13. *Бекряев В. И., Качурин Л. Г., Псоломщиков В. Ф.* Труды ЛГМИ, 45, М., Гидрометеоиздат, с. 3, 1972.

14. Лабораторное моделирование процессов контактной электризации облачных частиц. Под редакцией И. М. Имянитова и Е. В. Чубарина. Гидрометеоиздат, Л., 1985.

15. *Sinha M. P., Caldwell C. D., Zare R. N.* The J. Chemical Phys., 61, 491, 1974.

ՋՐԻ ԳՈԼՈՐՇՈՒ ՇԱՐԺՄԱՆ ՄԵԽԱՆԻԿԱԿԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՓՈԽԱՐԿՄԱՆ ՆՈՐ ՄԵԽԱՆԻԶՄ ԵՎ ՆՐԱ ԴԵՐԸ ԵՐԿՐԻ ՄԹՆՈԼՈՐՏԻ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆԱՑՄԱՆ ԳՈՐԾԸՆԹԱՑՈՒՄ

Հ. Գ. ԲԱԽՇՅԱՆ

Բացահայտված է, որ մթնոլորտում արագացումով շարժվող ջրի գոլորշին կամ կաթիլները իրենց շարժման մեխանիկական էներգիայի մի մասը վերափոխում են էլեկտրական էներգիայի։ Հիմնվելով ջրի մոլեկուլի որոշ ֆիզիկական հատկությունների վրա, առաջադրված մեխանիզմի համար տրված է տեսական մաթեմատիկական հիմնավորում։ Քննարկված է նաև առաջադրված մեխանիզմով, արդյունաբերական ծավալով շարժվող գոլորշու մեխանիկական էներգիան էլեկտրականի փոխարկման տեխնիկական հնարավորության հարցը։

A NOVEL CONVERSION MECHANISM OF MECHANICAL ENERGY OF WATER VAPOUR TO ELECTRICAL ENERGY AND ITS ROLE IN THE PROCESS OF EARTH ATMOSPHERE ELECTRIZATION

H. G. BAKHSHYAN

It was found that the mechanical energy of accelerated vapour and water drops is partially converted to electrical energy. The proposed mechanism is explained on the basis of some known physical properties of water molecules. An estimate of electroactivity developed in cloudy or cloudless atmosphere of the Earth was made using the orientational shift current induced by an accelerated water molecule. By means of the proposed mechanism some experimental results on the electization of atmosphere and of its laboratory modelling have been analyzed. The possibility of industrial utilization of this conversion mechanism is discussed.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 1, с. 50—55 (1992)

УДК 533.95

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННО РАЗДЕЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА И ПЛАЗМЫ

Н. И. КАРБУШЕВ, Э. В. РОСТОМЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 3 октября 1990 г.)

Исследуется система, состоящая из пространственно удаленных релятивистского электронного пучка и плазмы в отсутствие внешнего

магнитного поля. Вычислен инкремент и определены условия развития неустойчивости, обусловленной взаимодействием волн поверхностного типа. Показано, что с увеличением расстояния между ними характер плазменно-пучковой неустойчивости качественно меняется, причем начинают проявляться собственные колебания электронного пучка.

При большой пространственной удаленности электронного пучка и плазмы их взаимодействие может приобретать существенно новый характер [1]. Вследствие того, что амплитуды полей как плазмы, так и пучка убывают в вакууме в направлении от их поверхности, связь между ними ослабляется. Тогда, в первом приближении, пучок и плазма ведут себя как две независимые или волноводные системы и только в следующем приближении учет связи между этими колебательными системами приводит к неустойчивости. Зависимость инкремента и других характеристик этой неустойчивости от параметров качественно отличаются от известных [2—4].

В настоящей работе исследуется система, состоящая из изотропной холодной плазмы с однородной плотностью электронов n_p и релятивистского моноскоростного электронного пучка с однородной плотностью n_b, движущегося со скоростью u в направлении оси z. Плазма заполняет полупространство $x<-a$, а пучок заполняет область $x>a$. Внешнее магнитное поле отсутствует. Ионы считаются покоящимися.

