

В данном рассмотрении не содержалось никаких предположений о характере взаимодействия. Поэтому можно предположить, что оно, возможно с необходимой детализацией или обобщениями, применимо и к слабым взаимодействиям, где несохранение комбинированной четности установлено экспериментально, и к поиску несохранения четности в других взаимодействиях и системах, где имеется необратимость.

Неевклидов принцип суперпозиции применим к преобразованиям на группах любой размерности, и потому пригоден для преобразований биспиноров, что необходимо для описания релятивистских явлений в квантовой теории поля, при этом число наблюдаемых – эрмитовых форм, определяющих пространственное поведение системы, значительно возрастает. В рамках спинорного описания данный подход применим к тем объектам, которые могут быть описаны уравнениями типа Шредингера, например к спиральным молекулам в биологии и другим подобным объектам, в которых явление хиральности, в частности различие левого и правого, представляется существенным.

Список литературы:

- [1] Шабалин Е.П. УФН, т.171, № 9, 951 (2001).
- [2] Кадомцев Б.Б. УФН, т.165, № 8, 967 (1999).
- [3] Гинзбург В.Л. УФН, т.169, № 4, 419 (1999).
- [4] Пригожин И., Стенгерс И. Время, хаос, квант. М., Прогресс, 1999.
- [5] Лунин Н.В., Коган В.И. ДАН, т. 399, №6, 753 (2004).
- [6] Лунин Н.В., Коган В.И. Прикладная физика, № 6, 6 (2009).
- [7] Lunin N.V. in Theoretical Concepts of Quantum Mechanics. Ed. M.R. Pahlavani InTech, Rijeka, 2012, p.263. (<http://www.intechopen.com>)
- [8] Lunin N.V. JRLR, v.29, № 5, 441 (2008).

Е.Н. Мясников
ФБОУ ВПО «ВГАВТ»

ДИФфуЗИЯ ПЛАЗМЫ В ПРИБЛИЖЕНИИ ДВУХЖИДКОСТНОЙ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

В приближении двухжидкостной магнитной гидродинамики предложен механизм генерации индукционного электрического поля, возникающего вследствие дрейфового движения ионной компоненты, приводящего к протеканию диамагнитного тока. Получено решение, описывающее равновесие магнитоактивной плазмы низкого давления, в котором самосогласованное потенциальное электрическое поле компенсирует градиент давления электронной компоненты и приводит к выполнению условия квазинейтральности. Индукционное поле уравнивает градиент газокINETического давления плазмы в плоскости, ортогональной к регулярному магнитному полю, и приводит к равенству потоков электронов и ионов, в результате чего устанавливается дипольный режим диффузии, при котором декремент возмущений плазмы зависит только от двух диффузионных коэффициентов – амбиполярного продольного (ионного) и амбиполярного поперечного (электронного).

Введение

Диффузия ионизованного газа в магнитном поле изучалась в большом количестве экспериментальных и теоретических работ применительно к задачам, связанным с

исследованием устойчивости плазмы в сильных магнитных полях, а также поиском механизмов образования неоднородной структуры ионосферной плазмы.

Релаксация возмущений электронной концентрации в плазме происходит в присутствии самосогласованного электрического поля, которое обеспечивает выполнение условия квазинейтральности. В изотропной плазме поляризационное электрическое поле является электростатическим, и его потенциал удовлетворяет условию равновесия Больцмана для электронной компоненты, при этом декремент релаксации возмущений плотности плазмы пропорционален коэффициенту амбиполярной диффузии

Двуполярная диффузия плазмы, находящейся во внешнем магнитном поле, может протекать при условии равенства потоков заряженных частиц в направлении магнитного поля и в ортогональной ему плоскости и описывается анизотропным уравнением, содержащим только два коэффициента – амбиполярной продольной $D_{a\parallel}$ и амбиполярной поперечной $D_{a\perp} \ll D_{a\parallel}$ диффузии. Данный режим диффузии может протекать в камере, стенки которой выполнены из диэлектрического материала, при этом боковые стенки, параллельные магнитному полю, заряжаются положительно, а перпендикулярные к ним торцевые – отрицательно, что обеспечивает выполнение граничных условий, необходимых для образования поляризационного поля [1]. Диффузия в баллоне из проводящего материала сопровождается протеканием токов короткого замыкания, которые выравнивают потенциалы стенок камеры и приводят к уменьшению времени релаксации плазмы [2].

