линейной плазмы и при условии /1/ величина $S \ll 1^{9/}$. В нашей работе параметр S может быть любым.

Исходная система уравнений состоит из уравнений Максвелла, уравнений движения, уравнений для изменения энергии и уравнения непрерывности.

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -4\pi \vec{j}, \quad /3a/$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial z} = 4\pi \rho, \quad /3б/$$

$$\frac{\partial \beta_i \gamma_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial \beta_i \gamma_i}{\partial z} = \frac{eE}{m_0 c}, \quad /3в/$$

$$\frac{\partial \gamma_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial \gamma_i}{\partial z} = \frac{eE v_i}{m_0 c^2}, \quad /3г/$$

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial j_i}{\partial z} = 0. \quad /3д/$$

Здесь индексы $i = b, p$ относятся, соответственно, к электронам пучка и плазмы, $\vec{j} = e(n_b \vec{v}_b + n_p \vec{v}_p)$, $\rho = e(n_b + n_p)$, $\beta_b = \frac{v_b}{c}$, $\beta_p = \frac{v_p}{c}$, v_b, v_p - скорости пучка и плазмы.

Подчеркнем еще раз, что мы рассматриваем конечное состояние развития пучковой неустойчивости, когда скорость пучка стала равной фазовой скорости волны и установившаяся гармоническая волна захватила пучковые электроны. Исходя из системы уравнений /3/, предположений о гармоничности волны /2/ и условия захвата электронов, получим замкнутую систему уравнений для определения неизвестных: амплитуды волны, частоты, фазовой скорости, а также постоянных в интегралах движения, определяемых через скорости пучка и плазмы в точках минимума потенциала.

Из системы /3/ нетрудно получить уравнения баланса энергии и импульса рассматриваемой системы: волна-плазма-пучок. Действительно, умножая первые два уравнения на E , а затем интегрируя по всему объему, найдем:

$$\left\langle \frac{E^2}{8\pi\omega_0 c^2} \right\rangle + \langle n_b \gamma_b \rangle + \langle n_p \gamma_p \rangle = \bar{n}_b \bar{\gamma}_b + \bar{n}_p, \quad /4a/$$

$$\langle n_b \beta_b \gamma_b \rangle + \langle n_p \beta_p \gamma_p \rangle = \bar{n}_b \bar{\beta}_b \bar{\gamma}_b. \quad /4б/$$

Здесь скобки означают усреднение по длине волны. Из первых двух уравнений исходной системы /3/ получим известное уравнение для поля

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = -4\pi \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial j}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial z} \right). \quad /5/$$

Учитывая /2/, перейдем к новой переменной $\xi = t - \frac{z}{v}$ ($\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \xi}$, $\frac{\partial}{\partial z} = \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial \xi}$) и введем обобщенный потенциал Φ так, что

$$E = \frac{1}{v \gamma^2} \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = -\frac{k}{\gamma^2} \Phi_0 \sin \psi. \quad /6/$$

Здесь $\Phi = \Phi_0 \cos \psi$, $\psi = \omega \xi$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Введем обозначение:

$$\phi = \frac{e\Phi}{m_0 c^2}. \quad /7/$$

Тогда уравнение /5/ будет:

$$\frac{d^2 \phi}{d\psi^2} = \beta^2 \gamma^2 (\nu_b - \bar{\nu}_b + \nu_p - \bar{\nu}_p), \quad /8/$$

где

$$\nu_b = \frac{4\pi e^2 n_b}{m_0 \omega^2}, \quad \bar{\nu}_b = \frac{4\pi e^2 \bar{n}_b}{m_0 \omega^2},$$

$$\nu_p = \frac{4\pi e^2 n_p}{m_0 \omega^2}, \quad \bar{\nu}_p = \frac{4\pi e^2 \bar{n}_p}{m_0 \omega^2}.$$

Используем интеграл уравнения непрерывности в виде:

$$\nu_b = \frac{\bar{\nu}_b}{I_b (\beta_b - \beta)}, \quad \nu_p = \frac{\bar{\nu}_p}{I_p (\beta_p - \beta)}, \quad /9/$$

