

## PLASMA AS A SUBJECT OF PHYSICAL STUDY

A. S. KINGSEP

*Various fundamental properties of the plasma state of matter are discussed and also a concept of the environment of plasma with collective dynamics is introduced. Special attention is given to fusion plasmas. A short review of new trends in up-to-date plasma physics is presented.*

**Обсуждается ряд фундаментальных свойств плазменного состояния вещества и вводится понятие плазмы как среды с коллективной динамикой. Особое внимание уделено приложениям физики плазмы к проблеме управляемого термоядерного синтеза. Дается краткий обзор тенденций развития современной физики плазмы.**

## ПЛАЗМА КАК ОБЪЕКТ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

А. С. КИНГСЕП

Московский физико-технический институт

Около тридцати лет назад вышла в свет книга Д.А. Франк-Каменецкого — первого заведующего кафедрой физики плазмы Физтеха (Московского физико-технического института). Она была адресована преимущественно студентам младших курсов и называлась “Плазма — четвертое состояние вещества”. И до наших дней идея, выраженная столь лапидарным образом, отнюдь не устарела.

Зададимся вопросом: какое состояние вещества наиболее характерно для Вселенной? Ответ для нас — твердо-жидких созданий — может показаться неожиданным: таковым состоянием является плазма, и мы с вами проживаем на одном из маленьких твердых островков в плазменном мире.

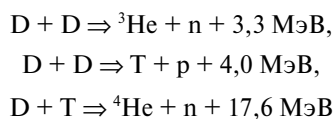
Плазму нередко определяют как ионизованный газ. Такое определение, однако, не более содержательно, чем, например, “газ есть испаренная жидкость” или “жидкость есть расплавленное твердое тело”. В процессе ионизации газ, как мы вскоре убедимся, приобретает существенно новые свойства, позволяющие с полным основанием говорить о новом агрегатном состоянии. Правда, поскольку ионизация — процесс непрерывный и может быть проведен адиабатически медленно, здесь нет выраженного фазового перехода. Но эта ситуация в физике не уникальна. Скажем, жидкость можно перевести в газообразное состояние, избежав фазового перехода, — для этого переход нужно совершить по кривой, огибающей на  $P, T$ -плоскости критическую точку. Другой пример такого же рода, хотя и не столь корректный, — плавление стекол, при котором фазового перехода вообще нет, но, по крайней мере, механические свойства вещества изменяются принципиально.

Большинство из нас ежедневно наблюдает плазменные объекты — Солнце и звезды, молнию, дугу электросварки, лампы дневного света. Старшему поколению хорошо известно, что до появления спутниковой связи дальняя радиосвязь была возможна на коротких волнах, а на УКВ, как мы хорошо знали, — только в пределах прямой видимости. Дело в том, что короткие волны могут распространяться, подобно свету в световоде, последовательно отражаясь от двух “зеркал” — поверхности Земли и плазмы верхних слоев атмосферы, называемых ионосферой. Ультракороткие волны тем принципиально и отличаются от коротких, что их частота настолько высока, что они проходят ионосферу без отражения. (Тем же, по существу, плазменным

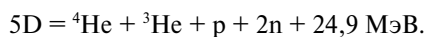
эффектом объясняется металлический блеск и, соответственно, прозрачность любого вещества для электромагнитных волн очень высокой частоты —  $\gamma$ -квантов.) Не приходится удивляться, что круг явлений, столь широко представленный в природе и технике, составляет предмет пристального внимания физиков. Но все же главный аргумент, стимулировавший такое внимание и по сути — становление современной физики плазмы, — проблема управляемого термоядерного синтеза (УТС).