Диффузия флуктуаций концентрации в однородной магнитоактивной плазме при наличии только потенциального электрического поля также сопровождается протеканием токов короткого замыкания. В зависимости от соотношения поперечного и продольного к магнитному полю масштабов $\theta = l_{\perp}/l_{\parallel}$ для начального возмущения плазмы реализуются два режима релаксации: при $\theta > \theta^* = \sqrt{D_{a\perp}/D_{a\parallel}}$ имеет место диффузия с униполярными продольным и поперечным к магнитному полю ионными коэффициентами, при $\theta < \theta^*$ – диффузия с униполярными электронными коэффициентами. Данный режим диффузии протекает существенно быстрее, чем двуполярный, причем наибольшее различие имеет место при $\theta = \theta^*$, когда потенциальное электрическое поле не может сдерживать свободный разлёт возмущения плазмы, и его релаксация определяется поперечным ионным $D_{i\perp} \gg D_{a\perp}$ и продольным электронным $D_{e\parallel} \gg D_{a\parallel}$ коэффициентами диффузии [3, 4].

В настоящей работе в приближении двухжидкостной магнитной гидродинамики предложен механизм генерации индукционного электрического поля, которое возбуждается при условии, когда диамагнитный ток обусловлен дрейфовым движением ионной компоненты плазмы, а электронная компонента неподвижна в плоскости, перпендикулярной к силовым линиям магнитного поля. Данное поле направлено ортогонально к магнитному полю и совместно с потенциальным поляризационным полем, обеспечивающим квазинейтральность возмущений плазмы, приводит к равенству потоков электронов и ионов в направлении магнитного поля и ортогональной ему плоскости и, как следствие, протеканию режима двуполярной диффузии [1].

Диффузия потенциальных возмущений плазмы

Система квазигидродинамических (КГД) уравнений, которая описывает двухкомпонентную квазинейтральную плазму, находящуюся в однородном магнитном поле, включает уравнения непрерывности и уравнения движения для электронов и ионов:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div} n \mathbf{v}_{\alpha} = 0; \quad (1)$$

$$m_\alpha \frac{\partial \mathbf{v}_\alpha^p}{\partial t} = e_\alpha \mathbf{E} + \frac{e_\alpha}{c} [\mathbf{v}_\alpha^p \times \mathbf{B}_0^p] - \frac{\nabla p_\alpha}{n} - \frac{v_{ei} m_e}{e_\alpha n} \mathbf{j} - m_\alpha v_{cm} (\mathbf{v}_\alpha^p - \mathbf{v}_n^p). \quad (2)$$

Здесь введены следующие обозначения: индекс $\alpha = e, i$ указывает сорт заряженных частиц (электроны и ионы), $n = n_\alpha$ – концентрация, \mathbf{v}_α^p – скорости заряженных частиц, \mathbf{v}_n^p – скорость нейтральных частиц, v_{cm} , v_{ei} – эффективные частоты соударений электронов и ионов с нейтральными частицами и между собой, $p_\alpha = n T_\alpha$ – газокINETическое давление электронной и ионной компонент, T_α – температуры, выраженные в энергетических единицах, \mathbf{E} , $\mathbf{j} = en(\mathbf{v}_i^p - \mathbf{v}_e^p)$ – векторы напряженности электрического поля и плотности тока, \mathbf{B}_0^p – индукция внешнего однородного магнитного поля. Далее будем рассматривать холодную магнитоактивную плазму низкого давления, в которой плотность энергии магнитного поля значительно превышает газокINETическое давление $B_0^2/8\pi \gg n(T_e + T_i)$, электроны и ионы сильно замагничены $v_e \ll \omega_{Be}$, $v_{in} \ll \omega_{Bi}$, где $\omega_{B\alpha} = eB_0/m_\alpha c$ – гирочастоты электронов и ионов, $v_e = (v_{ei} + v_{en})$.

