

претерпевают доплеровское смещение, а в поперечном направлении от оси Z энергия в основном сосредоточена в окрестности траектории источника. При удалении от оси Z убывание носит осциллирующий характер.

Численные оценки показывают, что, например, с увеличением расстояния точки наблюдения ρ от $10l$ до $40l$ плотность энергии излучения АВ на первой гармонике уменьшается на три порядка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Джангирян Р. Г., Костанян Ф. А. *Астрофизика*, 22, 189 (1985).
2. Lee M. A., *J. Geophys. Res.*, 67, 5063 (1981); 88, 6109 (1983).
3. Open Symposium on active experiments in space plasmas, Abstracts of scientific papers, XXI-st Gen. Ass. URSI, Florence, Italy, 1984, 77 p.

ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑՔԻ ԿՈՂՄԻՑ ԱՂՖՎԵՆՅԱՆ ԱՂԻՔՆԵՐԻ ԺԱՌԱԳԱՅՔՈՒՄԸ ՄԱԳՆԵՏԱԱԿՏԻՎ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ

Ա. Հ. ԲԱՐՍԵԳՅԱՆ

Գիտված է մագնիսակախված պլազմայում շարժվող արտաքին լիցքի կողմից ալֆվենյան ալիքների ճառագայթումը: Ցույց է տրված, որ ճառագայթումը կենտրոնացված է աղբյուրի հետագծի շրջակայքում և աղբյուրի շարժման տիրույթից հեռանալիս էներգիայի խտությունը կտրուկ նվազում է:

EXCITATION OF ALFVEN WAVES BY A MOVING CHARGE IN MAGNETOACTIVE PLASMA

A. G. BARSEGYAN

The radiation of Alfvén waves by an external charge moving in magnetoactive plasma has been considered. The wave is shown to be concentrated in the neighbourhood of source trajectory and the energy density of radiation to sharply decrease with the distance from the region of charge motion.

Изв. АН Армении, Физика, т. 26, вып. 1, 23—27 (1991)

УДК 533.95

ՕԲ УСЛОВИЯХ СПРАВЕДЛИВОСТИ ЛИНЕЙНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ТЕОРИИ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Н. И. КАРБУШЕВ, Э. В. РОСТОМЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 18 июля 1990 г.)

Показано, что условие допустимости линейного рассмотрения движения электронов плазмы, традиционно используемое в теории плазменно-пучкового взаимодействия может быть нарушено, если ток пучка превосходит предельный вакуумный ток. Получены новые, более жесткие условия линейного рассмотрения плазмы.

В нелинейной теории плазменно-пучкового взаимодействия нелинейными уравнениями описывается лишь движение электронов пучка, а

плазма предполагается линейной средой. В качестве достаточного условия такого допущения служит условие малости плотности электронов пучка по сравнению с плотностью электронов плазмы (см., например, [1, 2]). Вместе с тем, для плазменно-пучковых систем различных геометрий условие допустимости линейного описания плазмы оказывается различным и требует уточнения. Кроме того, в системах с сильнорелятивистскими электронными пучками линейное описание плазмы может быть несправедливым и при плотностях электронов пучка, малых по сравнению с плотностью плазмы.

В настоящей работе для конкретной плазменно-пучковой системы получено условие, при выполнении которого движение электронов плазмы можно считать линейным. Рассматривается взаимодействие моноэнергетического (в равновесном состоянии) электронного пучка и холодной плазмы, замагниченных и однородных во всем полупространстве $z > 0$. Усиливаемая монохроматическая плазменная волна на частоте $\omega < \omega_p$ (ω_p — ленгмюровская частота плазмы) находится в черенковском синхронизме с пучком и распространяется под углом к пучку. Продольная и поперечная составляющие волнового вектора равны соответственно k_{\parallel} и k_{\perp} .

