

Т. Джонстон, М. Бачинский

Кинетика частиц плазмы

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 53
ББК 22.3
Т11

T11 **Т. Джонстон**
Кинетика частиц плазмы / Т. Джонстон, М. Бачинский – М.: Книга по Требованию, 2014. – 396 с.

ISBN 978-5-458-37263-3

В книге изложены основные понятия кинетики частиц в плазме и их применение к выводу основных уравнений плазмы при различных условиях. В основном рассматриваются вопросы поведения газообразной плазмы, однако некоторые положения в равной степени относятся к плазме жидкого или твердого тела. Материал книгиложен доступно, но не является элементарным. Книга рекомендуется для широкого круга специалистов — как теоретиков, так и экспериментаторов — и как учебник по кинетике плазмы для аспирантов и студентов старших курсов, специализирующихся в различных областях физики плазмы.

ISBN 978-5-458-37263-3

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2014
© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2014

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Плазму можно приближенно рассматривать как совокупность свободных заряженных частиц с достаточно большой плотностью, при которой становятся существенными коллективные, или жидкостные электромагнитные свойства. С газовой плазмой, пронизываемой электромагнитными полями, мы сталкиваемся во многих явлениях, протекающих в околоземном пространстве и галактиках, а также при изучении этих явлений в лабораторных условиях. В настоящее время физика плазмы представляет собой бурно развивающуюся область физики.

Любое рассмотрение свойств плазмы должно основываться на кинетической теории. Кинетический анализ позволяет определить пределы применимости простых моделей, установить связь с результатами теории средней частицы и объяснить явления, которые не могут быть предсказаны в рамках этой теории. Задача настоящей книги — изложить основные положения теории взаимодействия частиц, т. е. кинетической теории, описывающей газовую плазму, и применить эти представления к выводу основных уравнений плазмы при различных условиях.

По замыслу авторов, книга может быть использована как справочное пособие для научных работников, а также как учебник по кинетике плазмы для аспирантов. Мы старались сделать книгу как можно более замкнутой. Последовательное и достаточно подробное изложение материала подготавливает читателя к самостоятельной работе над периодической литературой. При наличии экспериментальных данных, сопоставимых с развивающимися теоретическими представлениями, проводилось сравнение эксперимента с теорией. В тех случаях, когда это возможно, вопросы, носящие менее общий характер, рассматриваются в конце глав и при желании могут быть опущены.

Предполагается, что читатель знаком с векторным исчислением, элементарной теорией матриц, дифференциальными уравнениями, атомной физикой и электромагнетизмом. Необходимые тензорные понятия вводятся в тексте. На протяжении всей книги используется рационализированная система единиц.

В гл. 1, исходя из простых соображений, рассматриваются в общих чертах некоторые основные представления физики плазмы и кинетической теории. Гл. 2 посвящена уравнению Больцмана и уравнениям для моментов функции распределения в пространстве скоростей. В гл. 3 рассматривается тензорная форма разложения функции распределения по сферическим гармоникам. В гл. 4 и 5 это разложение использовано при анализе взаимодействия электронов с нейтральными частицами. Особое внимание удалено различным функциям распределения по скоростям, зависимости частоты столкновений от скорости частиц и экспериментальному определению эффективных сечений рассеяния электронов на нейтральных частицах. В гл. 6 рассматривается тормозное излучение при кулоновских столкновениях и в связи с этим — высокочастотная проводимость плазмы, обусловленная столкновениями электронов с ионами. В гл. 7 дана теория уравнения Фоккера — Планка с учетом

аддитивных эффектов коллективных кулоновских столкновений; рассмотрены также некоторые выводы, базирующиеся на уравнении Лиувилля. Гл. 8 посвящена теоретическим и экспериментальным методам определения соответствующих кулоновских коэффициентов переноса. При помощи полученных ранее уравнений моментов функции распределения в гл. 9 выводятся уравнения магнитной гидродинамики и Навье — Стокса. Наконец, в гл. 10 излагается приближение Чу, Гольдбергера и Лоу для плазмы без столкновений в сильном магнитном поле.

В приложении для удобства дана сводка некоторых полезных векторных и тензорных соотношений.

