

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ БЫСТРЫМ ЗАРЯЖЕННЫМ ПУЧКОМ В СРЕДАХ С ДИССИПАЦИЕЙ

В. К. Гришин, А. А. Коломенский

УДК 538.56; 533.90

Исследуется электромагнитная волна с ударным фронтом, возбуждаемая быстрым пучком заряженных частиц в плазменных средах с диссипацией. Самосогласованный нелинейный анализ определяет характер распределения частиц в пучке и структуру ударной волны.

С вопросом о возможности распространения электромагнитных волн с ударным фронтом, возбуждаемых заряженным пучком в плазме с диссипацией, связан ряд практически важных задач. Отметим, например, эксперименты, где необходимо использовать мощные пучки и их поля с крутым передним фронтом (ударное воздействие на вещество, различные генераторные задачи, релятивистские зеркала и т.п.). Проблема поиска ударных структур имеет также несомненное методическое значение, поскольку здесь приходится отказываться от традиционных схем с бесконечно-протяженными пучками.

Ограничимся рассмотрением наиболее интересных для практических приложений состояний с установившейся амплитудой возбуждаемых полей. В диссипативных средах равновесие возможно, если поле создается пучком лишь на участке конечной длины, где диссипация энергии поля компенсируется передачей ее со стороны определенной порции частиц пучка, перемещающихся сюда из пространства, свободного от поля. Поэтому вся система имеет следующую структуру. Полубесконечный пучок, перемещающийся в пространстве в некотором направлении z , имеет достаточно резкий передний фронт, в области которого в основном сосредоточено электромагнитное поле частиц, синхронизованное в целом с пучком.

Пучок энергетически неоднороден и состоит фактически из двух, быстрого и медленного, потоков частиц. Быстрый поток, набегая на поле, теряет свою энергию, отдавая ее полю, замедляется и отстает, "надстраивая" медленный поток. В итоге скорости распространения поля и пучка как целого равны средней скорости обоих потоков. Суммарный разброс скоростей в пучке, амплитуда поля зависят от тока пучка и интенсивности потерь в среде. Связать эти величины позволяет самосогласованный анализ, приводимый ниже. Однако отметим сначала ряд основных моментов. Так, структура поля такова, что в среднем оно является тормозящим для налетающих сзади частиц. Само торможение возможно, если возбуждаемое поле является медленным. Наконец, пучок должен состоять не просто из двух потоков, а из весьма размытых потоков частиц, поскольку в противном случае он был бы неустойчив и так или иначе размывался бы по скоростям $/I/$. Следовательно, равновесие является кинетическим.

Сказанное выше в равной степени относится как к электронным, так и к ионным пучкам, хотя реакция среды на их прохождение будет различной, в том числе потому, что скорости ионных пучков, как правило, существенно ниже. Однако в любом случае на практике скорости заряженных пучков значительно превышают характерные плазменные скорости (тепловые, ионно-звуковых волн и т.д.), что и отличает рассматриваемый случай от обсуждавшегося ранее $/2/$.

Обратимся теперь к аналитическим оценкам. Для демонстрации возможности построения аналитического описания пучка и поля с ударным фронтом, находящимся в согласованном равновесии, рассмотрим наиболее простой случай. Пусть неограниченный в поперечном направлении пучок распространяется в столкновительной плазме вдоль оси z . В силу равновесия пучок и поле имеют равные скорости $v_0 = \beta_0 c$. Поэтому все динамические величины зависят лишь от аргумента $\tilde{z} = z - v_0 t$, а в собственной системе координат Σ' распределения поля и пучка являются стационарными. Но, конечно, пучок имеет сложную внутреннюю структуру, описываемую кинетическим уравнением с собственным полем. Вследствие стационарности в Σ' его решение приобретает очевидную форму $F' = F'(N_0 - N)$, где $N = p'^2/2m - U'(z')$; $U'(z') = e \int E' dz'$ - потенциал волны с продольным полем E' . Значение гамильтониана N_0 определяет граничные фазовые траектории частиц (поле ко-

нечно, а столкновения между частицами пучка и плазмы отсутствуют). В результате плотность заряда пучка $\rho_b^* = e \int F^* dp^*$ будет только функцией потенциала U^* ; соответственно в лабораторной системе имеем $\rho_b = \rho_b(U)$ при $U = e \int E dz = U(z)$.

