

## 等离子体与等离子体物理学

汪诗金

(中国科学院物理研究所)

等离子体科学现在越来越引起人们的浓厚兴趣，这是由于它在许多重要领域中所起的重要作用所决定的，同时也是由于它和解决某些重大的科学技术问题有密切关系所致。例如空间研究、天体物理、开发宇宙、离子推进、直接发电、气体激光研究以及受控热核反应等等，这些都是和等离子体分不开的。

### 一、什么是等离子体

物质的三态(固态、液态、气态)是大家熟知的。物质的第四态是什么？古代人认为世界是由土、水、空气和火这四种基元组成的。土、水和空气是上面所说的物质三态，而火则相当于物质的第四态。我们知道，随着外界条件的变化，物质会发生状态的改变，由一种状态转变到另一种状态。只要外界供给足够的能量，使固体物质中粒子的平均动能超过晶格中按照严格规律整齐排列的结合能，破坏了晶格结构，那么，固体就可能变为液体。对于液体，当破坏了它的粒子之间的结合键时，液体会变为气体。温度越高，粒子越活跃，最后致使电子和原子脱离而产生电离(产生电离的方法有热致电离、放电电离、辐射电离等)。也就是说，由于外界的激发，使气体原子(或分子)电离，形成正负电荷数大致相等的电离气体，这种电离气体叫做等离子体(plasma)，物质的这一形态叫等离子体态。从聚集态的次序来排，它是第四位，所以也叫物质的第四态。这里并不是给等离子体下个广义定义，我们所讨论的只是电离气体。

宇宙中 99.9% 的物质是等离子体态，如太阳放射的大量带电的粒子流(太阳风)、大气电离层、地球辐射带(Van Allen 带)、闪电、极光、彗星尾部以及爆星碎石等。

### 二、等离子体的物理性质与特征参数

#### 1. 宏观电中性

等离子体是宏观电中性的电离气体，它通常包含有三种成分：电子、离子和没有电离的中性粒子(原子或分子)。令电子数密度以  $n_e$  表示，离子数密度以  $n_i$  表示，宏观电中性的条件是

$$n_e \approx n_i \text{ 或 } \sum_j z_{ij} n_{ij} \approx n_e$$

$z_i$  是离子的电荷数，电子的电荷数  $z = -1$ ， $\sum_j$  表示对所有离子求和。

#### 2. 德拜长度

考虑某一局部区域，即在某一微小的微观长度范围内，电中性条件被破坏，此时，设在等离子体中取定一个离子，并令坐标原点与这个离子重合。由于电子的热运动，在这个离子周围的小区域内，有时正电荷多些，有时负电荷多些，越是靠近离子，这种电中性破坏的现象越明显。当电子相对于离子移动一小段距离  $x$ ，就会产生强度为  $4\pi n_e x$  的电场，而每个电子获得的能量是  $2\pi n_e e^2 x^2$ ，如果带电粒子之间的库仑相互作用的静电能小于粒子热运动的动能(由于满足宏观电中性，所以这个条件是成立的)，即

$$2\pi n e^2 x^2 < \frac{m \bar{v}^2}{2}, \quad (1)$$

式中  $\bar{v}$  是电子热运动的平均速度, 则每个粒子在这里几乎是完全自由的, 电荷分离可以自动在  $x$  长度上出现. 由 (1) 式得

$$x < \bar{v} / \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}, \quad (2)$$

上式右端是一长度, 令它等于  $\lambda_D$ ,

$$\lambda_D = \bar{v} / \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}} = \sqrt{\frac{kT}{4\pi n e^2}}, \quad (3)$$

式中  $k$  是玻耳兹曼常数,  $T$  是电子温度.  $\lambda_D$  叫做德拜长度 (Debye Length). 它告诉我们, 电中性破坏的范围不超过  $\lambda_D$ , 如以原点为球心, 德拜长度为半径作一球面, 这种球称德拜球, 所以, 德拜长度的物理意义是静电作用的屏蔽半径, 同时也是热运动导致电荷分离的空间尺度. 由这里可以看出, 等离子体的线性尺度应远大于德拜长度, 只有这样, 它才是电中性的.

