

УДК 533

ЭНЕРГООБМЕН МЕЖДУ ЛОКАЛИЗОВАННЫМ ЛЕНГМЮРОВСКИМ ВОЗМУЩЕНИЕМ И ПЛАЗМЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

А. В. Коваленко, В. П. Коваленко
Институт физики НАН Украины, Киев

Численно исследован бесстолкновительный энергообмен между локализованными ленгмюровскими колебаниями и плазменными электронами, тепловая скорость которых много меньше осцилляторной u , соответственно, время их пролета через область возмущения много больше, чем период колебаний. Показано, что такие нерезонансные электроны могут отбирать у колебаний существенную энергию.

Как известно, знаменитое¹ бесстолкновительное затухание Ландау колебаний малой амплитуды обусловлено резонансными электронами плазмы, время пролета которых через область возмущения близко к периоду колебаний. Благодаря линеаризации кинетического уравнения (предполагается, что осцилляторная скорость электронов много меньше тепловой) этот эффект поддается исследованию аналитическими методами. Затухание Ландау не зависит от амплитуды колебаний.

В противоположном случае, когда начальная энергия возмущения намного больше тепловой, обычно используют приближение холодной плазмы. Соответствующее решение представляют собой локализованные в пространстве нелинейные плазменные колебания (не распространяющиеся и не затухающие со временем [1, 2]). Естественно поставить вопрос, не возникает ли бесстолкновительный отбор энергии у колебаний большой амплитуды плазменными электронами при наличии у них малой тепловой скорости. Данная статья посвящена исследованию этого вопроса численными методами.

Предположим, что и при наличии небольшой тепловой скорости электронов характеристики нелинейных колебаний существенно не отличаются от таковых в холодной плазме, и будем считать осцилляторное поле заданным одномерным начальным возмущением скорости электронов v и концентрации n такого вида:

$$v|_{t=0} v_0 = \cos\left(\frac{\pi x}{2L}\right) \quad \text{при } -1 < \frac{x}{L} < 1,$$

$$|v|_{t=0} = 0 \quad \text{при } \frac{x}{L} < -1 \text{ и } \frac{x}{L} > 1,$$

(1)

$$n|_{t=0} = n_0.$$

В приближении холодной плазмы с неподвижными ионами структура колебаний легко находится с использованием Лангранжевых переменных [1, 2]. Координата любого электрона, который при $t = 0$ находился в точке x_0 на интервале $-1 < \frac{x_0}{L} < 1$, имеет вид

$$x = x_0 + \frac{v_0}{\omega_p} \cos\left(\frac{\pi x_0}{2L}\right) \sin \omega_p t, \quad (2)$$

а электрическое поле $E(x_0, x)$ вдоль траектории этого электрона выражается так

$$E = 4\pi e n_0 (x - x_0) \quad (3)$$

За пределами области $[-1, 1]$ электрическое поле равно нулю.

Соотношения (2) и (3) справедливы при $a_0 \equiv \frac{\pi v_0}{2L\omega_p} < 1$. Они в неявном виде

определяют электрическое поле в Эйлеровых координатах $E(x, t)$, последнее для любых x и t может быть найдено, если из (2) найти соответствующее значение x_0 и подставить его в (3). Функция $E(x, t)$ агармонична. В частности, она содержит не зависящую от t составляющую, в точности компенсирующую силу Миллера [3]. В результате каждый электрон осциллирует вокруг своей начальной координаты x_0 . Пондеромоторный дрейф отсутствует.

Когда скоро $E(x, t)$ известно, то траекторию любого электрона, скорость которого при $t = 0$ отличается от определяемой формулой (1), можно рассчитать численно. Это отличие определяется наличием у электронов тепловой скорости. Точно так же можно рассчитать траектории электронов, влетающих извне в область $-1 < x < 1$.

Траектории электронов рассчитывались методом Рунге-Кутты (160 шагов на периоде колебаний). При этом необходимое значение $E(x, t)$ на каждом временном шаге определялось из (2), (3) методом итераций. Для проверки точности расчета таким же способом рассчитывались траектории некоторых "правильных" электронов, т. е. таких, для которых начальные условия имели вид (1). За время более сотни периодов эти траектории отличались от определенных аналитически по формуле (2) не более чем на 1 %.