где

$$I_b = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\psi}{(\beta_b - \beta)}, \quad I_p = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\psi}{(\beta_p - \beta)}.$$

Заметим, что при усреднении мы считали $\langle n_b \rangle = \bar{n}_b$, $\langle n_p \rangle = \bar{n}_p$. Тогда уравнения баланса /4/ и уравнение поля /8/, после усреднения, можно записать в виде:

$$\phi_0 = 2\beta^2 \gamma^2 (\bar{\nu}_b b_1 + \bar{\nu}_p p_1), \quad /10a/$$

$$\bar{\nu}_b (\bar{\beta}_b \bar{\gamma}_b - b_2) = \bar{\nu}_p p_2, \quad /10б/$$

$$\frac{\phi_0^2}{4\beta^2 \gamma^4} = \bar{\nu}_b (\bar{\gamma}_b - b_3) + \bar{\nu}_p (1 - p_3), \quad /10в/$$

где

$$b_1 = \frac{1}{2\pi I_b} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \psi d\psi}{\beta_b - \beta}; \quad b_2 = \frac{1}{2\pi I_b} \int_0^{2\pi} \frac{\beta_b \gamma_b d\psi}{\beta_b - \beta}; \quad b_3 = \frac{1}{2\pi I_b} \int_0^{2\pi} \frac{\gamma_b d\psi}{\beta_b - \beta};$$

p_1, p_2, p_3 соответствуют b_1, b_2, b_3 с заменой под знаком интеграла индекса b на p . К системе уравнений /10/ добавим интегралы уравнений движения /3в/:

$$\gamma'_b + \phi' = \gamma'_0, \quad /11a/$$

$$\gamma'_p + \phi' = \gamma'_{p0}, \quad /11б/$$

где

$$\gamma'_b = \gamma \gamma_b (1 - \beta \beta_b), \quad \phi' = \frac{\phi}{\gamma}, \quad \gamma'_0 = \gamma \gamma_0 (1 - \beta \beta_0),$$

$$\gamma'_p = \gamma \gamma_p (1 - \beta \beta_p), \quad \gamma'_{p0} = \gamma \gamma_{p0} (1 - \beta \beta_{p0}),$$

β_0, β_{p0} - скорости электронов пучка и плазмы при $\phi=0$. Из уравнения /11а/ при $\beta_b = \beta$ определим ϕ_0 :

$$\phi_0 = \gamma (\gamma'_0 - 1). \quad /12/$$

Это и есть условие захвата с учетом релятивистского характера движения пучковых электронов.

Получим еще одно соотношение, необходимое для полноты системы уравнений. Умножим /11а/ на ν_b , /11б/ на ν_p , сложим и усредним с учетом соотношений /4/ и /8/. В результате получим:

$$\frac{\phi_0^2}{4\beta^2 \gamma^3} = \bar{\nu}_b (\gamma'_0 - \bar{\gamma}') + \bar{\nu}_p (\gamma'_{p0} - \gamma). \quad /13/$$

В итоге для определения пяти неизвестных величин: амплитуды волны, частоты, фазовой скорости и постоянных интегрирования имеем пять уравнений /10а, 10б, 10в, 12, 13/.

Нетрудно показать, что при условии /12/ $b_1 = 1$, $b_2 = \beta \gamma$, $b_3 = \gamma$. Тогда перечисленные выше уравнения можно записать в виде:

$$\gamma'_0 = 1 + 2\gamma[\nu(\bar{\gamma} - \gamma) - (p_3 - 1)],$$

$$\gamma'_{p0} = 1 + \nu (\bar{\gamma}' - \gamma'_0) + \frac{(\nu + p_1)}{\gamma} [(\bar{\gamma} - \gamma)\nu - (p_3 - 1)],$$

$$\bar{\nu}_p = \frac{(\bar{\gamma} - \gamma)\nu - (p_3 - 1)}{\beta^2(\nu + p_1)}, \quad /14/$$

