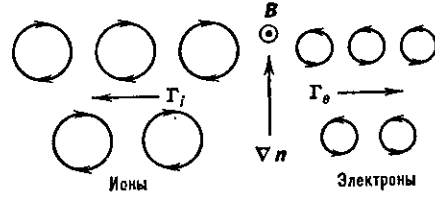


поперечное к \mathbf{B} электрич. поле с точностью до $(\rho_i/L)^2$ не приводит к току, а вызывает дрейф всей плазмы в целом со скоростью $c[\mathbf{E}\mathbf{B}]/B^2$ (см. Дрейф заряженных частиц). В полностью ионизованной плазме имеются также т. н. косые (описываемые недиагональными элементами тензора) потоки частиц поперёк \mathbf{B} (рис. 2): $\Gamma_\alpha = c[\mathbf{B}\nabla(nT_\alpha)]/Z_\alpha B^2$. В прямом однородном магн. поле их дивергенция равна нулю ($\text{div}\Gamma_\alpha = 0$), т. к.

Рис. 2. Потоки частиц в неоднородной плазме поперёк магнитного поля.



они не связаны с перемещением ведущих центров ларморовских орбит, а обусловлены неполной компенсацией потоков электронов и ионов из-за неоднородного распределения их орбит. В неоднородном магн. поле $\text{div}\Gamma_\alpha \neq 0$ из-за дрейфа ведущих центров связанного с неоднородностью и кривизной магн. поля.

«Косые» потоки электронов и ионов, проявляющиеся как диамагн. ток, приводят к появлению силы трения электронов об ионы $\mathbf{R} = m_e n_e (\Gamma_e - \Gamma_i)$. Дрейфовое движение электронов и ионов поперёк \mathbf{B} под действием этой силы происходит совместно в направлении против ∇n со скоростью $\sim c[\mathbf{B}\mathbf{R}]/e^2 B^2 n$ и проявляется как амбиполярная диффузия с коэф. $D_{\perp 1} \sim \rho_e^2 v_{ei}$. Того же порядка поперечные диагональные коэф. термодиффузии $D_{\perp 1}^{(T)} = D_{\perp 1}^{(T)} \sim \rho_e^2 v_{ei}$. Перенос ионов примеси происходит значительно быстрее, т. к. он обусловлен ионно-ионными столкновениями и не связан с переносом электронов. Даже при однородной темп-ре он не сводится к диффузии, поскольку поток примеси содержит слабые, пропорц. как градиенту её концентрации, так и градиенту концентрации осн. компоненты.

Перенос импульса (вязкость) в полностью ионизованной плазме определяется ионами. Тензор вязкости $\hat{\eta}_i$ в магн. поле имеет элементы, пропорц. ларморовскому радиусу ρ_i , ρ_i^2 и λ_{ii} : $\sim n m_i \lambda_{ii}^2 v_{ii}$, $\sim n m_i \rho_i^2 v_{ii}$ и $\sim n m_i \rho_i \lambda_{ii} v_{ii}$. Вязкость и инерция ионов приводят к дополнительному по сравнению с диффузионным потоку ионов. Условие обращения его в нуль определяет поперечное к \mathbf{B} амбиполярное электрич. поле.

Перенос тепла не связан условием квазинейтральности и происходит, вообще говоря, быстрее, чем перенос частиц. Напр., поперечная (диагональная) теплопроводность полностью ионизованной плазмы определяется ионами: коэф. температуропроводности

$$\chi_{i\perp} \sim \rho_i^2 v_{ii} \sim \sqrt{m_i/m_e} \chi_{e\perp} \gg D_{\perp 1} \sim \chi_{e\perp}.$$

Классич. описание П. п. возможно при очень малом смещении частиц между столкновениями (малой длине свободного пробега). В полностью ионизованной плазме, где сечения столкновений падают с ростом скорости, для описания быстрых электронов, у к-рых длина пробега велика, необходим кинетич. подход, учитывающий, что электроны, ускоряемые электрич. полем между столкновениями, могут приобрести такую скорость, что они уже перестанут тормозиться за счёт столкновений. С др. стороны, даже в слабостолкновит. плазме с достаточно плавными ф-циями распределения, к-рые можно характеризовать анизотропными темп-рами, потоки пропорциональны градиентам макроскопич. параметров, что даёт возможность построить замкнутую систему ур-ний переноса.