Наличие малой добавки v_e к скорости (1), обусловленной тепловым движением, приводит к тому, что траектории этих "неправильных" электронов на фазовой плоскости не эллиптические, а изображают дрейфовое движение в направлении, определяемом знаком v_e . Для любых значений v_e первоначальное направление дрейфа в дальнейшем не изменялось. Такой же характер носит и движение электронов, влетающих в область колебаний извне.

Определяя скорость электрона в момент вылета из области колебаний, можно было сравнить ее с начальной тепловой скоростью. Пример такого сравнения для электронов, влетающих в координате $x = -1$ со скоростью v_e и вылетающих со скоростью $v_{\text{ввл}}$, приведен на рис. 1. По горизонтальной оси отложена фаза влета электрона, по вертикальной — $v_{\text{ввл}}/v_e$. Здесь же (более монотонная кривая) показана зависимость времени пролета электроном зоны колебаний от фазы. Фаза отложена в единицах 2π , время — в числе плазменных периодов. Обращает на себя внимание сильная немонотонность фазовой зависимости конечной скорости электронов, причем среди них есть как ускорившиеся в итоге частицы (до 2,5 раза), так и замедлившиеся (более чем в 2 раза).

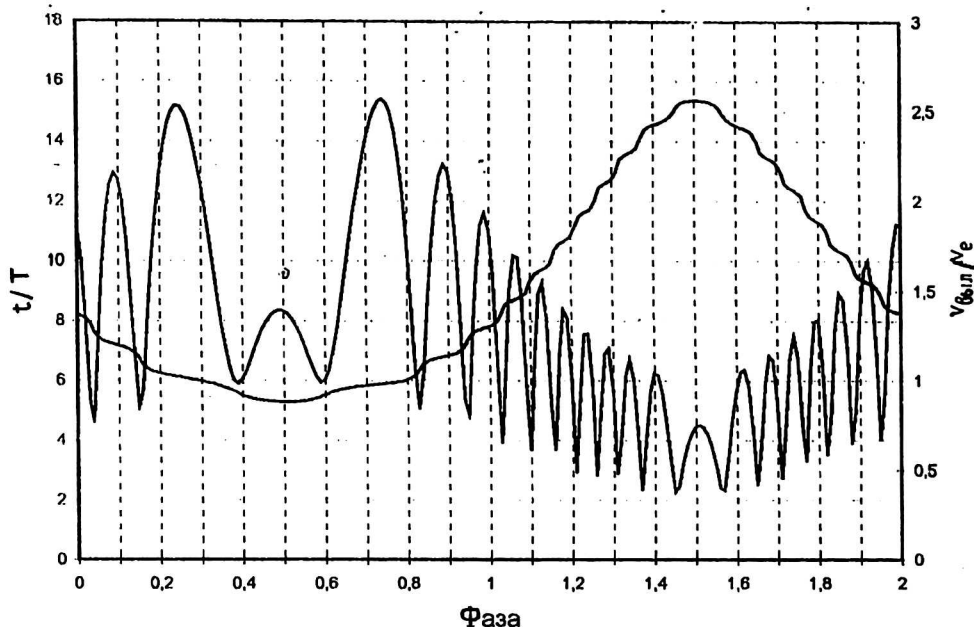


Рис. 1. Зависимость выходящей скорости $v_{\text{ввл}}$ и времени пролета (плавная кривая) электрона от фазы его влета в колебательную область:
 $v_e = 0,03$; $a_0 = 0,3$

Интервалы фаз, благоприятных для ускорения электронов, в сумме превышают интервалы фаз замедления, да и сами положительные добавки к скорости превышают отрицательные, т. е. в среднем электроны отбирают энергию от поля. Аналогичные зависимости имеют место и для электронов, влетающих с другими начальными скоростями. Число осцилляций на фазовой зависимости скорости вылета возрастает с ростом амплитуды ленгмюровских колебаний.

Что касается времени пролета, то оно также сильно зависит от начальной фазы. Заметим, что в выбранных единицах для начальной скорости $v_e = 0,03$ время пролета электрона от $x = -1$ до $x = 1$ в отсутствие колебаний составляет величину ≈ 10 .

