

12. Paul J. W. M., Daughney C. C. et al. Experimental study of collisionless shock waves.— In: Proc. 4th Intern. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nuclear Fusion Research. Madison, 1971, v. 111.
13. Antonov V. M., Gevorkyan L. B. et al. Laboratory simulation of nonstationary processes in solar wind plasma.— In: Contr. Pap. of XV Intern. Conf. on Phenom. in Ionized Gases. Minsk, 1981, pt 1.
14. Антонов В. М., Геворкян Л. Б. и др. Экспериментальные исследования взаимодействия лазерной плазмы с магнитным полем и замагниченной плазменной средой.— В кн.: Взаимодействие лазерного излучения с веществом/Под ред. А. Г. Пономаренко. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1980.
15. Мелехов А. В., Оришич А. М. и др. Мощный CO₂-усилитель для генерации плазменных облаков.— В кн.: Взаимодействие лазерного излучения с веществом/Под ред. А. Г. Пономаренко. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1980.
16. Антонов В. М., Захаров Ю. П. и др. Экспериментальное исследование устойчивости взаимодействия сферического облака лазерной плазмы с магнитным полем.— В кн.: VI Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983, т. 2.
17. Райзер Ю. П. О торможении и превращениях энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле.— ПМТФ, 1963, № 6.
18. Антонов В. М., Захаров Ю. П., Максимов В. В., Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Посух В. Г. Исследование условий формирования облаков лазерной плазмы с числом частиц $N \sim 10^{19}$ при двухимпульсном облучении мишени. Препринт № 13—84 ИТПМ СО АН СССР, 1984.
19. Koopman D. W., Goforth R. R. Collisional coupling in counter-streaming laser-produced plasmas.— Phys. Fluids, 1974, v. 17, N 8.

Поступила 7/XII 1984 г.

УДК 533.9.01

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НА ДИНАМИКУ РАСШИРЕНИЯ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ В ФОНОВУЮ МЕНЬШЕЙ ПЛОТНОСТИ

А. В. Мордвинов, В. М. Томозов, В. Г. Файнштейн

(Иркутск)

Нелинейное течение, возникающее при одномерном разлете непотермической ($T_e > T_i$) плазмы с первоначально резкой границей в фоновую с существенно меньшей плотностью ($n_0 \gg n_\phi$), неоднократно исследовалось в численных экспериментах [1—3]. При этом предполагалось, что распределение электронов по скоростям максвелловское (соответственно распределение по энергиям в возникающем электрическом поле бoльцмановское). В то же время известно, что характер нелинейных движений в плазме может существенно зависеть от вида функции распределения электронов $f_e(v)$ [4—6]. В частности, при расширении бесстолкновительной плазмы в вакуум вид электронной функции распределения заметно влияет на динамику плазмы, эффективность ускорения ионов и на количество энергичных частиц [5, 6]. Можно ожидать, что и эволюция разрыва плотности при $n_0/n_\phi \gg 1$ также будет зависеть от вида $f_e(v)$. Изучение характера этой зависимости представляет физический интерес и особенно важно для астрофизических приложений*.

В данной работе приводятся результаты численного эксперимента по изучению распада разрыва плотности непотермической плазмы ($n_0/n_\phi = 10—100$) с различными электронными функциями распределения.

* Расширение бесстолкновительной плазмы в менее плотный окружающий фон является, по-видимому, одним из эффективных механизмов генерации высокоэнергичных ионов в солнечных вспышках. В предположении свободного разлета плазменных сгустков (расширение в вакуум) в солнечных вспышках соответствующие оценки сделаны в [7]. Более детальный анализ проблемы с учетом последних наблюдательных данных приведен в [8, 9].

Выбор физической модели и математическая формулировка задачи.

В начальный момент времени профиль плотности ионов имеет вид

$$(1) \quad n_i(x, 0) = \begin{cases} n_0, & 0 \leq x \leq x_0 - d, \\ n_\Phi + \frac{x_0 - x}{d} (n_0 - n_\Phi), & x_0 - d < x < x_0, \\ n_\Phi, & x_0 \leq x \leq L, \end{cases}$$

где n_0 — невозмущенная плотность основной плазмы; n_Φ — плотность фоновой плазмы; d — ширина переходного слоя; L — длина расчетной области.