Сегодня энергетический кризис оказался в ряду больших для человечества вопросов как-то на втором плане, но не приходится сомневаться, что со временем нашим детям или внукам все же придется им заниматься. Решение в принципе существует и притом на базе уже существующих технологий — реакторов-размножителей (бридеров). Во всяком случае, кризис был бы отодвинут на многие сотни лет. Но ядерная энергетика, давая решение энергетической проблемы, порождает экологическую; последняя усугубляется по мере возрастания ее доли в общем энергетическом балансе. Поэтому совершенно естественным представляется поиск и разработка альтернативы. (Мне не хотелось бы вступать в полемику по поводу возобновляемых источников энергии — солнечных, ветровых, приливных и т.д. Все они чрезвычайно интересны для инженеров и ученых, и потому всегда находятся энтузиасты, готовые именно таким образом решить энергетическую проблему. На сегодня, однако, подавляющее большинство специалистов сходится на том, что такие подходы перспективны только применительно к отдельным частным ситуациям.)

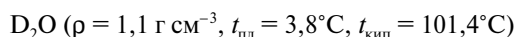
Термоядерный синтез — достаточно привлекательная альтернатива реакторам деления — известен как в естественных условиях (Солнце и звезды), так и в противоестественных (водородная бомба). Его можно проиллюстрировать, например, следующей цепочкой реакций:



или, подводя баланс,



Не представляет особого труда оценить “теплотворную способность” дейтерия, которая оказывается примерно в  $10^7$  раз выше, чем у органического топлива. А между тем запасы дейтерия на Земле практически неисчерпаемы. Тяжелая вода



составляет в природной воде долю примерно  $1/6800$ . Но к тому, чтобы эту энергию использовать, существует серьезное препятствие: все приведенные выше реакции имеют немалый порог, обусловленный силами кулоновского отталкивания между

ядрами. Чисто дейтериевый цикл, взятый в качестве примера, интересен тем, что ни в исходных, ни в конечных продуктах не содержится ничего похожего на ту радиоактивную “грязь”, которая неизбежно сопровождает работу реактора деления. Однако для его реализации необходимо нагреть термоядерное топливо до температуры  $T = 50 \text{ кэВ}$ , т.е. примерно до шестисот миллионов градусов ( $1 \text{ эВ} = 11600 \text{ К}$ ). А при такой температуре вещество может быть только в состоянии плазмы. Второе условие, которое должно обеспечить самоподдерживающуюся реакцию синтеза (так называемый критерий Лоусона), выглядит следующим образом:

$$n\tau \sim 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ с},$$

где  $n$  — концентрация частиц (ионов), а  $t$  — необходимое время удержания такой плазмы. Оказывается, эти два условия очень непросто удовлетворить одновременно, и как раз эта трудность стимулировала бурное развитие физики плазмы начиная с 50-х годов. (В мою задачу не входит введение в управляемый термоядерный синтез, но все же замечу, что ближайшей целью “термоядерного сообщества” сегодня является не D–D-, а D–T-цикл, предъявляющий более мягкие требования ( $T = 10 \text{ кэВ}$ ,  $n\tau = 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}$ ), представляющий чрезвычайный интерес с точки зрения физики дела, но уже менее привлекательный в экологическом отношении.) В рамках одной-единственной лекции мы сможем коснуться лишь немногих ее аспектов — имея в виду прежде всего именно горячую “термоядерную” плазму.