### 3. 等离子体频率

在一微小区域中, 当发生电子过剩时, 相应的会产生强度为  $4\pi n e x$  的电场, 力图要把电子拉回到原来的位置, 使过剩现象消失, 恢复电中性, 但由于惯性作用, 结果是反过来又出现离子过剩, 过剩离子产生一反向电场, 使电子过剩又重新出现, 这种过程往复重演, 形成等离子体内部的电荷密度振荡. 这种振荡叫等离子体振荡或静电振荡. 等离子体物理学的奠基人朗缪尔 (Langmuir) 首先研究了这种振荡, 所以也叫朗缪尔振荡, 是等离子体的非常重要的特征. 如果以  $\omega_e$  表示等离子体电子振荡频率, 那么, 不难得出

$$\omega_e = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m_e}} \quad (\text{弧度/秒}).$$

每一种粒子都有自己的振荡频率, 对于电荷数  $z = 1$  的离子来说, 它的振荡频率为

$$\omega_i = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m_i}} \quad (\text{弧度/秒}).$$

等离子体振荡频率  $\omega_p = (\omega_e^2 + \omega_i^2)^{1/2}$ , 由于离子质量  $m_i$  比电子质量  $m_e$  大 1840 多倍, 所以  $\omega_e \gg \omega_i$ , 因而通常将电子振荡频率看作是等

物理

离子体的振荡频率. 等离子体振荡频率的物理意义是等离子体对电中性破坏反应的快慢.

### 4. 电特性

等离子体是非常好的直流电导体, 有时甚至比最好的金属导体还好, 每一个电子都可以看成是自由电荷, 除了碰撞以外, 都在自由飞行. 在恒稳外电场作用下, 等离子体内正负带电粒子将分别向两极移动, 形成直流电. 设自由电子以平均速度  $v$  沿电场  $E$  的相反方向运动, 此时出现宏观直流电, 电流密度  $j$  由一般欧姆定律给出

$$j = -nev = \sigma E,$$

比例系数  $\sigma$  是等离子体的电导率. 当粒子间没有碰撞, 也就是消去了阻止电流发生的机制时, 自由电子像是完全自由的, 此时电导率  $\sigma$  可以达到无限大. 在等离子体物理的理论探讨中, 把电导率  $\sigma$  等于无限大的等离子体看作是理想等离子体, 这是一个很大的而又合理的简化.

等离子体除了有导电性的一面以外, 还有介电性, 如果把一个交变电场例如小振幅高频电磁波加在等离子体上, 则情况就完全不同, 此时可以得到等离子体的介电系数  $\epsilon$  为

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2},$$

其中  $\omega_p$  是等离子体振荡频率,  $\omega$  是电磁波的角频率. 从这个式子看出, 介电系数和频率有关.

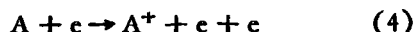
把等离子体看作导体时, 电子是自由电荷; 把等离子体看作是电介质时, 电子是束缚电荷. 这些都是在外加电场影响下由于电子的运动而表现出来的性质.

### 三、等离子体的基元过程

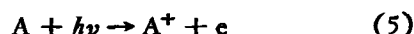
由气体到等离子体这一状态的转变, 与粒子之间的各种相互作用过程有关, 这些过程有时是由于粒子本身之间的碰撞所引起, 有时是由于和辐射的相互作用所发生, 这里谈三种基元过程.

## 1. 电离

电离过程是当外加能量足够大,把最外层电子从基态激发到很高的能级,使它和原子的其余部分相分离的过程。在稠密等离子体中,电离可以由入射电子或中性粒子的碰撞产生;在稀薄等离子体中,电离由辐射(光,紫外线或伦琴射线)作用吸收光子产生,即



或



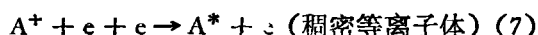
A表示一个原子(或分子), $A^+$ 表示失去电子而带正电的离子, $h\nu$ 表示光子, $h$ 是普朗克常数, $\nu$ 是碰撞频率。(4)式表示原子A与电子e碰撞后,获得足够大的能量,使它的一个电子脱离而成为正离子 $A^+$ 。(5)式表示原子A因吸收光子而电离成为正离子 $A^+$ 。原则上电离也可以在原子之间相互碰撞或者原子与离子之间的碰撞中产生,但此时需要非常大的能量,一般认为是重要的。电离是有阈过程,相碰粒子或光子提供的能量必须高于某一阈值才能发生电离,各种原子间的阈值并不相同,它和原子本身的坚固程度有关。