Возникающее в результате плазменно-пучкового взаимодействия электромагнитное поле возмущений имеет составляющие электрического и магнитного полей E_z, E_x, B_y. Используя выражение для тензора диэлектрической проницаемости пучка в операторном виде [5—7], в предположении достаточно малой его плотности и полагая выполненным условие черенковского синхронизма $\omega=ku$, из уравнений Максвелла в линейном приближении можно получить следующее уравнение для составляющей E_z электрического поля

$$\frac{d}{dx}\frac{\varepsilon}{\varkappa_p^2}E_z-\varepsilon E_z=0, \tag{1}$$

где $\varkappa_p^2=k^2-\omega^2\varepsilon_p c^{-2}$, $\varepsilon=\varepsilon_p+\delta\varepsilon_b$, $\varepsilon_p=1-\omega_p^2/\omega^2$ — диэлектрическая проницаемость плазмы, $\delta\varepsilon_b=-\omega_b^2(\omega-ku)^{-2}$ — вклад пучка в диэлектрическую проницаемость, $\omega_p=(4\pi n_p e^2/m)^{1/2}$ и $\omega_b=(4\pi n_b e^2/m\gamma^3)^{1/2}$ — ленгмюровские частоты плазмы и пучка $\gamma=(1-u^2c^{-2})^{-1/2}$ — релятивистский фактор электронов пучка, ω и k — частота и волновой вектор возмущений, пропорциональных $\exp(ikz-i\omega t)$, t — время, c — скорость света, e и m — заряд и масса электрона. Уравнение (1) справедливо во всей области $-\infty<x<\infty$, причем вне плазмы $\omega_p^2=0$ и $\varkappa_p^2=\varkappa^2=k^2-\omega^2c^{-2}$.

Решение уравнения (1), непрерывное на поверхностях плазмы и убывающее на бесконечности, представляется в виде

$$E_z(x)=\begin{cases}[A\exp(-\varkappa a)+B\exp(\varkappa a)]\exp[\varkappa_p(x+a)], & x<-a,\\ A\exp(\varkappa x)+B\exp(-\varkappa x), & |x|<a,\\ [A\exp(\varkappa a)+B\exp(-\varkappa a)]\exp[\varkappa(a-x)], & x>a,\end{cases} \tag{2}$$

где A и B некоторые константы. Отметим, что распределение в поперечном сечении электронного пучка не зависит от его плотности. Подставляя решения (2) в граничные условия, следующие из уравнений (1)

$$\left\{ \frac{\varepsilon p}{x_p^2} \frac{d}{dx} E_z \right\}_{x=-a} = 0, \qquad \left\{ \varepsilon_b \frac{d}{dx} E_z \right\}_{x=a} = 0$$

(здесь фигурные скобки означают разность заключенных в них величин по обе стороны границы), получаем следующее дисперсионное соотношение

$$(\varkappa_p + \varkappa\varepsilon_p)(1 + \varepsilon_b) = (\varkappa_p - \varkappa\varepsilon_p)(1 - \varepsilon_b) \exp(-2\varkappa a). \tag{3}$$

В потенциальном приближении $c \to \infty$ соотношение (3) совпадает с полученным в работе [1]. При бесконечном удалении электронного пучка и плазмы ($a \to \infty$) правая часть соотношений (3) определяет дисперсию поверхностных волн плазмы и пучка

$$\varkappa_p + \varkappa\varepsilon_p = 0, \qquad 1 + \varepsilon_b = 0.$$

Отсюда для поверхностной волны находим

$$k_p(\omega) = (\omega/c)\sqrt{\varepsilon_p/(1+\varepsilon_p)} = (\omega/c)\sqrt{(\omega_p^2 - \omega^2)/(\omega_p^2 - 2\omega^2)}.$$

Справедливы ассимптотики $k_p = \omega/c$ в случае $\omega \ll \omega_p$ и $k_p \to \infty$, если $\omega \to \omega_p/\sqrt{2}$. В то же время для медленной и быстрой поверхностных волн пучка имеем

$$k_b(\omega) = \frac{\omega}{u} \pm \frac{\omega_b}{u\sqrt{2}}. \tag{4}$$

Синхронизм плазменной волны ($\omega = k_p(\omega)u$) достигается на частоте:

$$\omega_0 = \omega_p/\sqrt{\gamma^2 + 1} < \omega_p/\sqrt{2},$$

когда ее групповая скорость равна

$$V_0 = [\partial k_p(\omega)/\partial\omega]^{-1} = u\,\frac{1 - \gamma^{-2}}{1 - \gamma^{-4}} < u.$$