В свою очередь, изменение потенциала U определяется уравнением

$$d^2U/dz^2 = 4\pi e(j_b + j_p)/v_0, \quad (1)$$

где $j_b = v_0 \rho_b$ — плотность тока в пучке; j_p — плотность тока в плазме, индуцируемого полем E . В отличие от пучка, плазма предполагается слабо (т.е. линейно) возмущенной, так как скорость поля считается достаточно большой. В этом приближении ток в плазме для каждого из электронного и ионного компонентов будет складываться из тока плазменной экранировки $j_{e,i} = -\omega_{e,i}^2 U/4\pi e v_0$, где $\omega_{e,i}$ — плазменные ленгмюровские частоты, и члена, описывающего затухание $j_{e,i}$. В итоге можно записать:

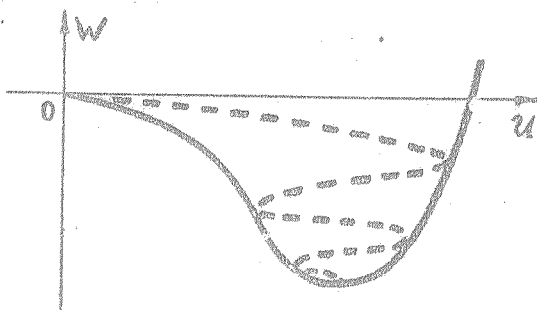
$$d^2U/dz^2 + k_0^2 U = 4\pi e \rho_b + Q, \quad (2)$$

где $k_0^2 = (\omega_e^2 + \omega_i^2)/v_0^2$, Q представляет столкновительную диссипацию в системе. Вообще же поглощение энергии поля может вызываться и другими причинами. Формально их можно учесть, вводя в (2) члены типа Q .

Не уточняя пока вида Q , установим общий характер решения (2) и особенности распределения частиц и поля в пространстве, используя методы нелинейной механики /2,3/. Ограниченные решения $U(z)$ по существу описывают движение осциллятора с единичной массой вдоль "U-оси" в присутствии сил трения в потенциальной яме $w = -4\pi e \int \rho_b dz + k_0^2 U^2/2$. Движению в яме w без трения могут соответствовать как периодические, так и уединенные решения. Именно последние и представляют здесь наибольший интерес, так как в этом случае пучок возбуждает поле, локализованное на ограниченном участке пространства. Для ямы w уединенное решение возможно, если $w \rightarrow 0$ при $U \rightarrow 0$ не медленнее, чем $-U^2$. Поэтому, представляя $\rho_b = \sum_s \rho_s U^s$, можно утверждать, что это

разложение должно начинаться с $v = 1$ (здесь не рассматриваются менее интересные решения с пьедесталом и опрокинутые солитоны). Кроме того, $\rho_1 > k_0^2$, а один из коэффициентов $\rho_2 > 1 < 0$. Ограничимся представлением $\rho_b = \rho_1 U - \rho_2 U^2$ при $\rho_b \geq 0$. Тогда решение U при $Q = 0$ описывается классическим солитоном $U = U_{\max} \operatorname{ch}^{-2} \xi/L$ с длиной фронта $L = 2/\sqrt{4\operatorname{er} \rho_1 - k_0^2}$ и максимальной амплитудой $U_{\max} = 3/(2\operatorname{er} \rho_2 L^2)$.

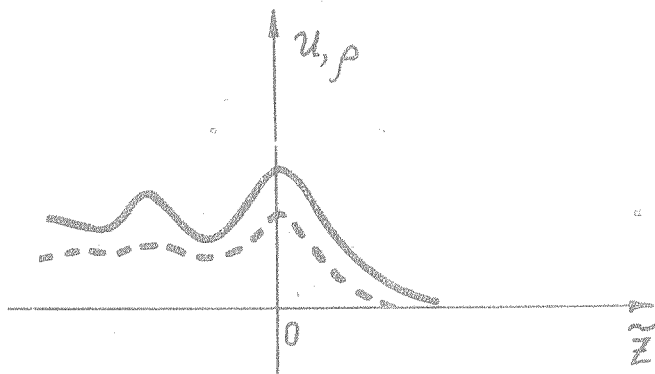
Учтем теперь диссипацию. Предполагая ее достаточно малой, можно заключить, что изменение потенциала будет происходить в соответствии с пунктирной траекторией, указанной на рис. 1.