Решение системы уравнений (1), (2) для стационарных потоков заряженных частиц $d\mathbf{v}_\alpha^p/dt = 0$ определяет плотность квазистатического тока:

$$\mathbf{j} = \frac{c(T_e + T_i)}{B_0} [\mathbf{E} \times \nabla n] - e D_{in\perp} \left(\nabla n - \frac{en}{T_i} \mathbf{E} \right) + e D_{e\parallel} \left(\frac{\partial n}{\partial z} + \frac{en}{T_e} E_z \right) \cdot \mathbf{E}. \quad (3)$$

Здесь $D_{in\perp} = \frac{T_i v_{in}}{m_i \omega_{Bi}^2}$, $D_{e\parallel} = \frac{T_e}{m_e v_e}$ – коэффициенты ионной поперечной и электронной продольной диффузии соответственно, регулярное магнитное поле $\mathbf{B}_0^p = B_0 \cdot \mathbf{E}^p$ направлено вдоль оси z декартовой системы координат, \mathbf{E}^p – орт данной оси. Первое слагаемое в уравнении (2) представляет плотность диамагнитного тока, протекающего в направлении, ортогональном плоскости, образованной векторами \mathbf{B}_0^p и ∇n , второе и третье – диффузионным ионному и электронному токам в направлениях градиента концентрации и магнитного поля соответственно. Из условия непрерывности плотности тока $\text{div} \mathbf{j} = 0$ следует уравнение

$$\frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \frac{e}{T_e} \frac{\partial}{\partial z} (n E_z) = \mu \left\{ \Delta_\perp n - \frac{e}{T_e} \nabla_\perp (n \mathbf{E}_\perp) \right\}, \quad (4)$$

в котором $\mu = v_e v_{in} / \omega_{Be} \omega_{Bi} \ll 1$ – малый параметр. Уравнение (4) может быть использовано для нахождения поляризованного электрического поля.

Исходная система КГД уравнений (1,2) может быть линеаризована относительно однородного распределения концентрации $n_0 = \text{const}$ и потенциала $\varphi_0 = 0$. Для возмущений вида плоских волн $\exp\{-i\omega t + ik \cdot \mathbf{r}\}$ она имеет решение $\gamma_u = \frac{(T_e + T_i) \gamma_e \gamma_i}{T_e \gamma_i + T_i \gamma_e}$.

Здесь введены следующие обозначения: γ_u – униполярный декремент диффузии,

$\gamma_e = (D_{e\perp} k_\perp^2 + D_{e\parallel} k_z^2)$ и $\gamma_i = (D_{in\perp} k_\perp^2 + D_{ni\parallel} k_z^2)$ – электронный и ионный диффузионные декременты соответственно. Связь между фурье-компонентами безразмерных возмущений концентрации $\delta n = (n - n_0)/n_0$ и потенциала $\delta \varphi = e\varphi/T_e$ определяется

уравнением $\delta\varphi_k^p = \frac{T_i(k_z^2 - \mu k_\perp^2)}{T_i k_z^2 + T_e k_\perp^2} \delta n$. Из приведенных соотношений следует, что характер диффузии гармонических возмущений концентрации зависит угла $\theta = k_z/k \ll 1$ между волновым вектором \vec{k} и вектором нормали к \vec{B}_0 . При $\theta \gg \sqrt{\mu}$ возмущение потенциала определяет электронная компонента $\delta\varphi_k^p = \delta n_k^p$, униполярный декремент $\gamma_u = (1 + T_e/T_i)\gamma_i$ пропорционален декременту ионной диффузии. При $\theta \ll \sqrt{\mu}$ имеет место противоположная ситуация: потенциал определяет возмущение концентрации ионной компоненты $\delta\varphi_k^p = -(T_i/T_e)\delta n_k^p$, а декремент $\gamma_u = (1 + T_i/T_e)\gamma_e$ – электронная компонента. При $\theta = \sqrt{\mu}$ возмущение потенциала $\delta\varphi_k^p \rightarrow 0$, и имеет место свободный разлёт плазмы с декрементом $\gamma_u = (D_{in\perp} k_\perp^2 + D_{e\parallel} k_z^2)$. Анализ решения, описывающего релаксацию точечного квазинейтрального возмущения плотности плазмы, показывает, что потенциал обладает аксиальной симметрией относительно направления \vec{B}_0 и имеет противоположные знаки, которые разделяет поверхность конуса, заключенная внутри образующих, расположенных под углом $\theta^* = \sqrt{\mu}$ к магнитному полю. Таким образом потенциальное электрическое поле может эффективно сдерживать диффузию только одной компоненты плазмы: электронной при $\theta < \theta^*$, либо ионной при выполнении обратного условия $\theta > \theta^*$, в то время как другая компонента определяет значения униполярных декрементов диффузии. Квазинейтральность флуктуаций концентрации выполняется благодаря протеканию по фоновой плазме токов короткого замыкания, которые существенно уменьшают время релаксации возмущений плазмы по сравнению с диполярным режимом.