В качестве критерия линейности плазмы выберем условие малости амплитуды осцилляций ее электронов r_E в поле волны возмущений по сравнению с длиной волны

$$k_{\perp} r_E \ll 1. \quad (1)$$

В случае черенковского синхронизма фазовая скорость волны $v_{\phi} = \omega/k_{\parallel}$ равна скорости пучка и условие (1) одновременно означает, что скорость осцилляций электронов плазмы $v_E = \omega r_E$ — нерелятивистская, т. е. в (1) необходимо подставлять $r_E = eE_z/m\omega^2$, где E_z — амплитуда продольной составляющей полного электрического поля, e и m — заряд и масса электрона. Поперечная составляющая электрического поля не влияет на электроны вследствие их замагниченности.

Поле E_z в общем случае равно сумме поля плазменной волны $E_z^{(p)}$ и поля высокочастотного пространственного заряда пучка $E_z^{(b)}$. Учитывая соотношения между продольной и поперечной составляющими амплитуды электрического поля плазменной волны

$$E_{\perp} = \frac{k_{\perp} k_{\parallel}}{k_{\perp}^2 - \omega^2/c^2} E_z^{(p)}, \quad (2)$$

а также выражение для амплитуды магнитного поля $B_{\perp} = \omega E_{\perp}/k_{\parallel} c$ имеем следующее выражение для продольной составляющей вектора Пойнтинга

$$P_w = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \left[\mathbf{E}, \mathbf{B} \right]_z = \frac{\omega k_{\perp} k_{\parallel}}{(k_{\perp}^2 - \omega^2/c^2)^2} \frac{(E_z^{(p)})^2}{8\pi}. \quad (3)$$

Поток энергии (3) удобно сравнивать с потоком кинетической энергии электронного пучка, поступающим в плазменно-пучковую систему

$$P_b = n_b m c^2 u (\gamma - 1) = \frac{m^2 c^2}{4\pi e^2} \omega_b^2 u (\gamma - 1), \quad (4)$$

где $\omega_b = (4\pi e^2 n_b/m)^{1/2}$ — ленгмюровская частота пучка $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор его электронов, n_b и u — плотность и скорость электронов пучка. Отношение потоков (3) и (4) равно

$$\eta = P_w/P_b = \frac{2}{v(1+\delta)^2(1-\gamma^{-1})} \left(\frac{\gamma e E_z^{(p)}}{m\omega c} \right)^2, \quad (5)$$

где введены следующие безразмерные величины $v = 4\omega_b^2/\gamma k_z^2 u^2$ (параметр сильноточности), $\delta = 2\gamma^2(k_{\parallel}u/\omega - 1)$ (расстройка) и учтено, что в условиях черенковского синхронизма $|\omega - k_{\parallel}u| \ll \omega$. Как было показано в [5, 6], характер плазменно-пучкового взаимодействия существенно определяется величиной параметра сильноточности v . В случае малых v поле пространственного заряда $E_z^{(b)} \sim v^{1/3} E_z^{(p)} \ll E_z^{(p)}$ и им можно пренебречь. Неустойчивость же существует в основном в области малых значений расстройки $|\delta| \sim v^{1/3} \ll 1$. Если параметр сильноточности велик, то амплитуда поля пространственного заряда связана с амплитудой плазменной волны соотношением $E_z^{(b)} \sim E_z^{(p)} \sqrt{v/(1+\delta)}$. Неустойчивость возможна в широком интервале изменения расстройки, причем наиболее быстро она развивается в случае $\delta \sim v \gg 1$. Воспользовавшись этими результатами, можно записать критерий линейности плазмы (1) в более удобном виде.