Так как для одного учебного курса объем книги слишком велик, можно рекомендовать следующее разделение материала. Гл. 1—5, 10 и часть гл. 9 составляют основу курса, в котором более сложные вопросы кулоновского взаимодействия не рассматриваются. Гл. 1—3 и 6—9 (и желательно гл. 10) дают материал для курса по кинетике систем частиц с кулоновским взаимодействием, уравнениям магнитной гидродинамики и соответствующим явлениям переноса.

Вследствие большого объема имеющейся литературы полное освещение всех источников основных представлений физики плазмы, по-видимому, невозможно. Поэтому в литературных ссылках приведены в основном либо работы, нам наиболее близкие, либо работы, содержащие результаты, ставшие классическими.

Авторы признательны доктору Дж. Р. Уайтхеду за постоянную поддержку во время работы над этой книгой и профессору В. Бакеру и доктору Клотьеру за обсуждение материала по тормозному излучению (гл. 6). Мы хотели бы также выразить искреннюю благодарность Барбаре Хаммонд, Глэдис Судом-лек, Гвен Кариер, Мэри Гор и Темле Хаккетт за тщательную подготовку рукописи к печати.

Глава 1

КИНЕТИКА ЧАСТИЦ ПЛАЗМЫ

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие плазмы с электромагнитными полями составляет содержание широкой области физики, значение которой все возрастает. Не вызывает сомнения, что во многих явлениях, протекающих в околоземном пространстве и галактиках, и при изучении этих явлений в лабораторных условиях мы сталкиваемся с плазмой, пронизываемой электромагнитными полями. В этой книге предпринята попытка изложить основные представления кинетики частиц плазмы и уравнения, которые описывают поведение плазмы в рамках более или менее широких допущений.

В этой главе дан обзор основных понятий физики плазмы и рассмотренных в книге вопросов. В ходе нескольких упрощенных рассуждений вырисовываются фундаментальные представления физической кинетики плазмы и некоторые аспекты взаимодействия плазмы с электромагнитными полями. При этом мы не стремимся к математической и физической строгости изложения и опускаем многие детали. Теория кинетики частиц и ее связь с теорией жидкости является предметом последующих девяти глав. Введем читателя в круг рассмотренных в книге вопросов, не перегружая его математикой или физическими подробностями.

§ 1.1. ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Плазмой называют квазинейтральную систему, содержащую заряженные и, возможно, нейтральные свободные частицы. Условие квазинейтральности означает, во-первых, малость суммарного заряда плазмы по сравнению с суммой зарядов одного знака. Поэтому в целом такое состояние может считаться электрически нейтральным. Во-вторых, подразумевается электрическая нейтральность плазмы в среднем в достаточно больших объемах или за достаточно большие промежутки времени. Действительно, перемещения положительно и отрицательно заряженных частиц не могут быть независимыми, так как при разделении зарядов в пространстве возникают сильные электростатические силы, препятствующие таким перемещениям.

Величины объемов и промежутков времени, в которых проявляется квазинейтральность, определяются пространственным и временными масштабами разделения зарядов. Рассмотрим сначала пространственный масштаб разделения зарядов. Выделим в плазме объем, минимальный характерный размер которого равен a , и предположим, что в этом объеме заряженные частицы отсутствуют. Это приведет к возникновению электростатического потенциала порядка $\rho a^2/\epsilon_0$, где $\rho = ne$ — плотность заряда; n — число зарядов в единице объема; e — заряд электрона; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума. (Мы опускаем равные по порядку величины единице числовые множители, характеризующие точную форму выделенного объема.) В этом поле потенциальная энергия частицы, заряд которой равен e , равняется $(nea^2/\epsilon_0)e$. Величина средней кинетической энергии частиц порядка κT , где κ — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. При некотором значении размера a , которое мы назовем дебаевской длиной l_D , потенциальная и кине-

тическая энергии частицы равны, т. е. $ne^2 l_D / \epsilon_0 = \kappa T$, откуда

$$l_D = (\epsilon_0 \kappa T / ne^2)^{1/2} = 69 (T/n)^{1/2} \text{ м} = \\ = \frac{(\epsilon_0 \times \text{кинетическая энергия/единица объема})^{1/2}}{\text{заряд/единица объема}}. \quad (1.1)$$