$$\beta\gamma = \bar{\beta}\bar{\gamma} - p_2/\nu.$$

Здесь $\nu = \bar{n}_b/\bar{n}_p$, $\bar{\beta} = \bar{\beta}_b$, $\bar{\gamma} = \bar{\gamma}_b$, $\bar{\gamma}' = \bar{\gamma}'_b$. Система уравнений /14/ решалась методом Ньютона. При этом задавались ν , $\bar{\beta}$, определялись: $\bar{\nu}_p$, γ'_0 , γ'_{p0} , β . Определив из /14/ указанные величины, легко найти к.п.д. системы, т.е. коэффициент трансформации начальной энергии пучка в энергию электромагнитного поля:

$$\eta = \frac{E_0^2}{16\pi m_0 c^2 \bar{n}_b \bar{\gamma}_b} = \frac{\phi_0^2}{4\nu \nu_p \beta^2 \gamma^4 \bar{\gamma}}. \quad /15/$$

С учетом /10б/ соотношение /15/ можно записать в следующей форме:

$$\eta = 1 - \frac{\gamma}{\gamma} - \frac{(p_3 - 1)}{\nu \bar{\gamma}}. \quad /16/$$

Помимо коэффициента η большой интерес для анализа распределения энергии между различными частями системы представляют следующие коэффициенты. Коэффициент η_b , характеризующий отношение энергии, отданной пучком в систему, к начальной энергии пучка

$$\eta_b = \frac{m_0 c^2 (\bar{\gamma} - \gamma) \bar{n}_b}{m_0 c^2 \bar{n}_b \bar{\gamma}} = \frac{(\gamma - \gamma)}{\bar{\gamma}} = 1 - \frac{\gamma}{\bar{\gamma}}. \quad /17/$$

Коэффициент η_p , равный отношению энергии, затрачиваемой на движение электронов плазмы, к начальной энергии пучка

$$\eta_p = \frac{m_0 c^2 \bar{n}_p (p_3 - 1)}{m_0 c^2 \bar{n}_b \bar{\gamma}} = \frac{p_3 - 1}{\nu \bar{\gamma}}. \quad /18/$$

При этом, как следует из /16/,

$$\eta_p + \eta = \eta_b. \quad /19/$$

Представляют также интерес коэффициенты η' и η'_p . Первый определяет, какая доля энергии, отданной пучком в систему, трансформировалась в энергию электромагнитного поля, второй характеризует потери энергии на плазму по отношению к той же величине. При этом

$$\eta' + \eta'_p = 1, \quad /20/$$

где

$$\eta' = \frac{E_0^2}{16\pi m_0 c^2 n_b (\bar{\gamma} - \gamma)}$$

3. ОБСУЖДЕНИЕ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Прежде чем перейти к анализу численных результатов, обсудим некоторые вопросы, относящиеся к линейной плазме. Если плазма линейна, то $\frac{\beta_\nu}{\beta} \ll 1$, т.е. $\frac{\phi_0}{\beta^2 \gamma^2} \ll 1$. С учетом /19/ это приводит к условию:

$$\frac{\gamma'_0 - 1}{\beta^2 \gamma} \ll 1. \quad /21/$$

С другой стороны, предположение о нерелятивистском характере движения в системе покоя волны приводит к условию:

$$(\gamma'_0 - 1) \ll 1. \quad /22/$$

Сравнивая /21/ и /22/, видим, что для малых значений фазовой скорости ($\beta^2 \ll 1, \gamma \approx 1$) предположение о линейности плазмы приводит к условию нерелятивистского движения электронов пучка в движущейся со скоростью v системе координат /условие /21/ более жесткое, чем /22//. В случае же $\beta \approx 1, \gamma \gg 1$ предположение о нерелятивистском характере движения в системе покоя волны означает, что плазма линейна /в этом случае условие /22/ более жесткое, чем /21/.