## ПЛАЗМА КАК СПЛОШНАЯ СРЕДА

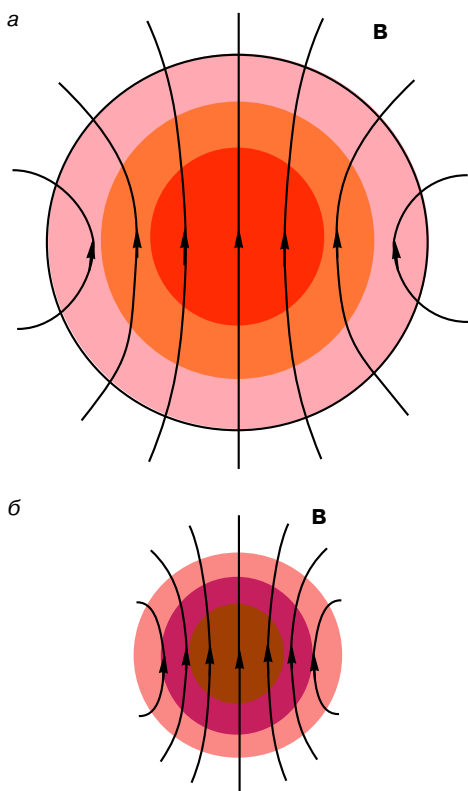
Первое отличие плазменного состояния вещества от газообразного — высокая электропроводность. Даже холодная плазма поверхности Солнца (0,5 эВ) по этому параметру приближается к металлам, а при “термоядерной” температуре 10 кэВ водородная плазма оказывается примерно в двадцать раз лучшим проводником, нежели медь при нормальных условиях. Во многих экспериментальных ситуациях плазма ведет себя как идеальный проводник. Наиболее выразительным свойством идеального проводника является вмороженность магнитного поля в проводящую среду. Выберем внутри проводящей среды произвольный замкнутый контур и предположим, что магнитный поток через него изменяется во времени. Как известно, в соответствии с принципом Ленца и законом Фарадея, это создало бы электродвижущую силу по обходу контура

$$\text{э.д.с.} = \oint E dl = -\frac{d\Phi}{dt},$$

где  $\Phi$  — магнитный поток через наш контур. Если проводимость бесконечна, любая ненулевая э.д.с. привела бы к бесконечному току через контур, следовательно, в случае очень высокой проводимости

силовые линии магнитного поля как бы “приклеены” к веществу, так что магнитный поток через любой материальный контур остается постоянным. Это явление не имеет ничего общего со сверхпроводимостью. Идеальным можно считать любой проводник, если при заданных характерных временных и пространственных масштабах задачи его сопротивление несущественно. При переходе же в сверхпроводящее состояние магнитное поле из проводника просто выталкивается (эффект Мейсснера).

Поскольку проводимость реальной плазмы все же конечна, то и утверждение о вмороженности не абсолютно. Поле и ток перестраиваются при перемещении или деформации проводника либо при изменении условий на его границе. Приближение идеальной проводимости означает, что за характерные времена процесса такая перестройка несущественна. Известно, например, что ток достаточно высокой частоты способен течь лишь в тонком слое вблизи поверхности проводника (скин-эффект). При этом в глубину проводящей среды ток и поле просто не успевают проникнуть из-за слишком быстрого чередования знака поля на границе.

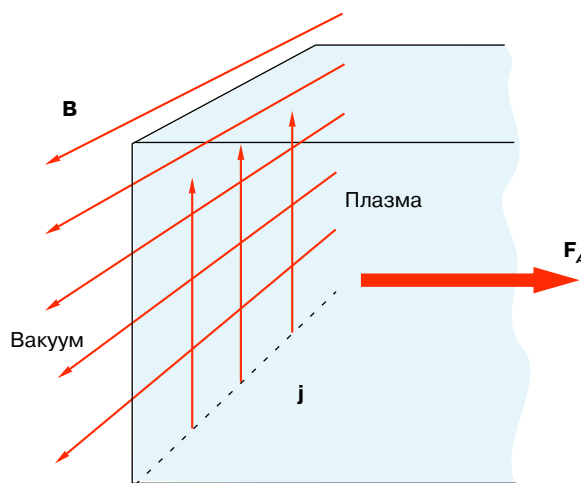


**Рис. 1.** Эффект вмороженности магнитного поля:  
а – начальное состояние звезды;  
б – конечное состояние – нейтронная звезда.