Из определения дебаевской длины ясно, что это параметр макроскопический, не зависящий от действительных размеров электронов или от дробления электронов на части. Нетрудно сделать следующие заключения. Во-первых, вследствие ограниченности кинетической энергии частиц сколько-нибудь заметное разделение зарядов на расстояниях, превышающих дебаевскую длину или даже приближающихся к ней, в плазме невозможно. При исследовании электростатического поля у границы плазмы, например вблизи электрода в газовом разряде, обнаруживается область, для которой условие квазинейтральности не выполняется (частицы под действием поля ускоряются), а также область, в которой условие электрической нейтральности почти выполняется и среда может рассматриваться как плазма. В этой последней области возмущение, вносимое внешним полем, при удалении от границы уменьшается приблизительно экспоненциально, причем постоянная экранирования приблизительно равна величине, обратной дебаевской длине l_D . Таким образом, наложение на плазму внешнего электростатического поля приводит к появлению граничного слоя и переходной области, толщина которой порядка дебаевской длины. Следовательно, при наличии каких-либо внешних граничных условий толщина плазмы должна быть по крайней мере порядка нескольких дебаевских длин; только в этом случае можно говорить о плазме. При этом предполагается, что плазма в некотором смысле представляет собой непрерывную среду. Последнее предположение имеет смысл только в том случае, если число частиц в дебаевской сфере (радиусом l_D) достаточно велико.

Таким образом, дебаевская длина является пространственным масштабом макроскопического разделения зарядов в плазме и в то же время характеризует максимальное расстояние, на котором оказывается кулоновское взаимодействие между отдельными частицами. На расстоянии меньше дебаевского заряженные частицы «чувствуют» присутствие других отдельных заряженных частиц, на больших расстояниях — непрерывное зарядовое облако. Дебаевская длина служит границей между явлениями макроскопического и микроскопического разделения зарядов. С другой стороны, рассмотрение одного или другого явления имеет смысл лишь в соответствующей области.

Как мы уже видели, перемещение заряженных частиц в плазме приводит к появлению значительных электростатических сил. Предположим теперь, что в каждой единице объема бесконечной плазмы мы перемещаем n частиц, заряд каждой из которых равен $-e$, таким образом, что смещение δ везде параллельно электростатическому полю E , возникающему из-за разделения зарядов. Согласно теореме Остроградского — Гаусса, $E = ne\delta/\epsilon_0$. Движение заряженных частиц, соответствующее заданным начальным условиям, представляет собой колебания около положения равновесия. (Скорости теплового движения частиц считаем малыми.) Уравнение движения частицы массой m

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} = -\frac{e}{m} E = -\frac{ne^2}{m\epsilon_0} \delta$$

описывает гармоническое колебание с угловой частотой

$$\omega_p = \left(\frac{ne^2}{m\epsilon_0} \right)^{1/2}. \quad (1.2)$$

Для электронов $\omega_p = 56,458 n^{1/2}$ рад/сек (где n — число электронов в 1 м³) и называется электронной плазменной частотой. Таким образом, плазменная частота — это резонансная, или характеристическая, частота системы образующих плазму заряженных частиц, зависящая от их массы. Набор параметров $(ne^2/m\epsilon_0)^{1/2}$ мы будем часто использовать в дальнейшем. Отметим, что,

как и дебаевская длина, плазменная частота — параметр макроскопический, так как величины ne и e/m при дроблении зарядов на части инвариантны.

Рассмотрим также две микроскопические характеристики плазмы, изменяющиеся при дроблении заряженных частиц на части или склеивании их друг с другом: одна из них отражает дискретность заряда, другая — дискретность массы. Дискретность заряда характеризуется числом частиц n_D в объеме дебаевской сферы *; приближение непрерывной среды применимо только при больших n_D :

$$n \frac{4}{3} \pi l_D^3 = n_D \gg 1 \text{ или } nl_D^3 \gg 1.$$

Заметим теперь, что выражение для средней потенциальной энергии частицы (энергия взаимодействия частиц друг с другом) через среднее расстояние между частицами $d \approx (2n)^{-1/3}$ имеет вид

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 d} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} (2n)^{1/3}.$$

Отношение плотности потенциальной энергии (которая представляет собой микроскопический параметр, зависящий от e и d) к плотности кинетической энергии частиц плазмы

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} (2n)^{1/3} \frac{2}{3kT} = \frac{2^{1/3}}{2\pi} \cdot \frac{1}{3(l_D n^{1/3})^2} \sim n_D^{-2/3} \ll 1$$

при $l_D^3 n \gg 1$ — величина малая. В этом случае мы имеем дело с кинетическими уравнениями в плазме, взаимодействие между частицами которой незначительно, т. е. выполнено необходимое условие применимости методов статистической механики.