Неоклассические П. п. в неоднородном магнитном поле. Все диагональные коэф. переноса поперёк \mathbf{B} спадают с ростом B как B^{-2} . На этом основано удержание плазмы в магнитных ловушках. Однако из-за кри-

волинейности и неоднородности магн. поля П. п. в них оказываются сложнее. Дрейфы заряж. частиц в неоднородном магн. поле приводят к поляризации плазмы и к течению её в скрещенных электрич. и магн. полях. Поэтому П. п. поперёк магн. поверхностей в гидродинамич. приближении, напр., носят характер своеобразной конвекции. В этом режиме эфф. неоклассич. коэф. температуропроводности (рис. 3, III) и диффузии в токамаке в $(\epsilon/\theta)^2$ раз больше, чем в прямом цилиндре ($\epsilon = r/R$ — отношение малого и большого радиусов

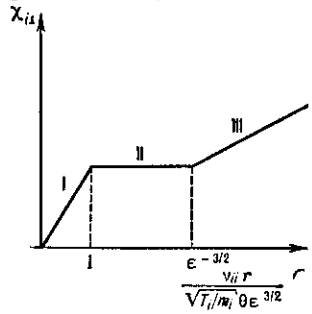


Рис. 3. Зависимость неоклассической ионной температуропроводности от частоты столкновений в токамаке: I — режим редких столкновений («банановый»); II — режим плато; III — гидродинамический режим.

магн. поверхности, θ — отношение полоидального и тороидального магн. полей). В режиме редких столкновений (рис. 3, I) смещение частиц поперёк \mathbf{B} между столкновениями может намного превышать ларморовский радиус. При этом осн. вклад в радиальный неоклассич. перенос дают частицы с малыми продольными скоростями, запертые из-за неоднородности поля \mathbf{B} на внеш. обводе тора. Проекция их траекторий на плоскость малого сечения тора имеют вид бананов шириной $\delta_\alpha \sim \rho_\alpha \sqrt{\epsilon}/\theta \gg \rho_\alpha$. При столкновении такие частицы смещаются на большое расстояние (порядка δ_α) и эфф. частота столкновений для них высока, поэтому, несмотря на малочисленность, именно они определяют П. п.: $\chi_{i\perp} \sim \rho_i^2 v_{ii} \sqrt{\epsilon}/\theta^2 \sim \sqrt{m_i/m_e} \chi_{e\perp}$. Диффузия автоматически амбиполярна; $D_{\perp 1} \sim \chi_{e\perp}$. В промежуточном режиме (плато II на рис. 3) коэф. переноса тоже определяются частицами с малыми продольными скоростями и не зависят от частоты столкновений. Неоклассич. П. п. существенны также в др. магн. ловушках — *стеллараторах, открытых ловушках*.

Аномальные П. п. Применимость представлений о классических (столкновительных) П. п. ограничена тем, что в неоднородной плазме, особенно в магн. поле, возможны многочисл. неустойчивости. В результате их развития плазма может перейти в турбулентное состояние. Возникающие при этом хаотич. электрич. и магн. поля в ряде случаев приводят к аномальным П. п., на порядки превышающим классические. Макроскопич. потоки частиц, импульса и энергии при этом определяются не только средними полями и профилями, но и установившимися уровнем и спектром колебаний. Аномальную диффузию частиц сравнивают с *Бомом диффузией*, к-рая наблюдалась в газовых разрядах. Перенос частиц и электронный теплоперенос в *токамаках* также аномальны и значительно превышают неоклассич. значения, но оказываются меньше бомовских. Как правило, не удаётся построить замкнутую систему ур-ний, описывающую аномальные П. п.; результаты в осн. сводятся к полуколичеств. оценкам. Исключение составляет случай слабой *турбулентности*, когда в квазилинейном приближении удаётся описать аномальные П. п. Построение общей количеств. теории аномальных П. п. является одной из наиб. актуальных задач физики плазмы.

Лит.: Галеев А. А., Сагдеев Р. З., «Неоклассическая» теория диффузии, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 7, М., 1973; Хинтон Ф., Явления переноса в столкновительной плазме, пер. с англ., в кн.: Основы физики плазмы, т. 1, М., 1983; Хортон В., Дрейфовая турбулентность и аномальный перенос, пер. с англ., в кн.: Основы физики плазмы, т. 2, М., 1984; Ораевский В. Н., Конииков Ю. В., Хазанов Г. В., Процессы переноса в анизотропной околосредней плазме, М., 1985; Рожанский В. А., Цендин Л. Д., Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме, М., 1988. В. А. Рожанский, Л. Д. Цендин.