Диффузия в приближении двухжидкостной МГД

Получим решение исходной системы уравнений в приближении двухжидкостной МГД при учете дополнительного поляризованного электрического поля, источником которого является протекающий в магнитоактивной плазме квазистатический диамагнитный ток. Воспользуемся стационарным уравнением движения для электронной компоненты плазмы, которое в приближении двухжидкостной магнитной гидродинамики (МГД) выполняет роль обобщенного закона Ома (см. [5]). Из условия равновесия электронной компоненты плазмы в направлении \vec{B}_0 следует

$$T_e \frac{\partial n}{\partial z} = en \frac{\partial \varphi}{\partial z}; \quad \vec{E} = -\nabla \varphi = -\frac{T_e}{en} \nabla n. \quad (5)$$

Подставляя (5) в стационарное уравнение движения ионной компоненты, получим выражение для плотности диамагнитного тока, который в данном случае определяется скоростью дрейфового движения ионной компоненты

$$\vec{j}_\perp = en \vec{v}_{i\perp} = \frac{c(T_e + T_i)}{B_0} [\vec{E} \times \nabla n], \quad (6)$$

в то время как скорость электронной компоненты обращается в нуль $\vec{v}_{e\perp} = 0$.

Проекция стационарного уравнения движения электронов на плоскость, ортогональную \vec{B}_0 , в пренебрежении столкновительными слагаемыми может быть записана в виде

$$T_e \nabla_{\perp} n = -en E_{\perp} - \frac{en}{c} [\mathbf{v}_{i\perp} \times \mathbf{B}_0] + \frac{1}{c} [\mathbf{j}_{\perp} \times \mathbf{B}_0]. \quad (7)$$

Здесь $\mathbf{j}_{\perp}^{\rho}$ – плотность диамагнитного тока, определяющего условие равновесия идеальной плазмы, при котором плотность силы Ампера уравнивает градиент поперечного к \mathbf{B}_0^{ρ} газокINETического давления $(T_e + T_i) \nabla_{\perp} n = \frac{1}{c} [\mathbf{j}_{\perp} \times \mathbf{B}_0]$. Данное состояние равновесия можно рассматривать как дополнительное к (5). Подставляя потенциальное поле (5) в (7) и положив в нем $\mathbf{v}_{i\perp}^{\rho} = 0$, получим выражение для индукционного электрического поля

$$E'_{\perp} = \frac{1}{cen} [\mathbf{j}_{\perp} \times \mathbf{B}_0], \quad (8)$$

возникающего в локальной системе отсчета, движущейся вместе с проводящей жидкостью. В уравнении (8) диамагнитный ток играет роль сторонней силы, действующей на возмущение концентрации электронной компоненты, и приводящей к возникновению эдс индукции, аналогичной той, которая образуется в проводнике с током, помещенном во внешнее магнитное поле вследствие известного эффекта Холла. Электрическое поле (8) поляризовано строго ортогонально к \mathbf{B}_0^{ρ} и имеет вихревую компоненту, ротор которой должен удовлетворять уравнению электромагнитной индукции $\partial \mathbf{B}^{\rho} / \partial t = \text{crot} \mathbf{E}'_{\perp}$. Электрическое поле \mathbf{E}'_{\perp} в локальной системе отсчета, движущейся вместе с проводящей средой со скоростью $v_{\perp} \ll c$ связано с полем \mathbf{E}_{\perp} в лабораторной системе координат преобразованием Лоренца

$$\mathbf{E}'_{\perp} = \mathbf{E}_{\perp} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}_0]. \quad (9)$$

В приближении двухжидкостной МГД дрейфовые скорости электронной и ионной компонент, входящие в выражение для плотности диамагнитного тока (6), не совпадают, поэтому гидродинамическая скорость возмущения плотности плазмы $\mathbf{v}_{\perp}^{\rho} = \mathbf{v}_{i\perp}^{\rho}$ определяется скоростью наиболее тяжелой – ионной компоненты. Подставляя индукционное электрическое поле (8) в (9) и выражая из него \mathbf{E}'_{\perp} , приходим к уравнению электромагнитной индукции в приближении двухжидкостной МГД

$$\frac{\partial \mathbf{B}^{\rho}}{\partial t} - \text{rot} [\mathbf{v}_{i\perp} \times \mathbf{B}_0] = -\text{crot} \mathbf{E}'_{\perp} + D_B \Delta \mathbf{B}^{\rho}, \quad (10)$$