## 2. 复合

复合过程是电离过程的逆过程。如果把电离源移开,那么在一定条件下,电子和离子就结合成中性原子,在这个过程中,它要放出剩余能量。根据释放能量的不同方式,可以区别两种主要复合过程。第一种是一个离子吸收一个电子变成一个激发态原子 $A^*$ 并同时发射光子释放剩余能量,即

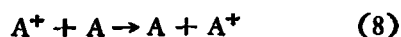


第二种是三粒子碰撞,即一个离子与两个电子同时相碰,其中一个电子与离子结合成一个激发态原子,另一个电子带走剩余能量,即



## 3. 转荷

转荷也叫电荷交换,在等离子体物理学中有着特别重要意义。当离子和原子相碰时,离子从原子中夺去了电子,结果使离子变成原子,原子变为离子,即



这看起来似乎什么也没有改变,但它是带电粒子能量损耗的主要途径。高能离子可以被磁场约束,但当它一旦从原子中夺得电子变成高能原子时,磁场对它就不再有约束作用,它可以带着巨大的动能而逃走或飞向器壁,使能量消失掉。而在电荷交换中产生的离子是慢的,必须对它重新加速。

## 四、等离子体物理学

等离子体物理学主要是研究等离子体运动规律及其与外界相互作用的一门科学。1923年,朗缪尔首先系统地将原子物理学和统计物理学原理用于电离气体,开始建立等离子体物理学。从那时到现在的几十年间,它曾经历过两次大发展。第一次是由于对空间现象和天体物理研究的需要和兴趣,例如太阳风和地磁场之间的相互作用所产生的驻立形激波等,特别是在1945—1960年间,由于对这些领域的应用需要,曾大大推动了等离子体物理学的发展。第二次是在最近二十多年中,由于受控热核聚变研究的大力开展,使等离子体物理学作为一门科学而大大地发展了。

在等离子体物理学的理论研究中,对等离子体这种导电流体在磁场中的动力学性质,可以根据问题的不同,分别采用以下三种方法进行探讨:(1)单粒子轨迹理论;(2)磁流体动力学理论;(3)动力论理论。

### 1. 单粒子轨迹理论 (Orbit Theory)

单个带电粒子的轨迹理论基本上与无碰撞动力论是等价的,但又作了一些简化假设。它把等离子体看作是由大量独立的带电粒子所组成,忽略其中各个粒子之间的相互作用,把单个带电粒子在外场中的运动看成具有代表性,只要弄清楚了单个粒子运动的规律,就可以推知整个系统的行为,所以它最适于描写稀薄等离子体。单粒子轨迹理论给我们建立了一种直观概念,有助于解释等离子体的许多性质,而且对于处理大量粒子的集体效应来说,它经常是讨

论中的第一步。

设质量为  $m$  带有电荷  $e$  的粒子以速度  $\boldsymbol{v}$  在电磁场中运动, 此时带电粒子的运动方程是

$$m \frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = e \left( \boldsymbol{E} + \frac{1}{c} \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} \right), \quad (9)$$

其中  $t$  是时间,  $c$  是光速,  $\boldsymbol{E}$  是电场,  $\boldsymbol{B}$  是磁场。为求解方程 (9), 我们从最简单的情况出发, 即只有磁场, 而且不随时间和空间变化。此时方程 (9) 化为

$$m \frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = \frac{e}{c} (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}). \quad (10)$$

由于粒子所受的力  $\boldsymbol{F}$  和磁场  $\boldsymbol{B}$  垂直 (图 1), 因

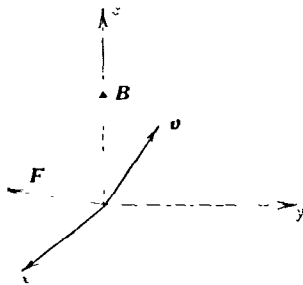


图 1

此沿磁场方向的分力为零, 加速度为零。粒子在磁场方向作等速运动, 以  $v_{\parallel}$  表示和磁场方向平行的分速度, 那么,  $v_{\parallel} = \text{常数}$ 。  $v_{\parallel}$  叫做平行速度或纵向速度。