Для того чтобы определить временную зависимость полной энергии, отбираемой "неправильными" электронами от колебаний, необходимо произвести инте-

гирование (суммирование) кинетической энергии, с которой электроны покидают область колебаний ($-1 < x < 1$), $\Delta W(v_c)$ по всем начальным скоростям с учетом функции распределения, начальным координатам электронов и фазам их влета.

Примеры рассчитанных таким образом временных зависимостей значений W_s , нормированных на полную энергию W_0 колебаний в интервале $-1 < x < 1$, приведены на рис. 2, а — в. При расчете все электроны разбивались на две группы: те, что при $t = 0$ находились в области возбуждения, и те, что находились при $t = 0$ вне ее. Каждая из этих групп, в свою очередь, разбивалась на две, определяемые знаком скорости. Из-за асимметрии начального возмущения кривые, соответствующие левому и правому направлениям движения, несколько различаются.

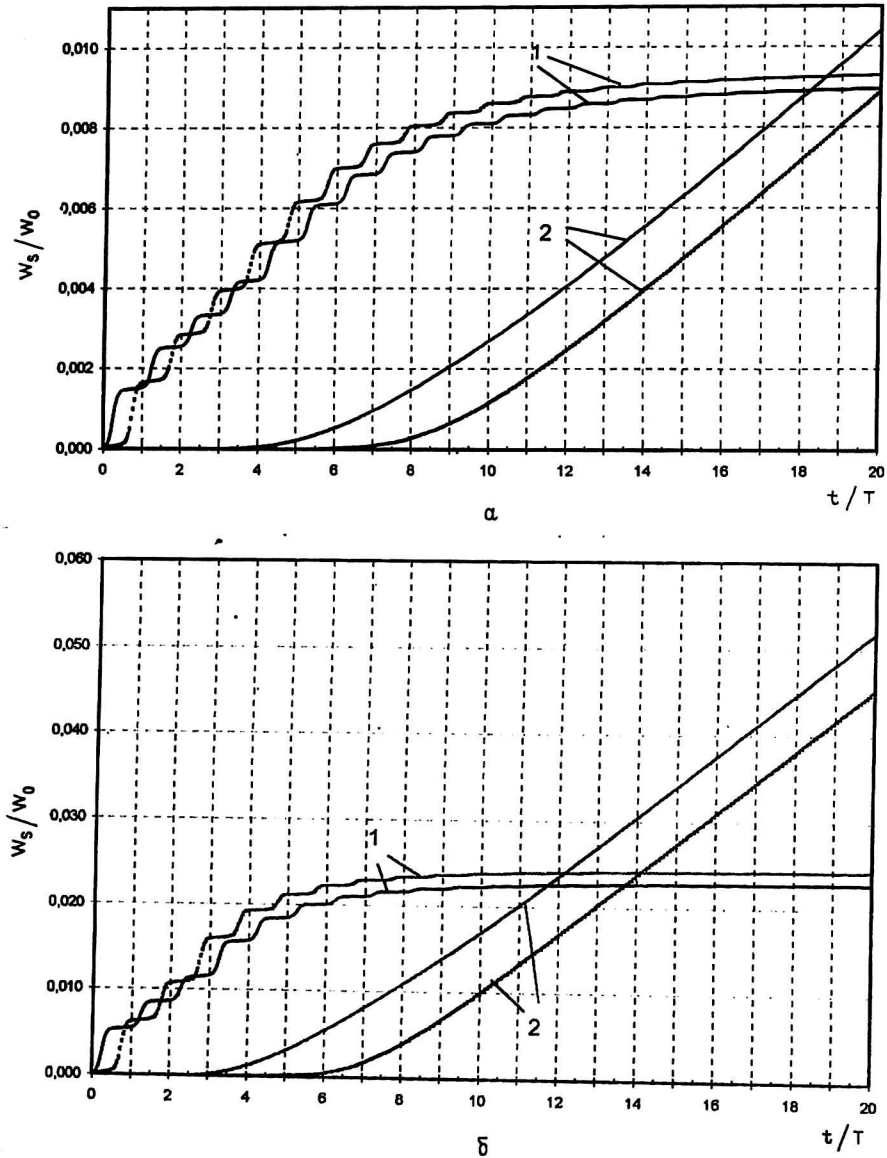


Рис. 2. Зависимости энергии, вынесенной из зоны колебаний, от времени для электронов первой (1) и второй (2) групп:
 — — положительные скорости; - - - отрицательные скорости;
 а — $\alpha_0 = 0,3$; б — $\alpha_0 = 0,05$;