Динамика ионного компонента описывается кинетическим уравнением для ионной функции распределения $f_i(u)$ с самосогласованным электрическим полем:

$$(2) \quad \frac{\partial f_i}{\partial t} + u \frac{\partial f_i}{\partial x} + \frac{eE}{M} \frac{\partial f_i}{\partial u} = 0.$$

Характерное время изменения параметров плазмы в данном случае определяется движением ионного компонента и существенно больше ω_{pe}^{-1} (ω_{pe} — электронная плазменная частота), поэтому электроны успевают «подстраиваться» под медленно меняющийся потенциал. Связь между плотностью электронов n_e и потенциалом φ устанавливается с помощью «уравнения состояния» [5]:

$$(3) \quad n_e(\varphi) = \int_{-\infty}^{-\sqrt{-\frac{2e\varphi}{m}}} \left(1 + \frac{2e\varphi}{mv^2}\right)^{-1/2} f_e(v) dv + \int_{\sqrt{-\frac{2e\varphi}{m}}}^{+\infty} \left(1 + \frac{2e\varphi}{mv^2}\right)^{-1/2} f_e(v) dv.$$

Исследовалось течение плазмы с электронной функцией распределения $f_e(v)$ в виде

$$(4) \quad f_e(v) = (1 - k)f_m(v) + kf_c(v),$$

$$\text{где} \quad f_m = \left(\frac{m}{2\pi T_1}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2T_1}\right); \quad f_c = \frac{3}{4} \left(\frac{m}{2T_2}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{mv^2}{2T_2}\right)^{-5/2}.$$

В проведенной серии численных экспериментов отношение температур T_2/T_1 принимало значения 1; 10; 100. Коэффициент k , характеризующий долю высокоэнергичных электронов, полагался равным 0; 0,01; 0,05; 0,1; 0,25; 0,5; 1.

К (2), (3) необходимо добавить уравнение Пуассона

$$(5) \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -4\pi e \left(\int f_i(u) du - n_e \right).$$

На границах расчетной области положим

$$\varphi = 0 \text{ при } x = 0, \quad \varphi'_x = 0 \text{ при } x = L,$$

а температуру ионов для простоты — равной нулю.

Как и в [2, 3], задача о распаде разрыва плотности ионов в плазме с различными $f_e(v)$ решалась методом крупных частиц [10]. Ионный компонент представлялся набором модельных крупных частиц, каждая из которых состоит из множества реальных частиц, имеющих одинаковую скорость. Движение крупных частиц в самосогласованном электрическом поле описывается системой уравнений

$$(6) \quad du_j/dt = -e/M \cdot \partial\varphi/\partial x;$$

$$(7) \quad dx_j/dt = u_j, \quad j = 1, 2, \dots, N,$$

где x_j, u_j — координата и скорость j -го «крупного» иона; e, M — заряд

и масса реального иона. Уравнения (6), (7) определяют характеристики кинетического уравнения (2) и в известном смысле заменяют его.

Приведем (5), (6), (7) к безразмерному виду, выбирая следующие масштабы: n_0 — плотность, $r_{D0} = \sqrt{T_1/(4\pi en_0)}$ — длина, $\omega_{p10}^{-1} = \sqrt{M/(4\pi n_0 e^2)}$ — время, $c_s = \sqrt{T_1/M}$ — скорость, T_1/e — потенциал. В безразмерных переменных имеем

$$(8) \quad \partial^2 \varphi / \partial x^2 = -(n_i - n_e);$$

$$(9) \quad du_j / dt = -\partial \varphi / \partial x;$$

$$(10) \quad dx_j / dt = u_j,$$

где $n_e(\varphi)$ определяется выражением (3) с функцией распределения электронов, взятой в виде (4).

Система (8)—(10) интегрировалась по времени. Один шаг по времени включал в себя решение краевой задачи для уравнения Пуассона (8) и численное интегрирование уравнений движения для всех модельных частиц. При решении краевой задачи для уравнения Пуассона использовался метод квазилинеаризации [11]. Численное интегрирование уравнений движения осуществлялось по разностной схеме «с перешагиванием» [12].

Расчеты проводились на ЭВМ БЭСМ-6. Расчетная область имела длину $L = 200-250$. Размер области плотного ступка составлял $(x - d) = 30-50$, ширина переходной области $d = 1,5$. Численное интегрирование уравнений движения проводилось до тех пор, пока волна разрежения не доходила до левой границы. Число модельных частиц N , характеризующее точность вычислений, составляло 4500—5000, при этом на одну ячейку сетки в основной плазме приходилось до 200 частиц.

Для проверки описанной методики расчета изложенная схема применялась для решения задачи о расширении бесстолкновительной плазмы в вакуум и результаты сравнивались с расчетами [13]. Несмотря на известную некорректность использованного выше граничного условия на правой границе для такой задачи, до моментов времени $t \leq 25-30$ получено хорошее согласие с результатами [13]. Кроме того, проводилось сопоставление результатов расчетов для $n_0/n_\phi = 3$, $f_e(v) = f_m$ с аналогичными вычислениями [2]. Небольшое наблюдавшееся отличие рассчитанных профилей скорости связано с тем, что в [2] полагалось $T_i \neq 0$.