把方程 (10) 写成投影形式, 就得到三个方程

$$\begin{aligned} m \frac{dv_x}{dt} &= \frac{e}{c} B v_y, \\ m \frac{dv_y}{dt} &= -\frac{e}{c} B v_x, \\ m \frac{dv_z}{dt} &= 0, \end{aligned} \quad (11)$$

或

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= \frac{eB}{cm} \frac{dy}{dt}, \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -\frac{eB}{cm} \frac{dx}{dt}, \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

方程 (12) 是很容易求解的, 稍作运算即可得出

$$x^2 + \left( y + \frac{cmv_{\perp}}{eB} \right)^2 = \left( \frac{cm}{eB} v_{\perp} \right)^2, \quad (13)$$

$$v_z = v_{\parallel} = \text{常数}.$$

式中  $v_{\perp}$  是粒子在与磁场垂直的平面内的运动速度, 叫垂直速度或横向速度。令  $\omega = \frac{eB}{cm}$ , 于是得

$$x^2 + \left( y + \frac{v_{\perp}}{\omega} \right)^2 = \left( \frac{v_{\perp}}{\omega} \right)^2. \quad (14)$$

这是圆方程, 圆心在  $\left( 0, -\frac{v_{\perp}}{\omega} \right)$  处, 半径为

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega} = \frac{cm}{eB} v_{\perp}.$$

这个结果告诉我们, 没有其它力作用时, 粒子在均匀恒稳磁场中的运动由两部分组成, 一部分是以速度  $v_{\perp}$  围绕磁力线作圆周运动, 称为拉莫尔运动, 一部分是以速度  $v_{\parallel}$  沿磁力线作匀速直线运动, 合成运动就是绕磁力线的螺旋运动, 回旋运动的角速度  $\omega$  称作回旋角频率, 也叫拉莫尔频率, 半径  $r_L$  称作回旋半径或拉莫尔半径。对于各种粒子来说, 回旋频率只与它的电荷、质量以及磁场强度有关, 如果磁场一定, 那么同类粒子以同样的频率回旋, 回旋速度则和各个粒子的初始条件有关。

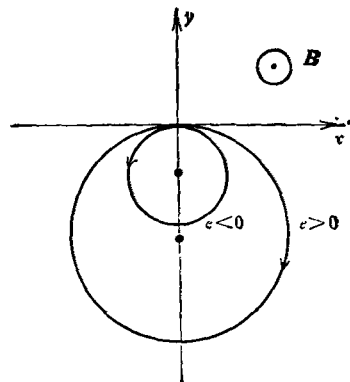


图 2 粒子的拉莫尔运动

图 2 是离子 ( $e > 0$ ) 和电子 ( $e < 0$ ) 的拉莫尔运动图。磁场  $\boldsymbol{B}$  垂直于纸面并指向读者。电子质量小, 拉莫尔半径小, 它的迴转方向与磁场方向构成右螺旋定则, 我们叫它是顺磁的。离子质量大, 拉莫尔半径大, 它的迴转方向与磁

场方向构成左螺旋定则,我们叫它是逆磁的。

由(13)式可知粒子平行于磁场方向的速度  $v_{\parallel}$  是常数,所以粒子绕磁力线作等螺距的螺旋运动。见图3。

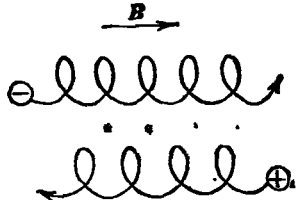


图3 粒子在磁场中的螺旋运动

在非均匀的或非恒稳的磁场内,或有其他力作用时,粒子的运动变得比上面讨论的要复杂得多,此时沿着磁力线的运动不再是匀速的,同时横着磁场作用的力使粒子在垂直于这个力和磁场的方向上产生运动,这种运动叫做粒子的漂移,漂移运动是带电粒子在磁场中运动的最特殊的性质。粒子的漂移运动用漂移速度  $v_D$  来描述,

