

С. И. АНИСИМОВ, М. Ф. ИВАНОВ

О ЧИСЛЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

(Представлено академиком Р. З. Сагдеевым 20 VI 1975)

Для решения многих нелинейных задач динамики плазмы в последние годы успешно применяется метод численного моделирования. Использование этого метода позволило получить ряд нетривиальных результатов в нелинейной теории взаимодействия плазмы с излучением, динамике ударных волн, нелинейной теории модуляционной неустойчивости ⁽¹⁻⁴⁾. В некоторых работах численное моделирование было применено для получения информации количественного характера об оптических свойствах лазерной плазмы.

Значительная часть работ по моделированию основана на численном решении бесстолкновительных кинетических уравнений с самосогласованным полем методом частиц в ячейках. Наибольшие успехи достигнуты в исследовании одномерных моделей. Однако даже в этом простейшем случае для удовлетворительного описания турбулентной плазмы требуется большое число макрочастиц (порядка 50000 и более), что ведет к большим затратам машинного времени и ограничивает возможности моделирования. В настоящей работе приведены результаты расчетов, выполненных с относительно малым числом частиц. Сокращение числа частиц и объема вычислений достигается за счет использования макрочастиц с различными зарядами и массами, значения которых подбираются пропорциональными значениям функции распределения в соответствующих областях фазового пространства. Такой выбор «весов» частиц, впервые предложенный в ⁽⁵⁾, позволяет повысить точность аппроксимации функции распределения при заданном числе частиц. Сохранение точности в процессе счета достигается периодической корректировкой «весов». Заметим, что последняя операция эквивалентна некоторому осреднению в фазовом пространстве и дополнительно ведет к подавлению нефизических флуктуаций, свойственных методу частиц.

Описанная процедура использована при составлении программы численного решения системы кинетических уравнений для одномерной плазмы. Существенной деталью нашей программы является учет кулоновских столкновений в ВГК-модели ⁽⁶⁾. Кулоновские столкновения, определяющие ряд физических эффектов, важны в рассматриваемых задачах и с чисто методической точки зрения: процедура численного решения неизбежно вносит в уравнения некоторую дополнительную нефизическую «вязкость», которая может, вообще говоря, заметно исказить результат моделирования; физически правильный критерий для оценки этого эффекта можно получить, исходя из решения задачи с учетом кулоновских столкновений.

Составленная по описанной схеме программа применена для численного решения ряда задач кинетики плазмы. Мы приведем здесь в качестве примера некоторые результаты моделирования одномерной двухкомпонентной плазмы в сильном переменном электрическом поле. Близкие по постановке задачи изучались ранее другими методами, что дает возможность сравнивать различные подходы к проблеме численного моделирования.

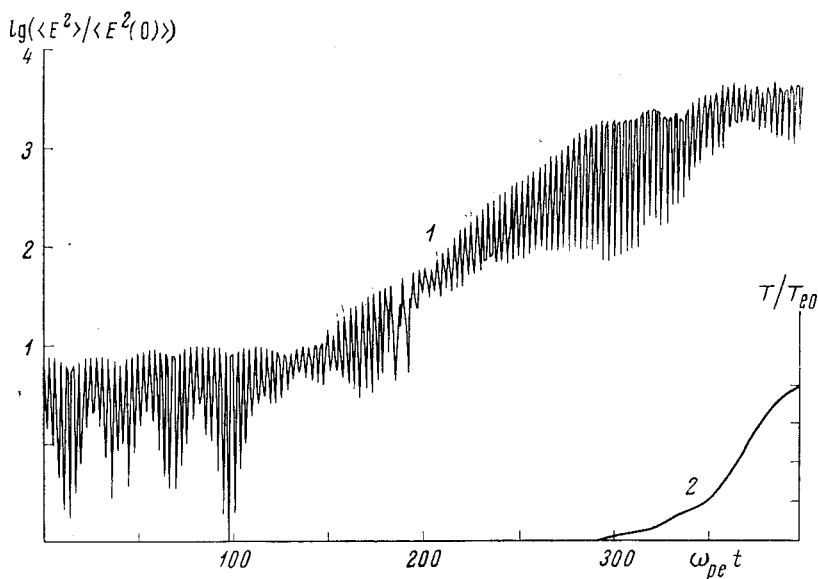


Рис. 1. Энергия электростатического поля (1) и средняя энергия электронов (2) в зависимости от времени t