Другой микроскопический параметр зависит от массы частицы или от отношения известной величины заряда к массе. При заданной плотности кинетической энергии или температуре средний квадрат скорости $\bar{v^2}$ равен

$$\frac{1}{2} nm\bar{v^2} \equiv \frac{3}{2} nkT \text{ или } 3v_t^2 \equiv \bar{v^2} = 3kT/m.$$

Таким образом, v_t^2 характеризует средний квадрат скорости теплового движения частицы в данном направлении. Заметим, что тепловая скорость, параметр микроскопический, связывает две макроскопические характеристики плазмы — плазменную частоту и дебаевскую длину:

$$l_D^2 = \epsilon_0 \kappa T / ne^2 = (\kappa T / m) (ne^2 / \epsilon_0 m)^{-1} = v_t^2 / \omega_p^2. \quad (1.3)$$

(За один период плазменных колебаний заряженная частица перемещается на одну дебаевскую длину.)

Дебаевская длина — верхний предел для микроскопического взаимодействия, поэтому время отдельного микроскопического взаимодействия между заряженными частицами не может, грубо говоря, превысить период плазменных колебаний (т. е. ω_p представляет собой нижний предел частоты). Электроны, обладающие вследствие малости массы максимальной подвижностью среди заряженных частиц, рассматриваются обычно как важнейшая составная часть плазмы. Поэтому все приведенные выше параметры, в которых фигурируют масса, заряд и скорость теплового движения электрона, часто применяют для характеристики свойств плазмы в целом.

* Такое определение n_D справедливо только для классического рассмотрения. При квантовомеханическом определении дебаевской длины роль κT играет энергия Ферми $(\hbar^2 / 2m_r) (3\pi^2 n)^{2/3} n_D \sim (\epsilon_r / m_r)^{3/2} (na_0^3)^{1/2}$, где a_0 — радиус первой боровской орбиты; ϵ_r — относительная диэлектрическая постоянная; m_r — эффективная масса (в масках электрона). Когда квантовое выражение для n_D достаточно велико, оказывается возможным провести более или менее классическое рассмотрение (с эффективной массой) и получить для квантовой плазмы разультаты, очень схожие с выводами классической теории.

Для электронов в плазме плазменная частота служит, по крайней мере в отсутствие магнитных полей, пределом как для макроскопических, так и для отдельных микроскопических явлений. Позднее мы увидим, что в обоих случаях это обусловлено тем, что электромагнитные поля с частотами, меньшими плазменной частоты, могут легко экранироваться электронами. Поскольку плазма состоит из почти свободных заряженных частиц, присутствие электрических, магнитных или электромагнитных полей приводит к глубокому изменению ее свойств.

Прежде чем приступить к выполнению основной задачи этой книги — выводу уравнений плазмы с учетом влияния внешних полей, рассмотрим некоторые явления окружающего нас мира, в которых плазма играет важную роль.

Плазменные эффекты оказываются определяющими в ионизованных газах и протекают в металлах и полупроводниках. Плазма ионизованного газа изучалась в лабораторных условиях довольно долго, однако нельзя сказать, чтобы с самого начала эти исследования велись достаточно интенсивно. Еще совсем недавно плазма казалась далекой от практических потребностей человечества. Только астрофизики, для которых значение ионизованного вещества при изучении происходящих в галактиках процессов было очевидно, серьезно занимались плазмой. И только недавно, в связи с интересом к проблеме управляемых термоядерных реакций и наступлением эры космических полетов, решение многих проблем физики плазмы стало актуальным. В результате физика плазмы превратилась в область науки, интенсивно развивающуюся на пути синтеза многих отраслей физики — классической теории поля, электромагнитной теории, термодинамики и пр. В настоящее время физика плазмы включает в себя: а) изучение вещества галактик, Солнца и испускаемых Солнцем потоков заряженных частиц (межпланетная плазма) и околоземного пространства (ионосфера); б) попытки возбуждения, управления и диагностики термоядерных реакций; в) исследование влияния ионизации (естественной и вынужденной) на космическую связь и телеметрию; г) разработку плазменных двигателей (ионных, магнитогидродинамических или на тепловой плазме); д) исследование плазмы, получающейся при электрических разрядах в газах в лабораторных условиях, и практические приложения свойств плазмы, связанные с некоторыми эффектами в полупроводниках.