$$v_D = \frac{c(\mathbf{F}_\perp \times \mathbf{B})}{eB^2}. \quad (15)$$

我们不在此推导这个式子,但从  $\mathbf{F}_\perp$  和  $\mathbf{B}$  的向量积已经可以看出,  $v_D$  既与横着磁场作用的力垂直,又与磁场  $\mathbf{B}$  垂直。力  $\mathbf{F}_\perp$  可以由各种原因产生,当存在一个小的电场  $\mathbf{E}$  时,外力  $\mathbf{F}_\perp$  就是电场力,即  $\mathbf{F}_\perp = e\mathbf{E}_\perp$ ,  $\mathbf{E}_\perp$  表示与磁场垂直的电场,此时

$$v_D = \frac{c(e\mathbf{E}_\perp \times \mathbf{B})}{eB^2} = \frac{c(\mathbf{E}_\perp \times \mathbf{B})}{B^2}. \quad (16)$$

在电场力作用下的漂移叫做电漂移,值得注意的是,电漂移与粒子电荷大小、符号以及粒子质量、速度都无关系,因此不引起电流。如果外力是重力,即  $\mathbf{F}_\perp = mg$ , 此时

$$v_D = \frac{cm(\mathbf{g} \times \mathbf{B})}{eB^2}. \quad (17)$$

在重力作用下的漂移叫做重力漂移,它和电荷  $e$  的符号有关,因此电子和离子的漂移运动是反向的,会引起电流,这和上面的电漂移完全不同。当磁场不均匀时,还可以出现曲率漂移和梯度漂移。所以,带电粒子在磁场中的运动由

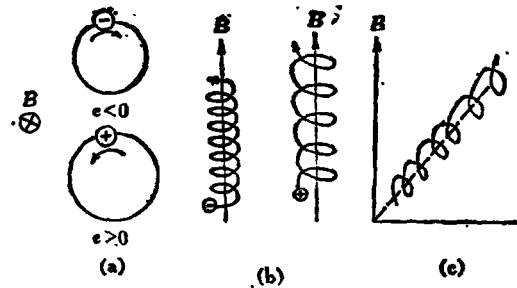


图4 粒子在磁场中的运动  
(a) 拉莫尔运动; (b) 螺旋运动; (c) 漂移运动

三部分组成,即(1)围绕磁力线的拉莫尔运动,(2)沿磁力线的直线运动,(3)横着磁力线的漂移运动,见图4。

## 2. 磁流体动力学理论(MHD)

磁流体动力学理论是将等离子体看作导电的连续流体。当它在磁场中运动时,由于电磁感应要引起感应电场,产生感应电流,于是又产生新的磁场。另外,电流和原来磁场相互作用会产生新的机械力,从而又会改变流体的运动。磁流体动力学理论是研究这种宏观现象的经典理论,它也是一种近似。这里涉及的磁流体动力学基本方程式是流体力学和电磁学基本方程式的综合,并考虑到宏观流体和磁场间相互作用的耦合。

磁流体动力学基本方程式:

$$\text{连续方程 } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0;$$

$$\text{动量方程 } \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p + \frac{1}{c}(\mathbf{j} \times \mathbf{B});$$

$$\text{麦克斯韦方程 } \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j};$$

$$\text{欧姆定律 } \mathbf{j} = \sigma \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right). \quad (18)$$

式中  $\rho$  是密度,  $\mathbf{v}$  是速度,  $p$  是压强,  $\mathbf{j}$  是电流密度,  $\sigma$  是电导率。这里有两个耦合项;(1)磁场作用于流体单位体积上的磁力  $\frac{1}{c}(\mathbf{j} \times \mathbf{B})$ , (2)流体相对于磁场运动而产生的感应电场

$\frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ , 这两项都是非线性项, 因此使问题在数学处理上复杂化, 但随着问题性质的不同, 可以考虑采用某种简化近似或是数字算法。

从这组基本方程出发, 首先考虑运动的导电流体对磁场的作用, 而不考虑磁力对运动的作用, 此时应用方程(18)可以得到

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B} + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (19)$$

令  $\eta = \frac{c^2}{4\pi\sigma}$  叫做磁扩散系数, 于是(19)式化为

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \mathbf{B} + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (20)$$

这个方程告诉我们, 导电流体中磁场随时间的变化规律. 如果和流体力学中类似方程相比较就知道这个方程的第一项表示扩散项, 第二项是冻结项. 在某种极端情况下, 磁场和流体的相互作用表现为只有扩散而没有冻结, 或只有冻结而没有扩散, 但在一般情况下, 两者将同时存在, 即磁力线既冻结在流体上随流体一道运动, 同时又在流体中扩散. 为了判别这两项的重要性, 试估(20)式中后项与前项之比的量级:

$$\frac{\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})}{\eta \nabla^2 \mathbf{B}} \sim \frac{LV}{\eta} = \frac{4\pi\sigma LV}{c^2}. \quad (21)$$

令

$$R_M = \frac{4\pi\sigma LV}{c^2}, \quad (22)$$

$R_M$  叫磁雷诺数,  $L$  是特征长度.