Имея в виду пучки с релятивистскими скоростями ($\beta \approx 1$) и предполагая, что условие /22/ выполняется, получим из уравнений /14/ линейную зависимость к.п.д. системы от параметра S :

$$\eta = 0,5S. \quad /23/$$

Такой же результат получен в /7/. В работе /9/ получена та же линейная зависимость, но с другим коэффициентом $\eta = 0,4S$. Заметим, что в работе /10/ получено тоже $\eta = 0,4S$. Это объясняется тем, что с учетом условия /20/ там использовалось из системы уравнений /10,11,12/ только одно уравнение /10а/. Несколько меньшие значения для η получены в работе /8/ - $\eta = 0,23S$. При том же условии /20/ при $v \ll 1$ из уравнения /10а/ получаем линейное дисперсионное уравнение для системы плазма-пучок.

Следуя /14/, мы построили характеристики стационарного состояния плазма-пучковой системы в зависимости от S . Поскольку при рассмотренных нами конечных S эти характеристики являются независимыми функциями начальной энергии пучка и его концентрации, то графики строились как для $S(\bar{\gamma})$, так и для $S(v)$. Результаты численного счета представлены на рис.1÷6.

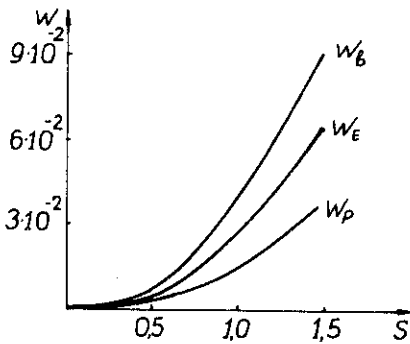


Рис. 2. Зависимость коэффициентов η , η_b , η_p , η_s от параметра $S = S(\bar{\gamma})$ при $\nu = 0.2$.

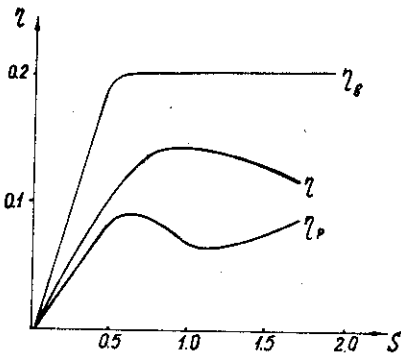


Рис. 3. Зависимость коэффициентов η , η_b , η_p от параметра $S = S(\nu)$ при $\bar{\gamma} = 2.5$.

Рис. 1. Зависимость энергии $W_b = \bar{\nu}_b (\bar{\gamma} - \gamma)$, отдаваемой пучком системе, энергии волны $W_E = \frac{\phi \delta}{4\beta^2 \gamma^4}$ и энергии, идущей в плазму, от параметра $S = S(\nu)$ при $\bar{\gamma} = 2.5$.

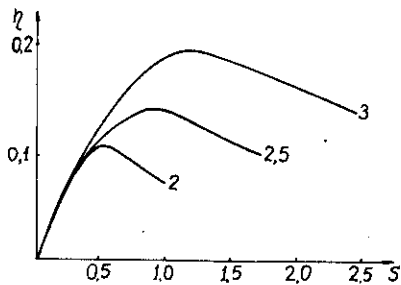
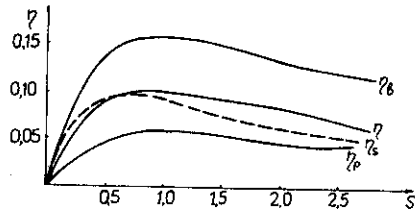


Рис. 4. Зависимость коэффициента η от параметра $S = S(\nu)$ для разных $\bar{\gamma}$ ($\bar{\gamma} = 2; 2.5; 3$).

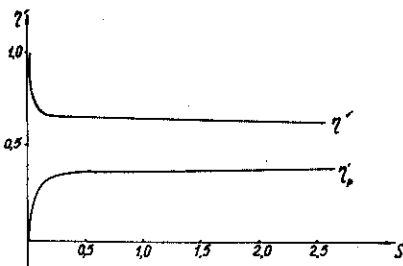


Рис. 5. Зависимость коэффициентов η' и η_p от параметра $S = S(\bar{\gamma})$ при $\nu = 0.2$.