При конечном рассеянии между плазмой и пучком дисперсионное соотношение (3) приближенно можно записать в виде

$$[k - k_p(\omega)]\left\{\left(k - \frac{\omega}{u}\right)^2 - \frac{\omega_b^2}{2u^2}\right\} = -$$

$$-\frac{\omega_p\,\omega_b^2\,u^{-3}}{(1-\gamma^{-2})(\gamma^2+1)^{3/2}} \exp\left(-\frac{2\omega_p a}{\gamma u\sqrt{\gamma^2+1}}\right). \tag{5}$$

Если выполняется неравенство

$$\frac{\omega_b}{2\sqrt{2}\,\omega_p}(1-\gamma^{-2})(\gamma^2+1)^{3/2}\exp\left(\frac{2\omega_p a}{\gamma u\sqrt{\gamma^2+1}}\right)\ll 1, \tag{6}$$

то собственные колебания электронного пучка проявляются слабо. В таком приближении максимальный пространственный инкремент Jm k достигается на частоте ω_0. При этом он определяется из формулы

$$k=\frac{\omega}{u}+\frac{1\pm i\sqrt{3}}{2u}\left(\frac{\omega_p\omega_b^2}{1-\gamma^{-2}}\right)^{1/3}(\gamma^2+1)^{-1/3}\exp\left(-\frac{2\omega_p a}{3\gamma u\sqrt{\gamma^2+1}}\right) \tag{7}$$

и имеет традиционную зависимость ($\infty\,\omega_b^{2/3}$) от ленгмюровской частоты пучка.

С ростом расстояния между плазмой и пучком неравенство (6) может нарушаться. В таком случае существенно проявляются колебания пучка, а характер неустойчивости качественно меняется. В случае выполнения обратного (6) неравенства максимальный пространственный инкремент достигается на частоте

$$\tilde{\omega}=\omega_0+\frac{\omega_b}{\sqrt{2}}\left(\frac{u}{V_0}-1\right)^{-1},$$

соответствующей синхронизму плазменной волны с медленной волной электронного пучка (4) ($k_p(\omega)=k_b(\omega)$).
Тогда из соотношения (5) получаем

$$k=\frac{\omega}{u}+\frac{\omega_b}{\sqrt{2}u}\pm i\,\frac{\sqrt{\omega_p\omega_b}}{2^{1/4}u(\gamma^2+1)^{3/4}(1-\gamma^{-2})^{1/2}}\exp\left(-\frac{\omega_p a}{\gamma u\sqrt{\gamma^2+1}}\right). \tag{8}$$

Зависимость инкремента в (8) от ленгмюровской частоты ($\infty\,\omega_b^{1/2}$) качественно отличается от зависимости в (7).

Таким образом, характер развивающейся неустойчивости и ее инкременты существенно определяются расстоянием между плазмой и электронным пучком.

Если плазменно-пучковая система имеет конечную длину L в направлении оси z и на ее концах происходит отражение плазменной волны, то неустойчивость может развиваться только при превышении некоторого порога (по плотности пучка). Поскольку в достаточно длинной системе с $\mathrm{Jm}\,k\cdot L\gg 1$ плазменная волна усиливается по экспоненциальному закону $\infty\exp(\mathrm{Jm}\,k\cdot L)$, порог неустойчивости будет определяться из соотношения типа $\mathrm{Jm}k_{\text{пор}}\infty L^{-1}$. Отсюда можно оценить пороговые величины квадрата ленгмюровской частоты пучка при фиксированных остальных параметрах системы. В случае выполнения неравенства (6) в соответствии с (7) имеем

$$\omega^2_{b\,\text{пор}} \backsim \frac{u^3}{\omega_p L^3}\,(1-\gamma^{-2})\,(\gamma^2+1)^{3/2}\exp\left(\frac{2\omega_p a}{\gamma u\sqrt{\gamma^2+1}}\right).$$

При выполнении же противоположного (6) неравенства с помощью (8) находим

$$\omega^2_{\text{пор}} \backsim \frac{2u^4}{\omega_p^2 L^4}\,(1-\gamma^{-2})^2\,(\gamma^2+1)^3\exp\left(\frac{4\omega_p a}{\gamma u\sqrt{\omega^2+1}}\right).$$

Использованные в работе приближения ограничивают область применимости полученных результатов следующим неравенством

$$|k-\omega/u| \ll \omega/2\gamma^2 u,$$

где разность $k-\omega/u$ определяется соотношениями (7) или (8).