До сих пор мы характеризовали плазму тремя параметрами — дебаевской длиной, плазменной частотой и скоростью теплового движения заряженных частиц. Для полного описания свойств плазмы этих трех параметров, очевидно, недостаточно. Тем не менее с их помощью можно получить наглядное представление о том, в каком отношении друг к другу находятся перечисленные выше разделы физики плазмы.

На рис. 1.1 указаны значения соответствующих параметров (ω_p , v_t и l_D) при различных температурах и концентрациях электронов. По осям отложены в логарифмическом масштабе соответственно температура (нерелятивистская скорость теплового движения) и концентрация (плазменная частота) электронов. Приведены кривые зависимости концентрации от температуры при заданном числе частиц $n_D = 0,1$ и $n_D = 1000$ в сфере дебаевского радиуса. Сплошная кривая показывает изменение характеристик плазмы при переходе от центра Солнца к ионосфере Земли. Указаны также области, соответствующие электрическим разрядам в газах в лабораторных условиях. Проведены прямые постоянной дебаевской длины $l_D = 10^{-6} \text{ м}$, $l_D = 10^{-3} \text{ м}$ и $l_D = 1 \text{ м}$. Наконец, указаны значения индукции магнитного поля $B_{\text{эфф}}$, плотность энергии которого ($B_{\text{эфф}}/2\mu_0$) равна плотности $2n\kappa T$ энергии ионов и электронов. В этом случае

$$nT \equiv B_{\text{эфф}}^2 / 4\mu_0 k = 1,44 \cdot 10^{28} B_{\text{эфф}}^2,$$

где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, B измеряется в теслах *. Маг-

* 1 тесла (тл) = 10^4 гс.

нитное поле, значительно превышающее $B_{\text{эфф}}$, при проникновении в плазму не меняется; поля, малые по сравнению с $B_{\text{эфф}}$, не влияют на движение частиц плазмы.