На рис.1 показан для $\bar{\gamma}=2,5$ и $S=S(\nu)$ ход кривых W_b , W_E и W_p , характеризующих, соответственно, энергию, отданную пучком системе, волновую и энергию, идущую в плазму. Видно, что с ростом концентрации электронов пучка, т.е. $S(\nu)$ все части растут. Также увеличиваются W_b, W_E, W_p с ростом $S(\bar{\gamma})$, при постоянном ν . Однако их отношение к начальной энергии пучка меняется более сложным образом. Это видно из рис.2 и 3, где показаны коэффициенты η_b, η, η_p как функции $S(\bar{\gamma})$ и $S(\nu)$, соответственно. На рис.2 представлен ход коэффициента η в функции S . При этом $\nu=0,2, \bar{\nu}_p=0,4, 1,015 \leq \bar{\gamma} \leq 5,18$ и $1,01 \leq \gamma \leq 4,56$. Видно, что с ростом энергии пучка к.п.д. системы (η) сначала растет, достигает максимума /в данном случае при $\bar{\gamma}=2,35$ и $\gamma=1,98$ / затем начинает уменьшаться. Уменьшение η связано с тем, что отношение энергии, отданной пучком системе, к начальной энергии пучка также уменьшается с ростом S /кривая η_b /. Это обстоятельство связано с тем, что начальная энергия пучка растет быстрее, чем доля энергии, которую пучок отдает системе, т.к. при релятивистских скоростях электроны из-за своей увеличивающейся массы находятся в ускоряющей фазе поля значительно больше времени, чем в замедляющей /7,12/. Аналогичный ход имеет кривая η_p , характеризующая отношение потерь энергии на плазму к начальной энергии пучка. На этом же рисунке пунктиром нанесен ход коэффициента η_s , который вычислен по качественной формуле $\eta_s = \frac{0,5S}{(1+S)^{5/2}}$, приведенной в работе /14/, где плазма считалась линейной. Видно, что учет потерь энергии на плазму в области $S < 0,7$ уменьшает коэффициент трансформации энергии пучка в энергию электромагнитного поля. При $S > 0,7$ вряд ли можно считать плазму линейной.

В случае, когда $S=S(\nu)$, зависимость $\eta(S)$ качественно остается такой же, как при $S=S(\bar{\gamma})$ /рис.3,4/. Как следует из рис.3, максимум к.п.д. растет с ростом $\bar{\gamma}$ и сдвигается в сторону больших S . При $\bar{\gamma}=2$ ($\gamma=1,726, \bar{\nu}_p=0,4$) максимум η приходится на значение $S=0,6$ / $\nu=0,11$ /, при $\bar{\gamma}=2,5$ ($\gamma=2, \bar{\nu}_p=0,45$) η_{\max} соответствует $S=1,05$ ($\nu=0,23$), при $\bar{\gamma}=3$ ($\gamma=2, \bar{\nu}_p=0,51$) η_{\max} будет при $S=1,27$ ($\nu=0,214$). Уменьшение η с ростом S вызвано тем же самым релятивистским эффектом увеличения массы электрона.

Зависимость $\eta_b(S)$ и $\eta_p(S)$ при $\bar{\gamma}=\text{const}$ имеет совершенно другой вид, чем при $\nu=\text{const}$. При постоянной разности начальной и конечной энергий пучка доля энергии, отданная пучком системе, начиная с некоторого значения концентрации пучка, остается неизменной /рис.3/. Однако только часть этой энергии идет на возбуждение электромагнитной волны, остальная тратится на колебания электронов плазмы. Как видно из рис.3, потери на плазму имеют колебательный характер: сначала растут, затем падают,

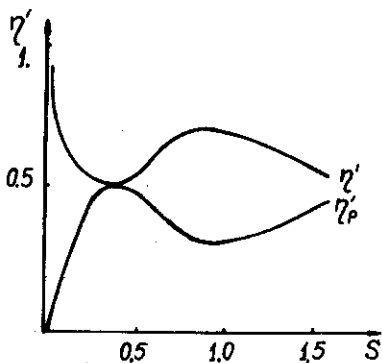


Рис. 6. Зависимость коэффициентов η' и η'_p от параметра $S=S(\nu)$ при $\bar{\gamma} = 2,5$.