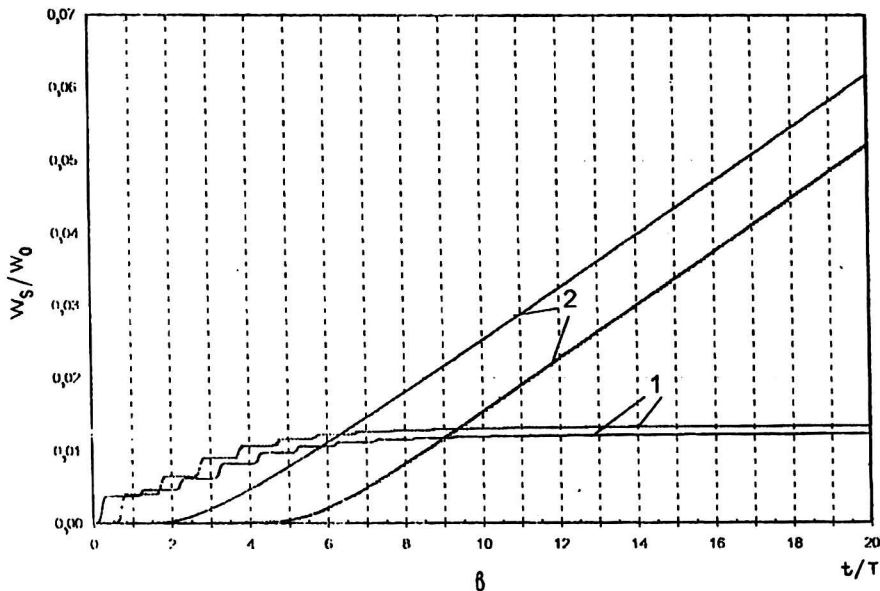
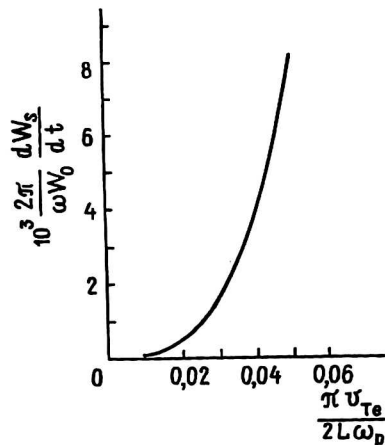


Рис. 2. Окончание:
 $\beta - \alpha_0 = 0,5; \nu_{Te} = 0,03$ (для большей амплитуды)

Как и следовало ожидать, энергия, уносимая электронами первой группы, через некоторое время выходит на насыщение, что соответствует их полной замене в области $-1 < x < 1$ электронами второй группы. Примерно в это же время даже самые медленные из последних достигают точки $x = 1$. После этого скорость выноса энергии становится постоянной. Ее зависимость от средней тепловой скорости приведена на рис. 3. Впрочем, если не принимать во внимание ступенчатый характер кривых первой группы (см. рис. 2), то можно видеть, что суммарная вынесенная энергия пропорциональна времени с самого начала процесса.

Рис. 3. Скорость выноса энергии электронами, выходящими из области колебаний, в зависимости от их средней тепловой скорости:
 $\nu_{Te}; \alpha_0 = 0,3$



Подчеркнем, что исследуемый процесс отбора энергии осуществляется в условиях, когда роль резонансных частиц ничтожна. Например, зависимости (см. рис. 2, б) практически не зависят от того, что на каком значении ν_c обрезать при расчетах функцию распределения, если $\nu_c / \nu_{Te} > 3$. Соответствующее значение $\nu_c = 0,09$, что еще далеко от резонансного условия $\nu_c \sim 1$. Не менее важным

обстоятельством является сильная зависимость скорости выноса энергии от амплитуды колебаний.