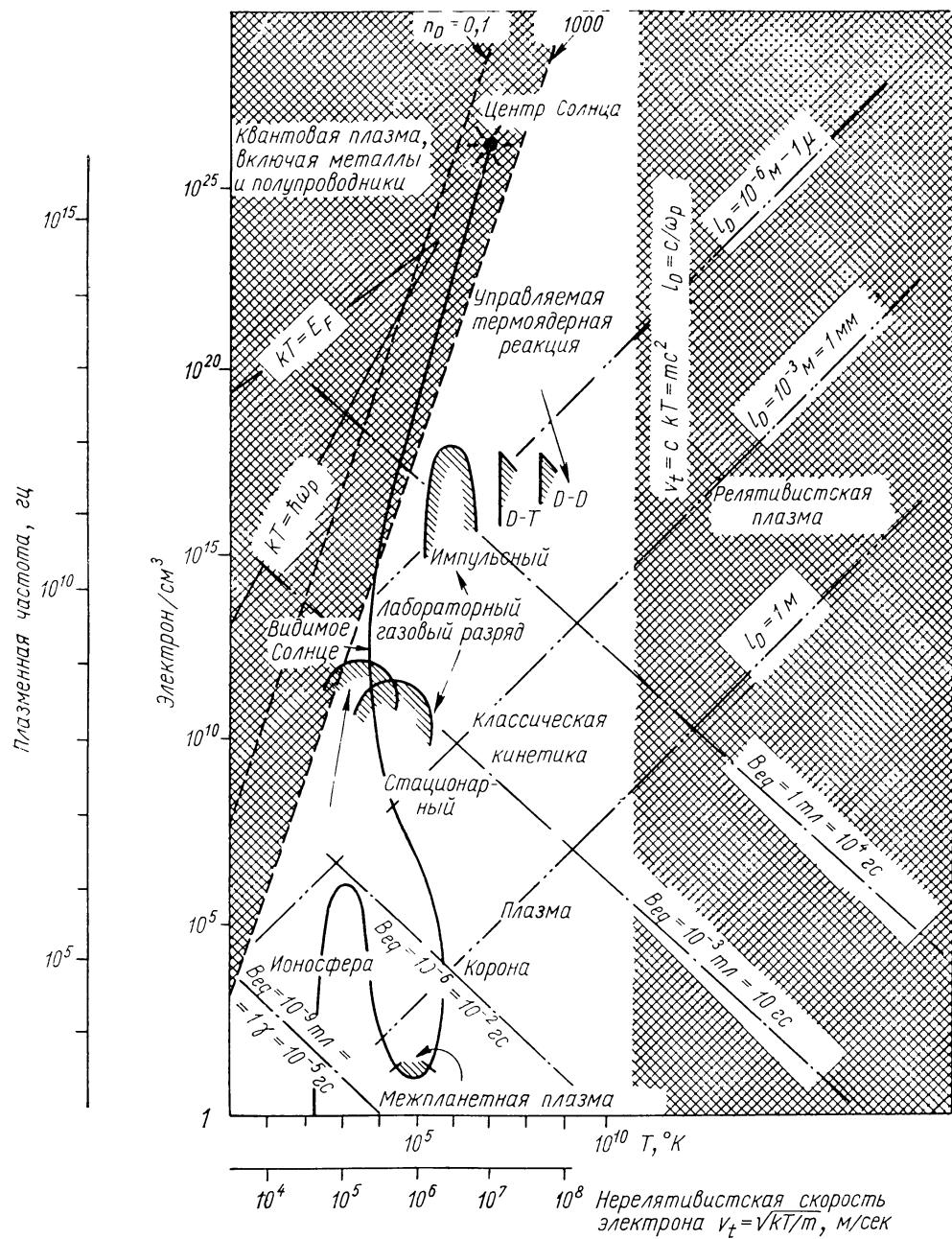


Рис. 1.1. Характерные значения плотности электронов и температуры плазмы. Не заштрихована область классической кинетической плазмы. $B_{eq} = B_{\text{эфф}}$.

Обозначены области релятивистской $\kappa T = mc^2$ и квантовой ($\kappa T = \hbar \omega_p$, $\kappa T = E_F$) плазмы. Здесь \hbar — постоянная Планка; c — скорость света; $E_F = (\hbar^2/2m)(3\pi^2n)^{2/3}$ — энергия Ферми.

§ 1.2. КИНЕТИКА ПЛАЗМЫ

При микроскопическом подходе исследуется поведение отдельных частиц (а не свойства плазмы как некоторой проводящей жидкости). Анализ электропроводности или диэлектрических свойств плазмы должен основываться на твердо установленных закономерностях динамики отдельных частиц. Только в этом случае можно указать пределы применимости простых теорий, напри-

мер теории, в которой все частицы данного сорта характеризуются свойствами некоторой средней частицы. В одних случаях теория средней частицы приводит к очень хорошим результатам, в других необходимо учитывать распределения частиц по скоростям. Поправки, вносимые строгой теорией, иногда совершенно незначительны. В то же время для некоторых эффектов, в частности для столкновений, результаты можно получить только при микроскопическом подходе. При этом может оказаться, что используемые нами ранее простые представления имеют довольно ограниченную область применимости. Так, некоторые процессы в плазме сопровождаются появлением или исчезновением частиц или же протекают со скоростью, сильно зависящей от энергии электронов. В этих случаях доминирующую роль играют не какие-то «средние» частицы, а электроны с вполне определенными значениями энергии.

Таким образом, знание законов динамики частиц плазмы — необходимое условие построения простых моделей и исследования границ их применимости, вычисления влияния столкновений и сравнения получаемых результатов с теорией средней частицы; наконец, анализа процессов, сильно зависящих от энергии.

1.2.1. Плазма и газы

В теории обычных неионизованных газов столкновения играют главную роль. Время между столкновениями и средняя длина свободного пробега частиц значительно меньше периода и длины волн звуковых колебаний. В этом случае возможно локальное рассмотрение явлений; энергия передается по цепочке последовательных столкновений, а не переносится отдельными частицами. При таком локализованном действии мы можем оперировать простыми динамическими уравнениями, которые зависят от состояния газа в данной точке пространства и в данный момент времени и не зависят от состояния системы в предшествующие моменты. Как только эти условия нарушаются, ситуация становится значительно более сложной.