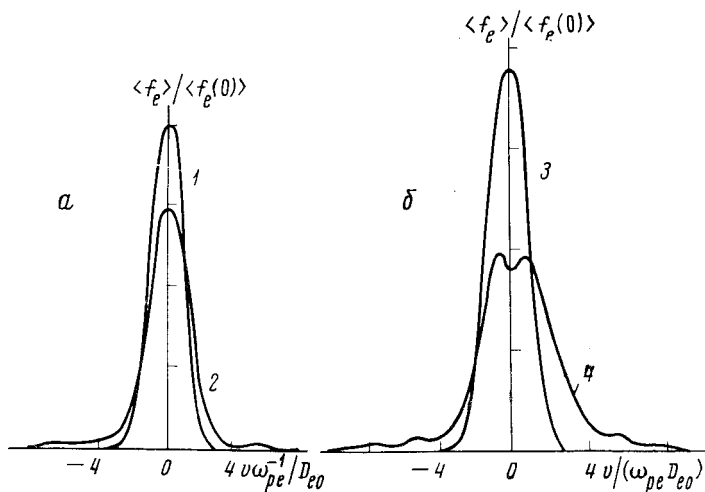


Рис. 2. Функции распределения электронов f_e по скоростям в моменты времени $t=0$ (1) и $\omega_{pe}t=350$ (2), 400 (3), 1000 (4)

1. Аномальное высокочастотное сопротивление. Эта задача достаточно подробно изучалась рядом авторов, поэтому мы не будем детально описывать ее постановку (см. ^(1, 2, 4)). Приводимые ниже результаты относятся к следующим условиям: амплитуда поля накачки $E_0 = (4\pi n_0 T_{e0})^{1/2}$; начальные распределения частиц максвелловские с температурами $T_{e0} = T_{i0}$; частота поля накачки $\omega_0 = 1,05 \omega_{pe}$. $m_i = 100 m_e$; число макроэлектронов $N_e = 2400$, число макроионов $N_i = 1200$. Несмотря на столь малое число частиц, результаты моделирования находятся в полном согласии с теоретическим анализом ⁽¹⁾ и хорошо согласуются с результатами гораздо более трудоемких численных расчетов других авторов. На рис. 1

показана зависимость от времени квадрата напряженности самосогласованного электрического поля и средней энергии электронов, на рис. 2а — изменение электронной функции распределения в процессе раскачки плазменных колебаний.

Чтобы составить представление о роли «численной вязкости», описанный расчет проведен как для бесстолкновительной ситуации (рис. 1, 2а), так

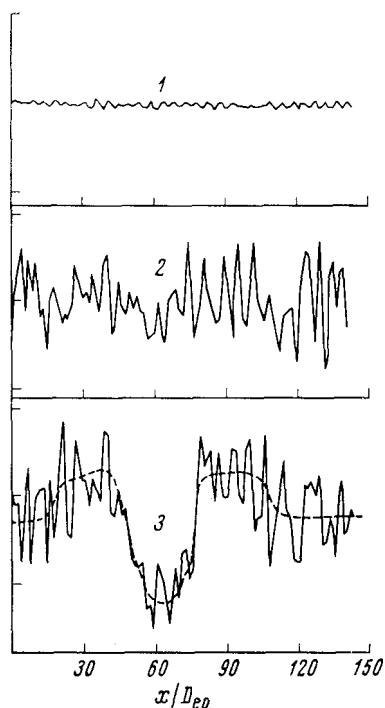


Рис. 3. Профили ионной плотности в различные моменты времени $\omega_{pe}t$: 1 — 40, 2 — 800, 3 — 1000. По оси абсцисс — координата, отнесенная к начальному дебаевскому радиусу