Наконец, приведем данные, полученные с симметричной пространственной структурой области колебаний. В этом случае начальные условия задавались также в виде (1), но вместо интервала возмущения $-1 < x < 1$ задавался интервал $-1 < x < 3$, т. е. возбуждалась стоячая волна, занимающая один пространственный период.

Казалось бы, влетающие в разные фазы в точке $x = -1$ электроны, пройдя подлинны волны и приобретая при подходе к точке $x = 1$ разброс по скоростям (см. рис. 1), на последующем полуволновом интервале $1 < x < 3$ должны были бы существенно увеличить этот разброс. Однако оказалось, что системе присуща некоторая внутренняя корреляция: электроны, ускорившиеся на первом полуинтервале, входят во втором в фазы, неблагоприятные для ускорения. Аналогично обстоит дело и с замедлившимися электронами, замедление которых не увеличивается на второй половине длины волны. В результате суммарный разброс скоростей заметно не возрастает (рис. 4), увеличивается только немонотонность фазовой зависимости скорости электронов при выходе из области колебаний. Соответствующая интегральная зависимость от времени вынесенной энергии показывает, что абсолютная скорость энергообмена, по сравнению со случаем (см. рис. 2, б), существенно не изменилась. Однако поскольку во всей области колебаний теперь сосредоточена удвоенная величина энергии, процентный вынос энергии вдвое меньше.

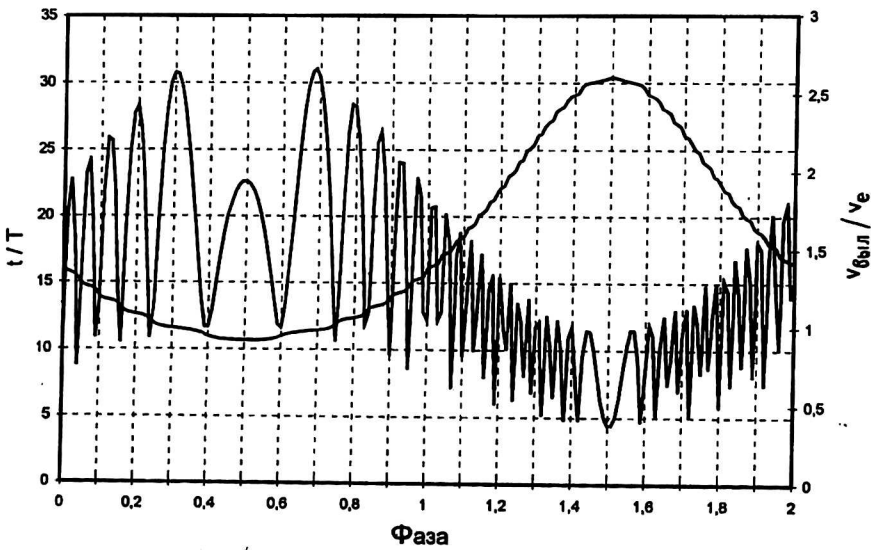


Рис. 4. Зависимость выходной скорости и времени пролета (плавная кривая) электрона от фазы его влета в колебательную область удвоенной протяженности: $v_e = 0,03$; $\alpha_0 = 0,3$

Таким образом, медленные, нерезонансные электроны, выходящие вследствие теплового движения из области, в которой возбуждены ленгмюровские колебания большой амплитуды, постоянно отбирают у этих колебаний энергию, тем большую, чем больше амплитуда колебаний и температура электронов.

Л и т е р а т у р а

1. Dawson J. M. // Phys. Rev. 1959. № 113. P. 383.
2. Davidson R. C. and Schram P. P. // Nucl. Fusion. 1968. № 8. P. 183.
3. Kovalenko A. V., Kovalenko V. P. // Phys. Plasmas. 1997. № 4. P. 3200.

POWER EXCHANGE BETWEEN A LOCALIZED LANGMUIR PERTURBATION AND PLASMA ELECTRONS

A. V. Kovalenko, V. P. Kovalenko

Physics Institute of UAS, Ukraine, Kiev

It is numerically investigated a collisionless power exchange between localised Langmuir oscillations and plasma electrons, whose thermal velocity is much less than the oscillatory one and, correspondingly, their passage time of the perturbation area is much greater than the oscillation period. It is shown that such non-resonance electrons can take off a significant power of the oscillations.