С другой стороны, в плазме часто приходится иметь дело с процессами, при которых эффективные времена между столкновениями велики. Действительно, большой интерес представляет исследование взаимодействий плазмы с электромагнитными полями, скорость распространения которых может значительно превышать скорость частиц плазмы. (Различие между скоростью звука и средней скоростью частиц газа не слишком велико.) Если скорость волны велика, т. е. если фазовая скорость, равная длине волны, умноженной на частоту, значительно превышает скорость теплового движения частиц, явления, протекающие в плазме, можно считать в достаточной мере локализованными и без участия столкновений. Действительно, в этом случае за время прохождения расстояния, равного длине волны, частица подвергается действию большого числа циклов поля. И наоборот, напряженность действующего на частицу переменного поля от периода к периоду изменяется незначительно, поскольку поле на расстояниях, малых по сравнению с длиной волны, почти не меняется. Поэтому часто оказывается возможным описывать движение частицы как движение в локальном однородном поле независимо от величины поля в других точках пространства и времени.

Такие же соображения применимы и в любом другом случае, когда мы имеем какую-нибудь подходящую величину, медленно меняющуюся по сравнению с переменным полем. Если силы, действующие на движущуюся частицу, за период меняются незначительно, хаотическим движением частицы в первом приближении можно пренебречь. Траектории частиц при таком взаимодействии представлены на рис. 1.2.

Требование локальности выражается следующим неравенством:

$$v_t \tau \ll L, \quad (1.4)$$

где v_t — средняя или характерная скорость частицы. Фактически $v_t = \sqrt{\overline{v_x^2}}$ — средняя квадратичная скорость частицы в данном направлении, для изотроп-

ного распределения скоростей равная $v_t^2 = \frac{1}{3} \bar{v}^2 = \kappa T/m$; τ — период волны; L — характерный размер, на котором заметно изменение электромагнитного поля. Для плоских волн $L = \lambda = 2\pi/k$ (k — волновое число), и условие локальности (1.4) можно представить в виде

$$v_t \ll \frac{\lambda}{\tau} = \frac{\omega}{k} \equiv v_\phi,$$

где $\omega = \frac{2\pi}{\tau}$ — угловая частота; $\frac{\omega}{k} = \frac{\lambda}{\tau} \equiv v_\phi$ — фазовая скорость.

Такое приближение называется приближением холодной плазмы, так как предполагает относительную малость температуры и, следовательно, малую скорость теплового движения частиц плазмы.

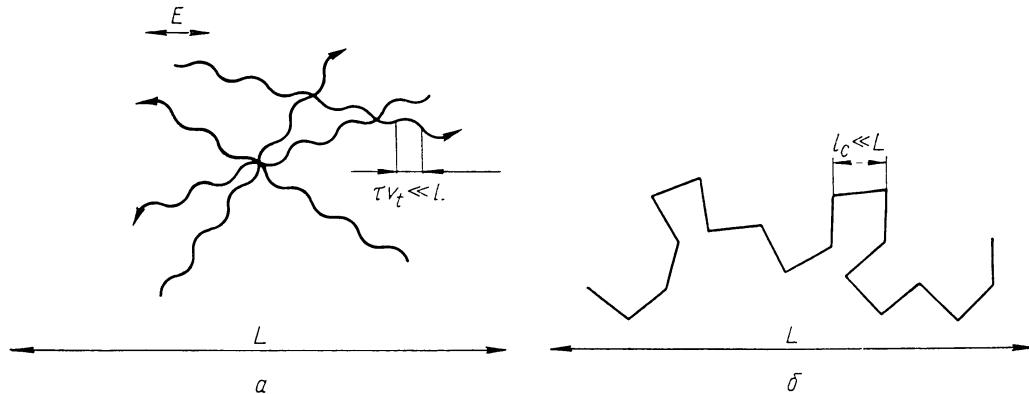


Рис. 1.2. Локализация:

а — в поле электромагнитной волны, фазовая скорость которой много больше тепловой скорости частиц, или длина волны которой гораздо больше длины свободного пробега; *б* — при столкновениях (длина свободного пробега должна быть малой).

При менее жестких условиях локальности необходимо учесть в кинетическом уравнении следующие члены разложения Тейлора для функции распределения по степеням пространственных градиентов. Это соответствует введению в уравнение членов, описывающих давление. Взванные плоскими электромагнитными волнами малой амплитуды, колебания частиц свободной от соударений бесконечной плазмы под действием теплового движения быстро затухают, если частота переменного поля настолько высока, что условие локальности (1.4) не выполняется. Поскольку учесть влияние температуры достаточно трудно, приближение холодной плазмы широко применяется при конкретных расчетах.