рабочего приближения в работе (8) и в кинетической постановке — в работе (9). Наше рассмотрение отличается от (9) тем, что начальное распределение частиц принято максвелловским, а начальное возмущение плотности имеет регулярный характер и гораздо меньшую величину, чем в (9). Столкновения в этой задаче не учитывались. Параметры расчета выбирались следующим образом:

$$E_0 = (4\pi n_0 T_{e0})^{1/2}, \quad \omega_0 = 0,9 \omega_{pe}, \quad T_{e0} = T_{i0}, \quad m_i = 100 m_e.$$

На рис. 3 приводятся профили ионной плотности в различные моменты времени. Видно развитие флуктуаций плотности и зарождение солитона, несколько напоминающее образование зародышей новой фазы при фазовом переходе первого рода. При выбранном относительно низком уровне начальных возмущений время формирования солитона составляет около $1000 \omega_{pe}^{-1}$.

На рис. 2б показана функция распределения электронов. Имеются хвосты быстрых электронов, доля которых резко возрастает после образования солитона. Качественный характер распределения электронов согласуется

и с учетом только электронных столкновений (в начальный момент $v_{ee} \approx 0,03 \omega_{pe}$). В обоих случаях картина раскачки плазменных колебаний оказалась качественно одинаковой; существенное различие состояло, однако, в том, что при учете столкновений имело место значительное запаздывание ($\sim 70 \omega_{pe}^{-1}$ в рассматриваемом варианте). Подробный анализ такого рода расчетов и сравнение с результатами других авторов позволяют заключить, что «столкновительные» эффекты, вносимые нашей численной схемой, пренебрежимо малы в сравнении с реальными физическими столкновениями.

Отметим, что расчеты, подобные описанным, использовались в ряде случаев для определения эффективной частоты столкновений, обусловленной коллективными процессами, и расчета аномальных коэффициентов поглощения. Очевидная некорректность состоит при этом в перенесении результатов одномерного моделирования на трехмерный случай. Некоторое уточнение можно получить, численно решая одномерную задачу со столкновениями в той области параметров (интенсивность, расстройка резонанса), где столкновительный механизм является определяющим.

2. Образование солитона при резонансной накачке. Эта задача численно решалась в рамках па-

с результатами расчета (⁹). Дополнительные расчеты показывают, что еще более резкий рост хвостов наблюдается в случае пространственно неоднородного начального профиля плотности.

В заключение выражаем глубокую благодарность акад. Р. З. Сагдееву за обсуждение работы и критические замечания.

Институт теоретической физики
им. Л. Д. Ландау
Москва

Поступило
17 VI 1975

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ W. L. Kruer, P. K. Kaw et al., Phys. Rev. Lett., v. 24, 987 (1970). ² А. А. Иванов, Ю. С. Сигов, Ю. В. Ходырев, ДАН, т. 214, № 6, 1291 (1974). ³ А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев и др., Физика плазмы, т. 1, № 1, 10 (1975). ⁴ W. L. Kruer, J. M. Dawson, Phys. Fluids, v. 15, 446 (1972). ⁵ J. Denaivi, J. Comp. Phys., v. 9, 75 (1972). ⁶ P. L. Bhatnagar, E. P. Gross, M. Krook, Phys. Rev., v. 94, 511 (1954). ⁷ А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев, Nucl. Fusion, v. 13, 603 (1972). ⁸ G. J. Morales, Y. C. Lee, R. B. White, Phys. Rev. Lett., v. 32, 457 (1974). ⁹ E. J. Valeo, W. L. Kruer, Phys. Rev. Lett., v. 33, 750 (1974).