Неравенство (1) накладывает следующие ограничения на максимальную амплитуду продольной составляющей электрического поля возмущений

$$(E_z^{(b)})_{\max} \ll (m\omega/e)^2. \quad (6)$$

Подставляя в (6) значение $E_z^{(p)}$ (в условиях малого пространственного заряда $E_z^{(b)} \lesssim E_z^{(p)}$) из (5) имеем

$$\eta_{\max} v (1+\delta)^2 \ll 2\gamma^2 (1+\gamma^{-1}). \quad (7)$$

При малом параметре сильноточности ($v \ll 1$) неравенство (7) выполняется автоматически, поскольку $|\delta| \ll 1$, $\eta_{\max} \sim v^{1/3}$ [1, 2]. Если же параметр сильноточности велик ($v \gtrsim 1$) и расстройка $\delta \sim v$, то неравенство (7) может быть выполнено только для ультрарелятивистских электронных пучков при $\gamma^2 \gg 1$, $\eta_{\max} v \ll 2\gamma^2$. Требование на ультрарелятивизм пучков не становится менее жестким даже в условиях быстрого спада к.п.д. $\eta_{\max} \sim v^{-1}$ при больших v [7]. При этом должно быть $v^2 \ll 2\gamma^2$.

Вид критерия допустимости линейного рассмотрения плазмы становится отличным от (7) если $v \gg 1$, а расстройка $\delta \lesssim v$. Тогда в (6) вместо $E_z^{(p)}$ следует подставлять $E_z^{(b)} = E_z^{(p)} \sqrt{v/(1+\delta)}$.

При этом получим

$$\eta_{\max} v^2 (1+\delta) \ll 2\gamma^2 (1+\gamma^{-1}). \quad (8)$$

В частности, в области малых расстроек это условие сводится к $\eta_{\max} v^2 \ll 2\gamma^2$. Учет спадающей зависимости к.п.д. от v ($\eta_{\max} \sim v^{-1}$) в (8) приводит к условию $v \ll 2\gamma^2$.

Сравним теперь полученные критерии допустимости линейного рассмотрения плазмы с условием малости плотности электронов пучка по

сравнению с плотностью электронов плазмы (с учетом релятивистского фактора) $\omega_p^2 \ll \gamma^3 \omega_p^2$, которое можно привести к виду

$$p \ll v (\gamma^2 v)^2, \quad (9)$$

где $p = \gamma^2 k_{\perp}^2 u^2 / \omega_p^2$. При малых v условие (9) выполняется автоматически, а при $v \gg 1$ оно оказывается намного более мягким, чем (7) или (8). Учитывая, что при $v \gg 1$ плазменно-пучковая неустойчивость развивается при значениях параметра $p \lesssim v$ [5, 6], заключаем, что плазма может быть нелинейной средой даже при взаимодействии с электронным пучком малой плотности. Для рассматриваемой системы линейное описание плазмы допустимо лишь при выполнении неравенства $v \ll 2\gamma^2$ или еще более жесткого.

Приведенные соотношения подтверждаются на примере следующей конкретной плазма-пучковой системы. Если плазма заполняет волновод, то $k_{\perp} \sim 1/a$ (a — поперечный размер волновода) и параметр сильноточности $\sim I/I_A$, где I — ток пучка, I_A — альфеновский ток [6, 7]. Под E_{\perp} же понимается усредненная по поперечному сечению амплитуда. При этом однозначно следует, что плазма не может описываться как линейная среда, если ток пучка порядка пирсовского ($v \sim 2\gamma^2$).

Ограничения на параметры плазменно-пучковой системы, полученные в настоящей работе из критерия (I), являются более жесткими, чем обычно понимаемое ограничение, следующее из малости плотности электронов пучка по сравнению с плотностью плазмы. Последнего условия может оказаться недостаточно для линейного описания движения электронов плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Онищенко И. Н. и др. Письма ЖЭТФ, 12, 407 (1970).
2. Карбушев Н. И., Ростомян Э. В., Чигладзе Г. Г. Изв. АН Армении, Физика, 24, 67 (1989).
3. Айзайский Н. И. Физика плазмы, 6, 597 (1980).
4. Блиох Ю. А. и др. ДАН СССР, 275, 56 (1984).
5. Белов Н. Е., Карбушев Н. И., Рухадзе А. А. ЖТФ, 52, 1674 (1982).
6. Карбушев Н. И. Физика плазмы, 11, 1391 (1985).
7. Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Филиппов Д. С. Релятивистская высокочастотная электроника. Сборник, вып. 2, Горький, 1981, с. 170.

ՊԼԱԶՄԱՅԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԸ ԳԾԱՑԻՆ ՄՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅԱՄԲ ԴԻՏԱՐԿԵԼՈՒ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐԸ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ԵՎ ՊԼԱԶՄԱՅԻ ՓՈՆԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆՈՒՄ

Ն. Ի. ԿԱՌՐՈՒՇՈՎ, Է. Վ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ պլազմայի էլեկտրոնները գծային մոտավորությամբ դիտարկելու պայմանը, երբ միշտ օգտագործվում է էլեկտրոնային փնջի և պլազմայի փոխազդեցության տեղադրում, կարող է խախտվել, եթե էլեկտրոնային փնջի հոսանքը գերազանցում է սահմանային հոսանքը վակուումային պրեատարում: Գտնված են նոր, ավելի բխում պայմաններ, որոնց առկայության դեպքում պլազմայի էլեկտրոնները կարելի է դիտարկել գծային մոտավորությամբ:

ON THE APPLICABILITY OF LINEAR APPROXIMATION TO PLASMA ELECTRONS IN THE BEAM-PLASMA INTERACTION THEORY

N. I. KARBUSHEV, E. V. ROSTOMYAN

It is shown, that the linear approximation to the motion of plasma electrons often used in beam-plasma interaction theory, may be inapplicable when the beam current exceeds the limiting current in a vacuum waveguide. New, more stringent conditions for the applicability of linear approximation to plasma electrons are obtained.

УДК 621.373.826

Изв. АН Армении, Физика, т. 26, вып. 1, 27—32 (1991)

ПИКОСЕКУНДНЫЙ РОС ЛАЗЕР С ШИРОКОЙ ОБЛАСТЬЮ ПЕРЕСТРОЙКИ

А. А. ЛАЛАЯН, С. М. САРКИСЯН, Т. А. ПАПАЗЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 3 марта 1990 г.)

Разработана и исследована новая и простая схема спектральной перестройки лазера на красителе с распределенной обратной связью, которая обеспечивает бесфоновую генерацию в спектральной области ~ 900 А без промежуточной подъюстировки. Исследовано влияние временных и энергетических параметров излучения накачки, а также концентрации красителя на спектральные и энергетические характеристики выходного излучения лазера на красителе.

Перестраиваемые по частоте ультракороткие импульсы света (УКИ) широко применяются и находят все новые области применения при решении исследовательских задач в различных отраслях нелинейной оптики, лазерной спектроскопии, биологии, химии, медицины и т. д.

Одним из наиболее удобных источников перестраиваемых УКИ является РОС лазер, отличающийся простотой осуществления перестройки, спектрально узкой линией излучения, получаемой без применения селективных элементов, компактностью, возможностью генерирования одиночных УКИ даже при накачке импульсами значительно большей длительности [1].

В традиционных схемах с РОС существует определенная проблема обеспечения большого спектрального диапазона перестройки длины волны генерации. Задача заключается в том, что изменение длины волны, то есть изменение угла схождения двух пучков накачки в активной среде достигается посредством изменения позиции, либо одновременно двух связанных зеркал (призм), либо одного перестроенного зеркала (призмы) [1, 2]. Однако создание перестраиваемых, пикосекундных источников по таким схемам в аспекте широкого практического применения, наталкивается на определенные трудности, особенно при внедрении системы автоматического управления. А именно, в ходе осуществления перестройки частоты генерации между плоскостью пересечения пучков накачки и поверхностью активной среды возникает значительный сдвиг, что ведет