Результаты расчетов. Очевидно, что выбор конкретной функции $f_e(v)$ ограничил круг возможных новых эффектов и количественные различия по сравнению со случаем максвелловской функции распределения. В то же время выбор $f_e(v)$ в виде (4) не случаен. При $k = 1$ $f_e(v) = f_c$ — функция распределения становится степенной. Именно для такой функции распределения в [6] численно изучено расширение бесстолкновительной плазмы в вакуум и проведено сравнение результатов со случаем максвелловской $f_e(v)$. Поэтому представляет интерес выяснить, как будет меняться результат с ростом параметра n_ϕ/n_0 при прочих равных условиях (при расширении плазмы в вакуум $n_\phi/n_0 = 0$). С другой стороны, в солнечных вспышках часть электронов в области короны нагревается до больших температур, причем в интервале высоких энергий их функция распределения близка к степенной, а показатель степени может быть сравним с выбранным значением $\alpha = 5/2$. Поэтому результаты расчетов с $f_e(v)$ в виде (4) могут быть использованы для анализа ускорения ионов в солнечных вспышках при разлете плазмы в вакуум.

На рис. 1, а — в и 2, а — в соответственно приведены профили плотности ионов $n_i(x)$, скорости частиц $u(x)$ и потенциала $\varphi(x)$ в различные моменты времени при $n_0/n_\phi = 50$ для $k = 0$ (максвелловская функция распределения) и $k = 1$ (степенная функция распределения с той же электронной температурой, что и при $k = 0$). Из рис. 1, 2 ($f_e = f_m$ и f_c соответственно) видно, что полученные результаты качественно мало ме-

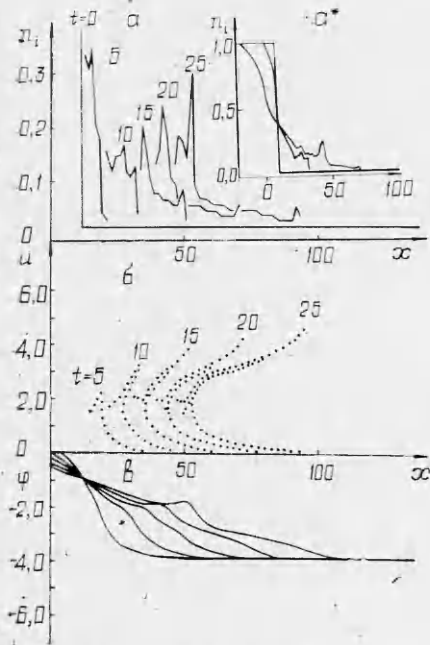


Рис. 1

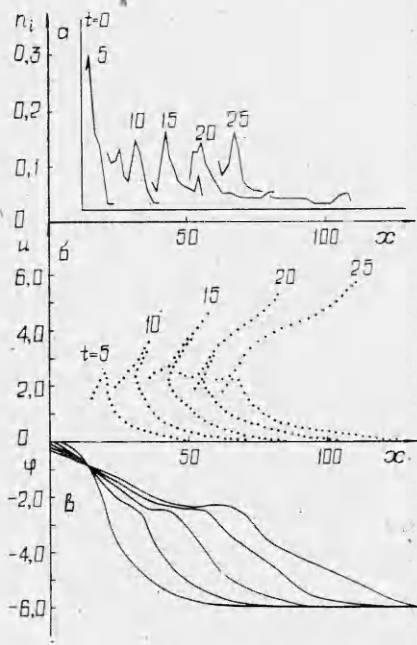
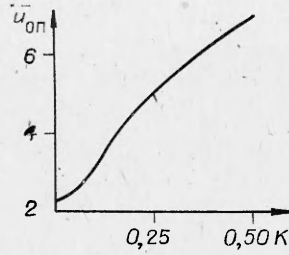


