

ИОННО-ЦИКЛОТРОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ПЛАЗМЕННОМ СГУСТКЕ

В.И.Пистунович, Д.Д.Рютов

Плазменные сгустки, получаемые в импульсных плазменных инжекторах, обычно содержат ионы, обладающие значительным тепловым разбросом как в продольном, так и в поперечном направлениях, причем $T_{\parallel} \sim T_{\perp}$. В настоящей работе показано, что при движении такого сгустка вдоль однородного магнитного поля при некоторых условиях в нем возбуждаются ионно-циклотронные колебания, приводящие к "перекачке" поперечной тепловой энергии ионов в энергию продольного направленного движения. Такая "перекачка" может вызывать существенное уменьшение энергии поперечного движения ионов по сравнению со значением этой величины непосредственно после вылета сгустка из инжектора.

Для простоты мы ограничимся рассмотрением одномерной задачи, т.е. будем считать, что параметры сгустка зависят только от координаты z , направленной вдоль магнитного поля. Предположим далее, что в начальный момент температура ионов существенно превышает температуру электронов. При этом условия возникающие в плазме электрические поля не влияют на движение ионов, т.е. каждый ион, вылетевший из инжектора, движется вдоль магнитного поля с постоянной скоростью (парными столкновениями пренебрегаем). Наличие начального теплового разброса ионов приводит к тому, что с течением времени сгусток расплывается, и его характерная длина L растет по закону $L \approx L^{(0)} + v_{Ti}^{(0)} t$, где $L^{(0)}$ — начальная длина сгустка, а $v_{Ti}^{(0)}$ — начальная тепловая скорость ионов.

Легко видеть, что в процессе расплывания сгустка разброс ионов по продольным скоростям в каждой фиксированной точке пространства убывает со временем примерно как $L^{(0)} / t$, и при $t \gg L^{(0)} / v_{Ti}^{(0)}$ становится существенно меньше начального разброса. В то же время поперечный разброс ионов остается порядка начального, т.е. в каждой точке пространства функция распределения ионов становится сильно анизотропной: $T_{\perp i} \gg T_{\parallel i}$. При этом в плазме возникает ионно-циклотронная неустойчивость (см. [1]), вследствие которой $T_{\perp i}$ уменьшается, а $T_{\parallel i}$ увеличивается. При дальнейшем разлете сгустка $T_{\parallel i}$ вновь убывает, вновь включается неустойчивость, происходит уменьшение $T_{\perp i}$, и т.д. Такой процесс в конечном итоге приводит к тому, что вся энергия поперечного теплового движения ионов переходит в энергию продольного разлета сгустка, и $T_{\perp i}$ становится существенно меньше своего начального значения.

В рассматриваемом нами случае, когда $T_{\parallel i} \gg T_e$, основную роль в процессе изотропизации ионов играет циклотронная неустойчивость на электронных ленгмюровских колебаниях с $k_{\perp} \sim \omega_{H1} / v_{Te}$, $k_{\parallel} \sim (m/M)^{1/2} k_{\perp}$ и характерным инкрементом $\text{Im } \omega \sim (m/M)^{1/2} \omega_{H1}$. Учет пространственной неоднородности параметров сгустка в направлении магнитного поля не влияет на эту неустойчивость, если имеет место неравенство

$$L \gg (M/m)^{1/2} v_{Te} / \omega_{H1}. \quad (1)$$

При свободном (т.е. в отсутствие неустойчивости) разлете сгустка характерное время τ увеличения анизотропии функции распределения на величину порядка единицы примерно равно L / v_{Ti} . Легко видеть, что при выполнении условия (1) одновременно выполняется условие $\tau \text{Im } \omega \gg 1$, т.е. неустойчивость развивается очень быстро по сравнению со временем τ . Это означает, что неустойчивость все время удерживает анизотропию функции распределения ионов вблизи от критического значения, соответствующего порогу возникновения неустойчивости.

Чтобы исследовать движение сгустка более подробно, воспользуемся кинетическим уравнением для ионов:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial z} = S f, \quad (2)$$

где через St обозначен столкновительный член, описывающий взаимодействие ионов с неустойчивыми колебаниями. Отметим, что столкновительный член "действует" только в одном направлении: если анизотропия выше критической, то он уменьшает ее до уровня критической; если же анизотропия ниже критической, то $St = 0$, поскольку колебания в системе отсутствуют.

Как было указано выше, анизотропия функции распределения ионов все время близка к критической. Поэтому энергия циклотронных колебаний в системе мала по сравнению с тепловой энергией ионов. Следовательно, мы можем считать, что столкновительный член сохраняет энергию и продольный импульс ионов. Предположим далее, что взаимодействие ионов с неустойчивыми колебаниями приводит к установлению двухтемпературного максвелловского распределения, для которого отношение $\alpha = T_{\perp i} / T_{\parallel i}$ определяется из условия, чтобы система находилась на границе неустойчивости. Используя эти свойства столкновительного члена, из уравнения (2) можно стандартным путем получить уравнения гидродинамики, описывающие продольное движение сгустка. Результат в точности совпадает с уравнениями гидродинамики для идеального газа с показателем адиабаты $\gamma = (3 + 2\alpha) / (1 + 2\alpha)$.

Для рассматриваемой задачи интересны те решения гидродинамических уравнений, которые соответствуют разлету облака газа в вакуум. Исследование такой задачи можно найти, например, в книге Зельдовича и Райзера [2]. Оказывается, что при $t \gg L^{(0)} / v_{Ti}^{(0)}$ границы сгустка плазмы раздвигаются с постоянной скоростью $\sim v_{Ti}^{(0)}$, а поперечная температура ионов убывает по закону:

$$T_{\perp i} \sim T_{\perp i}^{(0)} \left(\frac{L^{(0)}}{v_{Ti}^{(0)} t} \right)^{\gamma-1}.$$

Проведенное выше исследование относится к случаю, когда $T_{\perp i} \gg T_e$.

Однако аналогичный эффект может существовать и при условии $T_{\perp i} \ll T_e$, поскольку и в этом случае расширение облака плазмы приводит к уменьшению продольного теплового разброса ионов [3]. При $T_{\perp i} \ll T_e$ изотропизация ионов происходит за счет возбуждения колебаний типа ионного звука. Отметим, что соответствующие инкременты могут существенно превышать величину $\sqrt{m/M} \omega_{Hi}$.

Описанный эффект может быть использован в опытах по перезарядке плазменного сгустка на газовой мишени. Образующиеся при перезарядке атомы вылетают из мишени под углом $\sim v_{\perp} / v_{\parallel}$ к направлению движения сгустка. Поэтому уменьшение поперечной скорости ионов вследствие "перекачки" поперечной энергии в энергию продольного движения будет приводить к тому, что расходимость сгустка атомов существенно уменьшится по сравнению со случаем, когда перезарядка осуществляется вблизи от инжектора и циклотронная неустойчивость не успевает развиваться.

Авторы приносят глубокую благодарность И.Н.Головину и А.В.Тимофееву за полезные обсуждения.

Поступило в редакцию
18 января 1968 г.

Литература

- [1] А.В.Тимофеев, В.И.Пистунович. В сб. Вопросы теории плазмы. вып.5, Атомиздат, 1967, стр.351.
- [2] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Физматгиз, 1963, стр.92.
- [3] А.В.Гуревич, Л.В.Парийская, Л.П.Питаевский. ЖЭТФ, 8, 647, 1965.