(1) 当磁雷诺数  $R_M \ll 1$  时, 说明方程(20)中的第一项远大于第二项, 因此第二项可以忽略不计, 这相当于流体为静止或电导为“0”的极端情况, 此时方程(20)化为

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (23)$$

这个方程叫磁扩散方程, 它描述导电流体中的磁场将从强度大的区域向强度小的区域扩散, 扩散速度同流体性质  $\eta$  有关. 磁场衰减的弛豫时间为

$$\tau \sim \frac{L^2}{\eta} = \frac{4\pi\sigma L^2}{c^2}, \quad (24)$$

所以, 电导率  $\sigma$  愈大, 磁场衰减得愈慢, 当  $\sigma \rightarrow$

$\infty$  时, 磁场就根本不扩散.

(2) 当磁雷诺数  $R_M \gg 1$  时, 说明方程(20)中的第二项远大于第一项, 因此第一项可以忽略不计, 这就是电导很好 ( $\sigma \rightarrow \infty$ ), 电阻可忽略不计即理想流体的极端情况, 此时方程(20)化为

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (25)$$

这个方程叫磁冻结方程, 它表示磁力线好像冻结在导电流体中一样, 或者说流体质点粘附在磁力线上. 由于  $\sigma \rightarrow \infty$ , 外加电场为感应电场所抵消, 即

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0. \quad (26)$$

冻结效应对等离子体起稳定作用, 原因是等离子体只能沿磁力线并和它一起运动.

从这组基本方程出发, 还可以得出在无其它外力作用下, 等离子体压强为磁力所平衡, 即

$$\nabla p = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (27)$$

这是磁约束等离子体的基本原理, 再引用麦克斯韦方程, 可将上式化为

$$\nabla \left( p + \frac{B^2}{4\pi} \right) = \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B}. \quad (28)$$

方程(27)或(28)叫平衡方程, 解平衡方程可以确定磁约束等离子体在平衡时  $B$ ,  $j$ ,  $p$  的分布形态, 这一原理在受控热核聚变研究中得到应用.

稳定性问题对等离子体的约束是很重要的, 从这组基本方程出发, 可以分析等离子体的宏观不稳定性, 得出各种稳定性判据.

在流体力学中, 当重力场中密度为  $\rho_1$  的流体位于密度为  $\rho_2$  的流体之上, 当  $\rho_1 > \rho_2$  时, 分界面上的任何微小扰动都会引起不稳定的流体位形, 直到上下两种流体互换完为止, 这种不稳定性叫做瑞利-泰勒不稳定性, 是互换不稳定性的一种. 在磁流体力学中, 与此相类比的是在重力场中由磁场支撑的等离子体边界上产生的互换不稳定性, 此时, 分界面上的任何扰动都会引起随时间增长的不稳定性. 为了得到稳定位

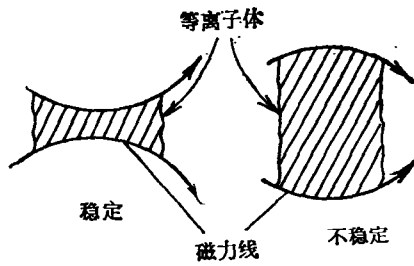


图 5

形,必须使磁力线处处凸向等离子体,反之,就是不稳定的,如图 5 所示。

等离子体可以传播许多种波,在这里不可能都涉及到,但至少应该提一下阿尔芬波。我们知道,导电流体在磁场中受到各向同性磁压力  $B^2/8\pi$  以及沿磁力线方向的张力  $B^2/4\pi$ 。如果把磁力线看作是张力作用下的弹性弦,那么当弹拨拉紧的弹性弦时,就会产生沿磁力线方向传播的横波,这种波叫做阿尔芬波,它是导电流体特有的。从磁流体力学基本方程出发,引进小扰动使方程线性化就可以得出波的色散关系。从色散关系得知,除横波外还有纵波以及混杂波,横波的传播速度叫阿尔芬速度,以  $v_A$  表示,