где $D_B = c^2 / 4\pi \sigma_{e\parallel}$ – коэффициент диффузии магнитного поля, $\sigma_{e\parallel} = (e^2 n / T_e) D_{e\parallel}$ – продольная проводимость плазмы. Слагаемые в уравнении (10), пропорциональные полю \mathbf{B}_0^{ρ} и возмущению плотности плазмы, разделились, поэтому при $\partial \mathbf{B}^{\rho} / \partial t = 0$ оно имеет стационарное решение, определяемое уравнением

$$\text{rot} [\mathbf{v}_{i\perp} \times \mathbf{B}_0] = \text{crot} \mathbf{E}'_{\perp} = \frac{c(T_e + T_i)}{en} \left(-\frac{\partial^2 n}{\partial y \partial z} \cdot \hat{x} + \frac{\partial^2 n}{\partial x \partial z} \cdot \hat{y} \right), \quad (11)$$

в тождественности которого при условии $\mathbf{j}_{\perp}^{\rho} = -en \mathbf{v}_{i\perp}$ нетрудно убедиться. Уравнение (11) имеет проекции только на плоскость, ортогональную \mathbf{B}_0^{ρ} , и в него входят смешанные производные от концентрации, включающие дифференцирование по координате z . Из него следует, что именно вихревая составляющая индукционного поля, ор-

тогональная направлению локального градиента возмущения плотности плазмы, вызывает вращение ионной компоненты плазмы со скоростью порядка дрейфовой.

Результирующее поляризационное поле в плазме может быть определено в виде суммы потенциального (5) и индукционного (8) полей

$$\vec{E} = -\nabla\varphi + \vec{E}'_{\perp} = -\frac{T_e}{en}\nabla n + \frac{(T_e + T_i)}{en}\nabla_{\perp}n. \quad (12)$$

Взяв проекции (12) на направления \vec{E} и ортогональную ему плоскость $(\vec{x} \cdot \vec{y})$, приходим к выражениям для потоков заряженных частиц

$$n\mathcal{D}_{ez} = n\mathcal{D}_{iz} = -\frac{(T_e + T_i)}{m_i v_{in}} \frac{\partial n}{\partial z}; \quad n\mathcal{D}_{i\perp} = n\mathcal{D}_{e\perp} = -\frac{(T_e + T_i)v_e}{m_e \omega_{Be}^2} \nabla_{\perp}n,$$

из которых следует уравнение амбиполярной диффузии

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_{a\perp} \Delta_{\perp}n + D_{a\parallel} \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \text{ с коэффициентами } D_{a\perp} = \frac{(T_e + T_i)}{m_i v_{in}}, \quad D_{a\parallel} = \frac{(T_e + T_i)v_e}{m_e \omega_{Be}^2}.$$

Заключение

В приближении двухжидкостной МГД учтено влияние индукционного электрического поля на амбиполярную диффузию магнитоактивной плазмы. Данное поле возбуждается диамагнитным током, протекающим в направлении, ортогональном регулярному магнитному полю \vec{B}_0 и градиенту электронной концентрации. Полученное решение определяет состояние квазистатического равновесия магнитоактивной плазмы низкого давления, при котором потенциальное поляризационное электрическое поле уравнивает градиент газокINETического давления электронов $T_e \nabla n = en \nabla \varphi$ и обеспечивает выполнение условия квазинейтральности. Протекающий в плазме диамагнитный ток имеет направление, ортогональное градиенту плазмы, и непосредственного влияния на расплывание её концентрации не оказывает, в то же время он приводит к генерации индукционного электрического поля, которое компенсирует поперечный к магнитному полю градиент газокINETического давления $(T_e + T_i) \nabla_{\perp}n = en \vec{E}'_{\perp}$ и приводит к равенству потоков заряженных частиц в направлениях продольного и поперечного к \vec{B}_0 градиентов концентрации и, как следствие, – установлению режима двуполярной диффузии.

Список литературы:

- [1] Голант В.Е. УФН, **79**, 377 (1963).
- [2] Haines M.G. Advances in Physics, **14**, №2, p. 167, (1965).
- [3] Гуревич А.И., Цедилина Е.Е. УФН **91**, 609 (1967).
- [4] Жилинский А.П., Цендин Л.Д. УФН, **131**, 343 (1980).
- [5] Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. – М.: Наука, 1988.