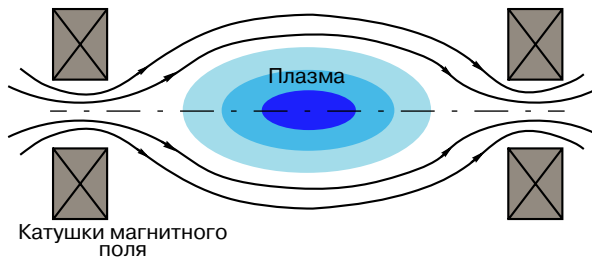
Прямым следствием вмороженности магнитного поля в плазму оказываются гигантские поля нейтронных звезд (пульсаров). Они генерируются в процессе гравитационного коллапса звезды. Как именно это происходит, показано на рис. 1.

Представим себе некоторое плазменное образование с нулевым (или достаточно слабым) магнитным полем в объеме плазмы и ненулевым (соответственно большим по величине) – вне его. Иными словами, в соответствии с вышесказанным предположим, что внешнее поле в плазму проникнуть не успело. Тогда в некотором приповерхностном слое плазмы обязан протекать ток, обеспечивающий скачок магнитного поля. Эта ситуация – в упрощенной двумерной модели – изображена на рис. 2. Глядя на него, можно убедиться, что в результате взаимодействия поля и тока (“правило левой руки”) на границу плазмы будет действовать сила, направленная вглубь и представляемая в виде “магнитного давления”. На этом базируется метод магнитного удержания плазмы. Дело в том, что горячую плазму нельзя непосредственно заключить в твердый сосуд – ее погубит рекомбинация на стенках, скажем,  $D^+ + e \Rightarrow D$ . В то же время как-то удерживать ее необходимо, если мы хотим, чтобы время, входящее в критерий Лоусона, превосходило время свободного разлета. Из нашего рассмотрения следует, что в принципе плазму можно удерживать “магнитной стенкой” (и, соответственно, толкать “магнитным поршнем”). Одна из простейших магнитных ловушек (ее называют пробкотроном или зеркальной ловушкой) схематически представлена на рис. 3.

На этом несложном примере мы имели возможность убедиться в том, что у плазмы электродинамические и механические свойства существенным образом связаны друг с другом. Движение и равновесие плазмы определяется электромагнитными полями; в свою очередь, течение плазмы порождает



**Рис. 2.** Магнитное удержание.



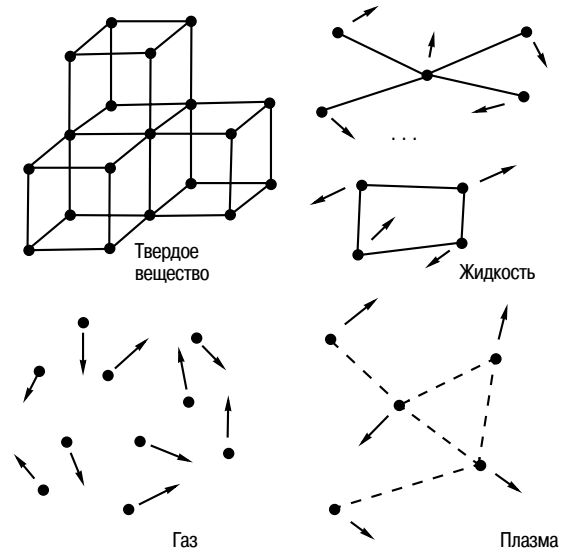
**Рис. 3.** Простейшая схема магнитной ловушки – пробкотрон или зеркальная ловушка.

электромагнитные поля и токи. В большинстве случаев макроскопическая динамика плазмы тождественна так называемой магнитной гидродинамике, которая, в частности, описывает равновесие и течение жидких металлов. Таким образом, можно сделать следующий вывод: хотя плазма по температурной шкале располагается выше газа (а в типичных экспериментальных условиях она и более разрежена, чем газы при атмосферном давлении), ее макроскопическая динамика в большей степени напоминает конденсированное вещество и заметным образом отличается от таковой для газов.