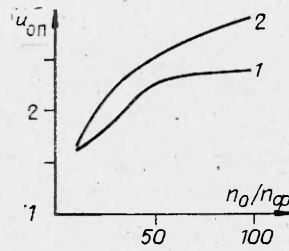
Рис. 2

няются в зависимости от вида функции распределения и согласуются с результатами [1—3]. Распад разрыва плотности начинается с движения ионов вправо. Как и при расширении бесстолкновительной плазмы в вакуум [5, 6], на профиле плотности формируется крутой фронт. В данном случае его ширина конечна и составляет несколько дебаевских радиусов r_{D0} . Одновременно приходят в движение ионы фоновой плазмы. Это связано с тем, что электроны из области с повышенной концентрацией плазмы проникают далеко за область фронта в фоновую плазму, создавая там электрическое поле. Влево от первоначальной границы плотного сгустка движется волна разрежения. До значений $t \leq 5$ течение плазмы мало отличается от движения, возникающего при расширении плазмы в вакуум. При $t > 5$ скорость фронта практически не меняется и очень быстро происходит опрокидывание фронта: вперед вырываются группы ионов со скоростями, большими скорости фронта, образуя так называемый предвестник. В предвестнике наряду с ионами, пришедшими из первоначального плотного сгустка и «перевалившими» фронт, имеются ионы фона, которые отразились от движущегося потенциального барьера, крутого в области фронта. Как показано в [1, 3], опрокидывание происходит не при любом перепаде плотности, а лишь при $n_0/n_\phi > (n_0/n_\phi)_{кр}$. Так, согласно [1], при $T_i/T_e = 0$ $(n_0/n_\phi)_{кр} = 5$. При $n_0/n_\phi < (n_0/n_\phi)_{кр}$ на профилях n_i , u , ϕ развиваются осцилляции, подобные колебаниям в ламинарных волнах [2, 14]. Осцилляции существуют и при $n_0/n_\phi > (n_0/n_\phi)_{кр}$, но их амплитуда уменьшается с ростом n_0/n_ϕ . При не очень больших превышениях n_0/n_ϕ над критической величиной опрокидывание носит пульсирующий характер. С увеличением n_0/n_ϕ выброс частиц становится непрерывным (см. рис. 1, 2).

Влияние вида электронной функции распределения начинает проявляться при $n_0/n_\phi \sim 10$ и становится все более заметным по мере роста отношения n_0/n_ϕ . Прежде всего обращает на себя внимание тот факт, что для функций распределения, отличных от максвелловской, возрастают пространственные масштабы некоторых характеристик процесса: ширина фронта, длина проникновения электрического поля в фоновую плазму, ширина «плато» за фронтом волны на распределениях $u(x)$, $\phi(x)$ в одни и те же моменты времени (см. рис. 1). По-видимому, это обстоятель-



Р и с. 3

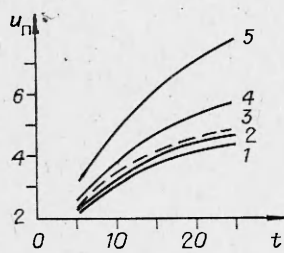


Р и с. 4

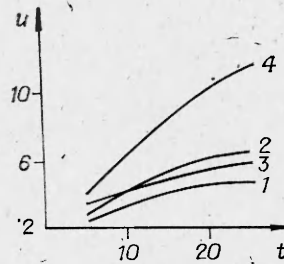
ство связано с тем, что степенная функция распределения электронов спадает с ростом скорости значительно медленнее максвелловской. От вида электронной функции распределения зависит скорость волны, при которой происходит опрокидывание (под скоростью волны понимается скорость ионов в вершине фронта). На рис. 3 показана зависимость $u_{оп}$ от параметра k при $T_2/T_1 = 10$, $t \approx 5$, $n_0/n_{ф} = 50$. Кроме того, $u_{оп}$ заметно зависит и от начального перепада плотности $n_0/n_{ф}$ (рис. 4, где $t \approx 5$, кривые 1, 2 соответствуют $f_e(v) = f_m$ и f_c). Из анализа $n_i(x, t)$, $u(x, t)$ следует, что для данной функции распределения $f_e(v)$ момент времени, в который происходит опрокидывание, слабо зависит от перепада плотности и составляет $t_{оп} \sim 5-5,5$. В то же время пространственные масштабы, на которых происходит развитие характерных особенностей на графиках $n_i(x, t)$, $u(x, t)$, $\varphi(x, t)$ при $t > t_{оп}$, увеличиваются по мере роста $n_0/n_{ф}$. Это справедливо, например, по отношению к формированию плато за фронтом ударной волны на профилях $u(x, t)$, $\varphi(x, t)$ и в области предвестника.