Не следует, однако, считать, что в приближении холодной плазмы мы пренебрегаем скоростями частиц. Хотя при анализе взаимодействия электромагнитных волн с плазмой влияние температуры часто несущественно, характер столкновений между частицами определяется в основном их скоростями, так как вероятность взаимодействия частиц друг с другом может очень сильно зависеть от энергии.

Некоторые процессы, например ионизация, имеют резкий энергетический порог; другие (прилипание электрона к молекуле) наиболее вероятны при низких энергиях. Одни процессы сопровождаются рождением частиц (ионизация), другие — поглощением (рекомбинация) или изменением вида частиц (прилипание электрона). Обычно эти процессы очень чувствительны к энергии, однако упругие соударения электронов низких энергий зависят от энергии не так сильно. Тем не менее эта зависимость существенна при вычислении суммарной величины эффекта (см. гл. 4 и 5; в гл. 7 рассматриваются столкновения при кулоновском взаимодействии). В этом случае необходимо знание функции распределения электронов по скоростям.

1.2.2. Функция распределения и уравнение Больцмана

В теории неионизованных газов ясно видно различие между результатами микроскопических столкновений и макроскопическими перемещениями частиц и влиянием границ. Действительно, взаимодействие между частицами газа определяется значительными короткодействующими силами, возникающими при столкновениях. Поэтому большую часть времени молекулы газа находятся под действием внешних сил (например, силы тяжести) и лишь очень короткий промежуток времени взаимодействуют с другими частицами, причем в течение этого времени влиянием внешних полей можно пренебречь. Вплоть до самых высоких концентраций вероятность одновременного взаимодействия трех и более частиц ничтожна. Поэтому, за исключением некоторых процессов с трехчастичным взаимодействием, следует учитывать только парные столкновения. Обычно для неионизованных газов можно считать, что предшествующий акт столкновения не влияет на последующий, т. е. состояние частиц после столкновения зависит только от их состояния перед этим столкновением. Такая независимость от предшествующих столкновений и перенесение центра тяжести на состояние частицы в данный момент времени является отличительной чертой так называемых марковских процессов, интересных во многих отношениях. Предположение парных столкновений и «молекулярного хаоса» непосредственно приводит к уравнению Больцмана, играющему важную роль в кинетической теории газов.

Развитые для уравнения Больцмана методы можно сразу перенести на взаимодействие заряженных частиц с нейтральными, так как такое взаимодействие остается в основном короткодействующим. По этой причине уравнению Больцмана в последующих главах уделяется довольно много внимания. Однако за строгим выводом уравнения Больцмана читатель отсылается к соответствующим работам по статистической механике необратимых процессов.

Детально уравнение Больцмана рассмотрено в гл. 2. Здесь только отметим, что в это уравнение входит функция распределения по скоростям f , характеризующая концентрацию или число частиц в единице объема шестимерного фазового пространства (три обычные координаты r конфигурационного пространства и три координаты v пространства скоростей). Значение функции f в некоторой точке (r, v) представляет собой величину концентрации частиц в данной точке фазового пространства, т. е. число частиц в бесконечно малом фазовом объеме (d^3r, d^3v), деленное на величину этого объема*.

При фиксированном значении r функция f дает число частиц в данном интервале скоростей v , т. е. распределение по скоростям. Концентрацию частиц в данной точке получаем, интегрируя по скоростям

$$n \equiv \int f d^3v. \quad (1.5)$$

Среднее по скоростям значение $\bar{\psi}$ любой функции скорости ψ определяется в данной точке пространства очевидным соотношением (суммарный вклад всех частиц, деленный на число частиц)

$$\bar{\psi} \equiv \int \psi f d^3v / n. \quad (1.6)$$

Таким образом, с помощью функции распределения можно сразу вычислить такие величины, как давление и скорость потока.

1.2.3. Уравнение Власова

Уравнение Больцмана содержит два члена, один из которых описывает столкновения, а другой — поток в фазовом пространстве. Последний представляет собой величину, аналогичную полной производной по времени в кон-

* Как определение, так и использование функции f имеют, естественно, смысл только при достаточно большом числе частиц в рассматриваемом элементарном объеме.