**ПЛАЗМА КАК АНСАМБЛЬ ЧАСТИЦ**

В качестве следующего шага попробуем сравнить различные состояния вещества на микрокопическом уровне – попытку некоторой примитивной иллюстрации см. на рис. 4. Ниже всего по шкале температур располагается твердое тело. Оговорим сразу же: мы не имеем в виду аморфные твердые тела или высокополимерную фазу, но лишь истинное твердое тело – кристалл. В этом состоянии атомы упорядочены и образуют решетку. Движение их весьма ограничено: допускаются лишь малые колебания в окрестности положений равновесия в узлах решетки. Колебания эти – фононы – отнюдь не индивидуальны. В них участвуют все частицы кристалла (абсолютность этого утверждения ограничивается лишь несовершенством кристалла). Говорят, что для кристаллической фазы на микрокопическом уровне характерна коллективная динамика.

Обратимся к жидкой фазе. У жидкости молекулы располагают гораздо большей свободой, чем в твердом теле, – здесь уже имеет место броуново движение, но в случае жидкости это движение еще не вполне свободно. Молекулы достаточно эффективно взаимодействуют с ближайшими соседями, образуя некоторые короткоживущие ансамбли. Среднее число частиц в таком ансамбле не является ни большим, ни малым – и это очень сложный случай с точки зрения физика. Привычные для многих из нас представления о хаотичности движения молекул жидкости в какой-то мере правильны, но лишь постольку, поскольку подразумевается неко-



**Рис. 4.** Четыре агрегатных состояния вещества.

торое усреднение в пространстве и/или во времени. В особенности это утверждение относится к микродинамике воды или других сильно полярных жидкостей, в которых сила взаимодействия молекул не слишком быстро падает с увеличением расстояния между ними :

$$F_{ij} \propto r_{ij}^{-4}.$$

Ситуация решительным образом меняется при переходе к газу. В достаточно “теплом” и разреженном газе, что как раз соответствует критерию идеальности газа, молекулы (или атомы) почти свободны. Единственное проявление какого-то взаимодействия молекул с макроскопической точки зрения – выравнивание основных параметров, например давления и температуры, по объему газа, что позволяет, в частности, строить их термодинамику в приближении квазистационарных процессов. Само взаимодействие частиц газа может быть представлено как более или менее частые соударения частиц. Такое представление обусловлено, во-первых, разреженностью газа и, во-вторых, достаточно быстрым падением эффективности взаимодействия молекул с расстоянием:

$$F_{ij} \propto r_{ij}^{-7}$$

– сила ван дер Ваальса в приближении Леннарда-Джонса. Чем более газ разрежен, тем реже столкновения, тем меньше и взаимное влияние частиц.

Казалось бы, поскольку горячая плазма еще более разрежена, чем газ, ее частицы должны быть “еще свободнее”. Тем более, по крайней мере, электроны движутся очень быстро. Это можно видеть из

выражения для характерной скорости теплового движения:

$$v_T \sim (kT/m_\alpha)^{1/2}, \quad \alpha = i, e,$$

где  $k$  – постоянная Больцмана,  $i, e$  – обозначения компонентов: ионов и электронов. Напомним, что масса электрона примерно в 2000 раз меньше массы даже легчайшего из ионов – водорода  $H^+$ , соответственно много больше и его тепловая скорость. Принципиально важным оказывается, однако, то обстоятельство, что ионизация замещает силы ван дер Ваальса кулоновскими, каковые очень медленно спадают с расстоянием:

$$F_{ij} \propto r_{ij}^{-2}.$$

Как следствие, оказывается возможным формирование больших ансамблей взаимодействующих частиц, и хотя столкновения (обусловленные уже не ван-дер-ваальсовыми, но кулоновскими силами) все еще могут быть существенны, но по мере перехода ко все более горячей и разреженной плазме на первый план выходит специфичная для конденсированных сред коллективная динамика. Прежде чем мы сможем рассмотреть сколько-нибудь содержательный пример, нам следует обсудить еще одно свойство плазмы.