В заключение отметим, что проявление собственных колебаний электронного пучка в теории плазменно-пучкового взаимодействия аналогично проявлению высокочастотного пространственного заряда в электронике СВЧ [8, 9] и может наблюдаться в принципе в различных плазменно-пучковых системах [10, 11].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Игнатов А. М., Карбушев Н. И., Рухадзе А. А.* Краткие сообщения по физике (ФИАН), № 5, с. 21 (1982).
2. *Ахиезер А. И., Файберг Я. Б.* ДАН СССР, 69, 555 (1949).
3. *Bohm D., Gross E.* Phys. Rev., 75, 1851 (1949).
4. *Михайловский А. Б.* Теория плазменных неустойчивостей. Атомиздат, М., 1977.
5. *Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А.* Основы электродинамики плазмы. Высшая школа, М., 1978.
6. *Карбушев Н. И., Рухадзе А. А.* ЖТФ, 51, 475 (1981).
7. *Белов Н. Е., Карбушев Н. И.* Препринт РИ АН СССР, № 8411, 1985.
8. *Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А.* Лекции по сверхчастотной электронике. Сов. радио, М., 1973.
9. *Шевчик В. Н., Трубецков Д. И.* Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. Сов. радио. М., 1970.
10. *Карбушев Н. И.* Физика плазмы. 11, 1391 (1985).
11. *Карбушев Н. И.* ЖТФ, 56, 1631 (1986).

ՏԱՐԱԾԿԱՆՈՐԵՆ ՀԵՌԱՑՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ԵՎ ՊԼԱԶՄԱՅԻ ԱՆԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ԶԱՐԳԱՑՄԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ն. Ի. ԿԱՌԲՈՒՇԵՎ, Է. Վ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ

Հետազոտված է սիստեմ, որը բաղկացած է իրարից հեռացված էլեկտրոնային փնջից և պլազմայից։ Արտաքին մագնիսական դաշտը բացակայում է։ Որոշված են այն պայմանները, որոնց առկայության դեպքում զարգանում է մակերևույթային ալիքների փոխազդեցությամբ պայմանավորված անկայունությունը, և հաշվարկված է ինկրեմենտը։ Ցույց է տրված, որ պլազմայի և էլեկտրոնային փնջի միջև հեռավորությունը մեծացնելու հետ միասին փոխվում է անկայունության բնույթը և սկսվում են արտահայտվել էլեկտրոնային փնջի սեփական տատանումները։

THE FEATURES OF INSTABILITY DEVELORMENT OF SPATIALLY SEPARATED BEAM-PLASMA SYSTEM

N. I. KARBUSHEV, E. V. ROSTOMYAN

A system consisting of spatially separated electron beam and plasma has been invastigated in the absence of external magnetic field. The conditions were obtained under which the instability may develop in such a system due to the interaction of surface-type waves, and the increments were calculated. It is shown that with the inerease of distance between the beam and plasma, the character of instability essentially changes and there appear free oscillations of the electron beam.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 1, с. 55—58 (1992)

УДК 535.371

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ЭФФЕКТЫ РЕЗОНАТОРА В КОРРЕЛЯЦИИ ФОТОНОВ

С. Т. ГЕВОРКЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 28 марта 1991 г.)

Исследован коэффициент корреляции чисел фотонов в процессе невырожденного четырехволнового смешения в оптическом резонаторе. Показано, что максимально возможная корреляция между фотонами параметрически связанных мод, получается в случае хорошего резонатора и сильного лазерного поля.

1. Процесс четырехволнового параметрического смешения привлекает внимание как источник электромагнитного поля в сжатом состоянии [1, 2] и последнее время широко обсуждается (см., напр., [3, 4]). Как известно, свойства сжатого света в основном определяются величиной аномального коррелятора амплитуд полей. Для случая четырехволнового смешения с законом сохранения $\omega_1+\omega_2=2\omega$, где ω—частота поля лазера и ω_1 ω_2—частоты возникающих параметрически связанных мод поля излучения, эта величина определяет степень корреляции между двумя модами и имеет следующий вид

$$g = Sp(\rho_f a_1 a_2) = \langle a_1 a_2 \rangle ,$$

где a_1, a_2—бозоновские операторы уничтожения, и ρ_f—матрица плотности двух мод поля излучения [5].

Ограничения на эту величину можно получить из неравенства Коши-Шварца, которая выводится из основных принципов квантовой теории [6]),

$$\langle a_1^+ a_1 a_2^+ a_2 \rangle \leqslant \langle (a_1^+ a_1)^2 \rangle \langle (a_2^+ a_2)^2 \rangle . \qquad (1)$$