Р и с. 1. Потенциальная яма $w(U)$. Уединенному состоянию соответствует движение с нулевой "энергией" (вдоль оси $w = 0$). Пунктирная траектория соответствует движению с затуханием

Нужно только учесть, что параметры ямы w изменяются в процессе падения траектории на ее дно, поскольку плазменная ток, хотя бы частично, затухает. В области $\xi \gg 0$ изменение потенциала будет близко к солитонному с указанной выше длиной фронта (L). Достигнув максимума U_{\max} , величина U затем осциллирует (но $U \geq 0$), приближаясь к постоянному значению U_0 , соответствующему дну ямы w (рис. 1, 2). Соответственно изменяется плотность пучка: при $\xi > 0$ $\rho_b \sim 0$, резко возрастая вблизи $\xi \sim 0$. Затем, осциллируя, $|\rho_b|$ стремится к постоянному значению $\rho_{\infty} > 0$.

Здесь, на хвосте пучка, потенциал U_0 и плотность ρ_∞ связаны соотношением $U_0 = 4\pi e r_\infty / k_\infty^2$, где k_∞^2 определяется остаточным плазменным током. Отсюда амплитуда максимального потенциала U_{\max} , т.е. энергия, набираемая частицами пучка в поле на фронте волны, равна $U_{\max} = 6\pi e r_\infty / k_\infty^2$.



Р и с. 2. Изменение потенциала U (сплошная линия) и плотности пучка ρ_b (пунктир) в пространстве $\tilde{z} = z - v_0 t$.

Сам пучок имеет сложную кинетику движения частиц. Наиболее простое его состояние наблюдается при $\tilde{z} \rightarrow -\infty$ и $\rho_b \rightarrow \rho_\infty$, где пучок складывается из однородных по \tilde{z} , но энергетически размытых потоков частиц с общим разбросом $\Delta \epsilon_\infty = \sqrt{8\epsilon_b} v_0 \rho_0^2 U_0$, где $\epsilon_0 = mc^2 \gamma_0$ — средняя энергия частиц в пучке. Полное описание состояния пучка можно получить с помощью кинетического распределения, которое в Σ^s для представления $\rho_b^s = \Sigma \rho_a^s U^s$ имеет вид, который можно найти, учитывая ограниченность аргумента, сферическим разложением

$$F^s = \begin{cases} \frac{\Sigma(U^s - p^{s2}/2m)^{(s-0,5)}}{s} \int_0^{\pi} T(s) / (\sqrt{2m} \Gamma(s+0,5)), & \text{при } U^s > p^{s2}/2m \\ 0, & \text{при } U^s < p^{s2}/2m \end{cases}$$

(3)

где граничные траектории определяются как $U^* = r^{*2}/2m$, т.е. $N_0 = 0$; $\Gamma(s)$ — Эйлерова гамма-функция.

Для примера укажем на интересный случай ударных волн, создаваемых при движении быстрого ионного пучка в плотной плазме, когда диссипация поля особенно велика, так что электронная составляющая диэлектрической проницаемости плазмы дается соотношением $\Delta\epsilon = -\omega_e^2/1\omega_e$, где частота электронных столкновений ν_e существенно больше характерных частот ω изменения сигнала. Вместе с тем, хотя ν_e достигает значений $(10^{10} - 10^{12}) \text{ с}^{-1}$, для ионных столкновений $\nu_i \ll \omega$. Тогда для нерелятивистских скоростей пучков оказывается $\omega_1^2/\omega^2 > \omega^2/\nu_e^2$, так что $k_0 = \omega_1/v_0 = k_\infty$, а $Q = (\omega_e^2/ev_0\nu_e)dU/dz$. В этом случае уравнение (2) напоминает уравнение Кортевега — де Вриза — Бюргера /3/, хотя вывод (2) базируется на кинетическом равновесии. Здесь возможны указанные выше решения, причем при большом значении ν_e решение близко к обычной ударной волне с монотонным возрастанием U от нуля до U_0 .

В заключение заметим, что величина потерь может иметь пороговую зависимость от амплитуды поля, как, например, в случае бесстолкновительной диссипации. Тогда осцилляции за фронтом волны будут затухать до некоторого порогового значения, сохраняя затем неизменную амплитуду.

Авторы выражают благодарность А. А. Рухадзе за обсуждение полученных результатов.

Поступила в редакцию
2 июня 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко, Изв. ВУЗов, "Радиофизика", XIX, в. 5-6, 767 (1976).
2. Л. А. Арцимович, Р. Э. Сагдеев, Физика плазмы для физиков. Атомиздат, М., 1979 г.
3. Б. Б. Кадомцев, Коллективные явления в плазме, "Наука", М., 1976 г.