Это свойство называется квазинейтральностью. Во-первых, это нейтральность в целом – обстоятельство очевидное, поскольку плазма обычно образуется вследствие ионизации нейтрального газа. (Заряженная плазма – точнее, плазмоподобные среды – также могут быть предметом рассмотрения. Это, например, электронное заполнение сильно-точного диода или сильноточные пучки заряженных частиц. Но их все же удобнее изучать, отталкиваясь от известной физики квазинейтральной плазмы.) Но квазинейтральность – свойство гораздо более сильное – локальное. Чем выше концентрация заряженных частиц, тем сложнее оказывается разделение зарядов. Реальные количественные оценки можно получить, исходя из следующего примера. Возьмем кубик объема  $V = 1 \text{ см}^3$  и предположим, что его заполняет плазма, достаточно типичная для лабораторных экспериментов:

$$\delta n = n_i = n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}.$$

Пусть мы хотим нарушить равенство концентраций в данном объеме всего на один процент, то есть создать избыток концентрации любого из компонентов

$$n \approx 0,01n = 10^{12} \text{ см}^{-3}.$$

Оценим возникающее при этом электрическое поле, используя теорему Гаусса:

$$\int E dS \approx ES = \frac{q}{\epsilon_0} = \frac{\delta n V e}{\epsilon_0},$$

где  $e$  – заряд электрона. Получается  $E \approx 3 \cdot 10^7 \text{ В/м}$ . Можно той же оценке придать и другое звучание. Пусть

$$\int n_e dV = \int n_i dV,$$

но попытаемся нарушить их локальное равенство, скажем, у одной грани кубика будет  $n_e - n_i \approx 10^{-2} n_{e,i}$ , а у другой  $+10^{-2}$ . Получим ту же цифру. В первом случае электростатическое отталкивание эквивалентно огромному “отрицательному давлению”, взрывающему наш кубик, во втором – притяжение одноименных зарядов эффективно выравнивает локальную плотность заряда. И в обоих случаях, чтобы поддержать нашу систему в неравновесном состоянии, необходимы внешние поля по порядку величины не меньше  $10^7 \text{ В/м}$ . Если же электрическое поле, приложенное к плазме извне, меньше, то и нейтральность в нашем объеме имеет место с точностью не менее чем  $\delta n/n \leq 10^{-2}$ . Таким образом, не только в целом, но и локально плазма остается нейтральной:  $n_e = n_i$ , или, в случае многозарядных ионов ( $Z_i > 1$ ), соответственно  $n_e = Z_i n_i$ .

Как и все предыдущие, это утверждение не может быть абсолютным хотя бы из-за дискретности вещества; но для горячей разреженной плазмы еще более важным оказывается тепловое движение. Сколь ни убедительными представляются аргументы в пользу квазинейтральности, они молчаливо подразумевают некоторое усреднение по пространству и времени. Попытаемся оценить минимальный масштаб времени, ниже которого квазинейтральность не может быть обеспечена. Рассмотрим плоский слой плазмы и дадим в нем всем электронам смещение относительно ионов в перпендикулярном плоскости слоя направлении (рис. 5). Если  $x$  – пространственное смещение ( $x \ll l$ ), то заряд на единицу площади в узких приграничных слоях оказывается равным  $dQ/dS = nex$ . Вся картинка очень

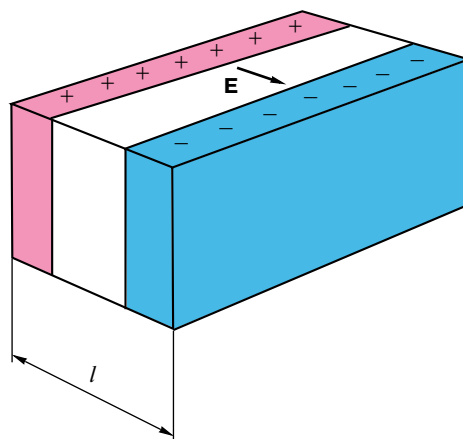


Рис. 5. К обсуждению эффекта плазменных колебаний.



напоминает плоский конденсатор, так что не представляет труда вычислить величину электрического поля в объеме плазменного слоя:

$$E = \frac{U}{l}, \quad U = \frac{Q}{C}, \quad C = \frac{\epsilon_0 S}{l},$$

откуда

$$E = \frac{nex}{\epsilon_0}.$$

Принимая во внимание соотношение масс  $M_i/m_e \gg 1$ , можно пренебречь смещением ионов, и тогда электронное уравнение движения оказывается очень простым:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -eE = -\frac{ne^2 x}{\epsilon_0},$$

а это есть не что иное, как уравнение гармонических (малых) колебаний:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega^2 x, \quad \omega \equiv \omega_{pe} = \left(\frac{ne^2}{\epsilon_0 m}\right)^{1/2}.$$

Вот таким образом мы смоделировали наиболее типичное для плазмы коллективное движение, которое называется ленгмюровскими, или даже просто плазменными колебаниями (хотя, вообще говоря, в плазме могут реализоваться многие десятки различных типов колебательных и волновых движений). Ленгмюровская или, что то же, плазменная электронная частота  $\omega_{pe}$  и оказывается, как следует из нашего рассмотрения, характерной частотой нарушения квазинейтральности, так что, говоря о плазме как о системе квазинейтральной, а тем более как о сплошной среде, мы подразумеваем картину, усредненную по промежутку времени, много большему периода ленгмюровских колебаний. Что же касается пространственного масштаба, то его нам придется привести без подобной иллюстрации (трудно подобрать столь же простой пример), но сам по себе он выглядит достаточно очевидным: расстояние, которое пролетает электрон, движущийся с тепловой скоростью, за период плазменных колебаний. Называют этот масштаб дебаевской длиной и обозначают  $r_{De}$ . Итак, вот условия, при которых процесс или явление можно считать квазинейтральным:

$$\Delta t \gg \omega_{pe}^{-1}, \quad \Delta x \gg r_{De} = \frac{V_{Te}}{\omega_{pe}} = \left(\frac{\epsilon_0 kT}{ne^2}\right)^{1/2}.$$

Здесь  $\Delta t$ ,  $\Delta x$  — характерные пространственный и временной масштабы.

А теперь мы уже вполне в состоянии получить количественное условие существенности коллективных взаимодействий в плазме хотя бы в рамках рассмотренного нами круга эффектов. “Общаются” частицы в плазменном “коллективе” через посредство электрического поля, а значит, возможность

такого общения ограничена характерным масштабом нарушения квазинейтральности — дебаевской длиной. Коллектив может сформироваться и быть жизнеспособным лишь при условии, что число частиц в сфере дебаевского радиуса (оно так и называется дебаевским числом) достаточно велико:

$$N_D = \frac{4\pi}{3} n r_{De}^3 = \frac{4\pi}{3} (\epsilon_0 kT)^{3/2} n^{-1/2} e^{-3} \gg 1.$$

Поскольку  $N_D \propto T^{3/2} n^{-1/2}$ , то для этого плазма должна быть или достаточно горячей (термоядерная), или достаточно разреженной (космическая). В обратном же случае мы действительно будем иметь дело на микроскопическом уровне с чем-то вроде ионизованного газа, хотя макродинамика сохранит все особенности, о которых мы говорили в предыдущем пункте.

## КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Можно попытаться дать определение плазмы. С тем, что она действительно заслуживает статуса особого агрегатного состояния, читатель, надеюсь, уже готов согласиться. Все же некоторую проблему составляет отсутствие классического фазового перехода в такое состояние. Поэтому специалисты в различных областях физики плазмы — термоядерной, космической, холодной (электроника, плазмоника), плазмы твердых тел (электроны проводимости в металлах, электронно-дырочная плазма полупроводников) — немного по-разному его понимают. Таким образом, наша дефиниция не может претендовать на совершенную универсальность. И все-таки, если мы хотим идентифицировать именно физику плазмы как четвертого состояния вещества, то можем определить ее так:

Плазма есть неструктурированная квазинейтральная система, составленная из большого числа заряженных частиц и характеризующаяся существенно коллективной динамикой.