потом опять растут. Этот весьма неожиданный результат нельзя объяснить в рамках гидродинамического приближения нашей модели. Требуется кинетическое рассмотрение самосогласованного стационарного состояния системы волна-пучок-плазма. Такой метод в случае нерелятивистского движения частиц пучка в системе по-

кой волны развит в^{15/}. Мы надеемся, что его расширение на случай релятивистского движения даст возможность объяснить колебательный характер $\eta_p = f(\nu)$. Здесь отметим, что для небольших ν ($\nu \approx 10\%$) влияние концентрации пучка рассмотрено в^{16/}. Ход кривой $\eta_b(\nu)$, построенный по результатам таблицы 3 этой работы, близок к начальному участку зависимости η_b от $S(\nu)$ на рис. 3.

На рис. 5 представлены кривые η' и η'_p , характеризующие соответственно отношения плотности энергии электромагнитного поля и потерь в плазме к энергии, отданной пучком системе. Видно, что при $S \ll 1$ энергия, отданная системе, почти равна энергии поля. С ростом S растет амплитуда поля и увеличиваются потери энергии на плазму. В результате η' уменьшается, а η'_p , начиная с некоторой энергии, практически остается постоянной величиной. Это означает, что при данном токе пучка существует некоторое оптимальное значение энергии инжекции пучка в систему, при котором для выбранной частоты волны пучок отдает наибольшее количество своей энергии, что приводит к максимальному к.п.д. С точки зрения эффективности генерации нужно выбирать системы с небольшим S .

На рис. 6 представлены кривые η' и η'_p для $\bar{\gamma} = 2,5$ и $S = S(\nu)$. Отношение энергии волны к энергии, отданной пучком системе, составляет в максимуме к.п.д. $\approx 70\%$, остальные 30% идут на потери в плазме. Здесь зависимость коэффициента η'_p от ν , а вместе с ним η' , так же как и зависимость η_p на рис. 3, носит колебательный характер. Ход кривых при малых $S(\nu)$ качественно не отличается от их хода при малых $S(\gamma)$.

В заключение авторы выражают благодарность А.А.Рухадзе и В.К.Гришину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Богданкевич Л.С. и др. Препринт ФИАН СССР, №95, М., 1979.
2. Богданкевич Л.С. и др. Изв. вузов, Физика, 1979, 10, с.47.
3. Сб. Нелинейные волны. "Радиофизика", 1976, 5, с.6.
4. Физика сильнооточных релятивистских электронных пучков /под ред. А.А.Рухадзе/. "Атомиздат", М., 1980.
5. Онищенко И.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1970, 12, с.407; 1970, 12, с.281.
6. O'Neil T.M. et al. Phys. of Fluids, 1971, 14, p.120.
7. Thode L.E., Sudan R.N. Phys. of Fluids, 1975, 18, p.1552.
8. Matsiborko N.G. et al. Plasma Phys., 1972, 14, p.591.
9. Ковтун Р.М., Рухадзе А.А. ЖЭТФ, 1970, 58, с.1790.
10. Иванов С.Т. и др. ЖТФ, 1978, 48, с.1346.
11. Иванов С.Т. и др. ОИЯИ, 9-11370, Дубна, 1978.
12. Lampe M., Sprangle P. Phys. of Fluids, 1975, 18, p.475.
13. Иванов С.Т. ЖТФ, 1976, 46, с.1408.
14. Thode L.E., Sudan R.N. Phys.Rev.Lett., 1973, 30, p.732.
15. Гришин В.К. и др. Болг.физ.журн., 1980, 7, с.315.
16. Астрелин В.Т., Бучельникова И.С. ЖТФ, 1976, 46, с.1645.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 августа 1981 года.