Переходя к анализу динамики предвестника, заметим, что образующие его ионы продолжают ускоряться по мере движения в фоновой плазме (см. рис. 1, 2). Это обстоятельство представляется особенно важным для космической (солнечной) плазмы, где могут быть существенными эффекты ускорения ионов при расширении плазменных сгустков. Причина ускорения сгустков, образующих предвестник, та же самая, что и частиц в фоновой плазме перед волной, — глубокое проникновение электрического поля в фоновую плазму. На рис. 5 показаны зависимости скорости фронта предвестника от времени для различных $f_e(v)$ при $n_0/n_{ф} = 50$ (кривые 1, 2, 4, 5 соответствуют значениям $k = 0; 0,01; 0,05; 0,1$ при $T_2/T_1 = 10$, кривая 3 — $k = 0,01$ при $T_2/T_1 = 100$). На рис. 6 специально выделены аналогичные кривые 1, 2 для максвелловской и степенной функций распределения с одинаковыми температурами $T_1 = T_2$. Для сравнения на рис. 6 изображены зависимости скорости фронта от времени для плазмы, расширяющейся в вакуум [6] при $f_e = f_m$ и f_c (кривые 3, 4). На рис. 5, 6 видно влияние $f_e(v)$ на движение предвестника. Качественный вывод, который можно сделать из анализа приведенных графиков, аналогичен выводу для случая плазмы, разлетающейся в вакуум: обогащение функции распределения более горячими электронами приводит к повышению эффективности ускорения ионов. Доля быстрых ионов в предвестнике оказывается также зависящей от вида $f_e(v)$. В вершине фронта предвестника концентрация ионов больше для максвелловской функции распределения, а за фронтом концентрация быстрых частиц в случае $f_e(v) = f_c$ больше, чем при $f_e(v) = f_m$.

Таким образом, выполненные расчеты показали, что вид электронной функции распределения оказывает заметное влияние на динамику плазмы при разлете в фоновую меньшей плотности для $n_0/n_{ф} > 10$. Выяснено, что это влияние для выбранных $f_e(v)$ проявляется прежде всего в количественных различиях некоторых характеристик процесса. Появление более «горячих» хвостов на функции распределения электронов или переход к медленнее спадающей к большим скоростям $f_e(v)$ по сравнению



Р и с. 5



Р и с. 6

с максвелловской приводят к увеличению таких важных характеристик нелинейного течения плазмы, как скорость опрокидывания фронта, скорость предвестника и относительная концентрация быстрых частиц в предвестнике. В то же время возрастают пространственные масштабы различных особенностей на профилях $n_i(x)$, $u(x)$, $\varphi(x)$, сглаживаются пространственные колебания амплитуды волны.

В заключение авторы выражают благодарность В. М. Бардакову за плодотворные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sakanaka P. H., Chu C. K., Marshall T. C. Formation of ion collisionless shocks.— Phys. Fluids, 1971, v. 14, N 3.
2. Mason R. J. Computer simulation of ion-acoustic shocks. The diaphragm problem.— Phys. Fluids, 1971, v. 14, № 9.
3. Березин Ю. А., Вшивков В. А. О волновых процессах в неизотермической плазме.— ПМТФ, 1973, № 1.
4. Ахиезер И. А., Боровик А. Е. О нелинейных движениях плазмы с произвольным распределением электронов по скоростям.— ЖЭТФ, 1966, т. 51, № 4.
5. Гуревич А. В., Пятаевский Л. П. Нелинейная динамика разреженной плазмы и поносферная аэродинамика.— В кн.: Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1980, вып. 10.
6. Гуревич А. В., Мещеркин А. П. Ускорение ионов в расширяющейся плазме.— ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 5.
7. Гуревич А. В., Парийская Л. В., Пятаевский Л. П. Ускорение ионов при расширении разреженной плазмы.— ЖЭТФ, 1972, т. 63, № 2.
8. Зайцев В. В. Некоторые вопросы динамики и радиоизлучения вспышечных петель.— Тр. XII Ленингр. семинара по космофизике. Л.: ЛИЯФ, 1982.
9. Еселевич В. Г., Томозов В. М., Файнштейн В. Г. О возможном механизме ускорения ионов в солнечных вспышках.— Докл. на семинаре КАПГ по вопросам теории солнечных вспышек. Рига, 1982.
10. Березин Ю. А., Вшивков В. А. Метод частиц в динамике разреженной плазмы. Новосибирск: Наука, 1980.
11. Беллман Р., Калаба Р. Квазилинеаризация и нелинейные краевые задачи. М.: Мир, 1968.
12. Поттер Д. Вычислительные методы в физике. М.: Мир, 1975.
13. Crow J. E., Auer P. L., Allen J. E. The expansion of a plasma into a vacuum.— J. Plasma Phys., 1975, v. 14, pt 1.
14. Сагдеев Р. З. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме.— В кн.: Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1964, вып. 4.

Поступила 13/VII 1984 г.