(Не отмежевываясь от структур, мы ненароком включили бы в это определение ионные кристаллы.)

Попробуем обозначить — хотя бы в виде кратких тезисов — основные направления исследования коллективных свойств плазмы. Прежде всего несколько слов об экспериментальных методах. От внимательного читателя едва ли ускользнуло то обстоятельство, что главный стержень физики плазмы — электродинамика, безотносительно к тому, какую плазму и в каких проявлениях мы изучаем. Соответственно доминируют в экспериментальной физике плазмы электротехнические и радиофизические методы, разумеется, на соответствующем уровне. Дело в том, что, скажем, в ситуациях с характерными временами порядка наносекунд при токах порядка мегаампер даже измерение тока и напряжения превращается в достаточно нетривиальную задачу, решать которую должен квалифицированный физик-экспериментатор. Огромную роль играют в

физике плазмы оптические методы исследования (и надо заметить, что даже при простом визуальном наблюдении этот физический объект просто по-настоящему красив), широко используются рентгеновские диагностики, а также корпускулярные методики, то есть зондирование плазмы пучками частиц.

Как и вообще во всех областях современной физики, принципиальный момент во всех экспериментальных работах по физике плазмы – экспериментальная установка, принцип ее работы и техническое исполнение. Для современной экспериментальной физики вообще характерно сочетание высокого научного уровня и высочайшего (зачастую пока еще недоступного промышленности) уровня инженерно-технических разработок. В плазменном эксперименте промышленные масштабы должны сочетаться с прецизионностью исполнения, широким использованием современных технологий (например, сверхпроводящих), самым высоким классом аппаратуры и компьютерного обеспечения. В теоретической физике плазмы до настоящего времени доминируют аналитические методы исследования, которые, однако, во все большей степени дополняются и продолжают численным моделированием.

Простейшее проявление коллективных свойств плазмы – колебания и волны, а также различного вида неустойчивости. Их, в отличие, например, от газа или твердого тела, в плазме великое множество, и уже в течение примерно сорока лет эта сторона плазменной динамики активно исследуется. Естественным развитием этих работ стал интерес к плазменной турбулентности. Важнейшим свойством горячей (или достаточно разреженной,  $N_D \gg 1$ ) плазмы оказалось наличие большого числа коллективных степеней свободы, так что можно сказать,

что турбулентность, а не термодинамическое равновесие, есть основная форма ее существования. Турбулентность, “построенная” исключительно из колебательных возбуждений, вполне реальна (такова, к примеру, турбулентность волн на воде), но это отнюдь не единственный возможный сценарий. Существует также вихревая турбулентность (аналог – турбулентная струя), солитонная турбулентность – и все эти варианты нелинейной динамики при определенных условиях реализуются в физике плазмы. Помимо турбулентности, обнаружилось и другие яркие проявления коллективных свойств – динамические нелинейные структуры (в этой связи иногда говорят даже о “плазменной синергетике”).

Возникает естественный вопрос: есть ли во всем этом хоть какой-нибудь практический смысл? Оказывается, есть. Не касаясь астрофизических приложений (в большинстве своем также представляющих скорее академический интерес), мы упомянем лишь два важнейших аспекта проблемы управляемого термоядерного синтеза. Во-первых, коллективная динамика плазмы определяет коэффициенты переноса и тем самым – время удержания плазмы  $\tau$  в критерии Лоусона. И во-вторых, именно коллективные, неклассические механизмы нагрева наиболее перспективны для достижения за время  $\tau$  необходимой температуры.

Автор благодарит за поддержку в работе программу “Соросовские Профессора”.

\* \* \*

Александр Сергеевич Кингсеп, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник Российского научного центра “Курчатовский институт”, профессор Московского физико-технического института.