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}},$$

式中  $\rho$  是流体密度。从以上的讨论可以看出, MHD 是研究等离子体的一个重要手段。

### 3. 动力论理论 (Kinetic Theory)

实际上,等离子体的粒子之间存在着库伦相互作用,因此描述和研究等离子体最适当的方法是微观的统计理论,即动力论。动力论把等离子体看成是大量微观粒子的一个集体,用统计的方法导出等离子体的一些规律,广义地说,它属于统计力学中非平衡态理论。用统计理论研究等离子体首先遇到的是粒子分布函数,有了它,才能求出各宏观参量,而粒子分布函数是由动力论方程描述的,这就使问题回到动力论方程的研究上来,因此,微观粒子的几率分布函数和动力论方程是动力论的基础。

统计物理学中,通常把座标  $\mathbf{r}$  和速度  $\mathbf{v}$  的

各分量看成是一个六维相空间的直角坐标,这六维相空间叫做单粒子的相宇或  $\mu$  空间,每个粒子在相空间中都有一个代表点与之对应,定义一个函数  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ ,它是位置、速度和时间的函数,在相空间体积  $d\mathbf{r}d\mathbf{v}$  中找到粒子的个数是

$$dn = f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)d\mathbf{r}d\mathbf{v}, \quad (29)$$

$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  叫做粒子的几率分布函数,简称分布函数,上式表示在座标  $\mathbf{r}(x, y, z)$  与  $\mathbf{r}+d\mathbf{r}(x+dx, y+dy, z+dz)$  之间速度在  $\mathbf{v}(v_x, v_y, v_z)$  与  $\mathbf{v}+d\mathbf{v}(v_x+dv_x, v_y+dv_y, v_z+dv_z)$  之间,在时间  $t$  时每单位体积中含有的粒子数,显然,在  $\mathbf{r}$  处在时刻  $t$  时的粒子总数是

$$N = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)d\mathbf{r}d\mathbf{v}. \quad (30)$$

知道了分布函数  $f$ ,通过对  $f$  取各阶速度矩,即矩方程,就能得到粒子的密度、速度、压力、温度、热通量等宏观参量。

传统的动力论方程是玻耳兹曼方程

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_c, \quad (31)$$

它是动力论方程的一般形式,式中  $f$  是分布函数,  $\mathbf{F}$  是粒子每单位质量上所受的外场力,  $\nabla_{\mathbf{r}}$  和  $\nabla_{\mathbf{v}}$  是对位置空间和速度空间的微商,式的右边叫做玻耳兹曼方程的碰撞项。根据中性气体短程二体碰撞的假定,可以得出碰撞项,这对等离子体来说,不太适用。于是围绕碰撞项的研究,提出了各种简化的物理模型,得出了不同型式的动力论方程。福克-普朗克方程就是研究等离子体输运过程的一类主要的动力论方程,而福克-普朗克方程的系数又有各种形式,例如罗森伯拉斯、麦克唐纳、贾德、考夫曼等人所确定的形式,总之是很多的,也是很复杂的。

不考虑碰撞积分的动力论方程叫伏拉索夫方程。前面已经说过,等离子体静电场能够激发一种集体振荡,叫等离子体振荡,其过程远比等离子体趋于平衡的弛豫过程快得多。在这种情况下,可以不考虑碰撞,而将碰撞项略去。对完全电离的高温等离子体来说,略去碰撞项后所得电子成分的伏拉索夫方程是

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_r f - \frac{e}{m} \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B} \right) \cdot \nabla_v f = 0. \quad (32)$$

这个方程也叫无碰撞的玻耳兹曼方程。这里所说的无碰撞是指略去库仑散射，而不是完全略去带电粒子间的相互作用，因为空间电荷产生的电场仍起着重要的作用。这种影响应放在外场  $E$  中考虑，因而在方程(32)中有一自洽场，它是分布函数的泛函。所以，解非线性的伏拉索夫方程并不容易，但对微扰过程，例如小振幅波，此时可将方程线性化。

用伏拉索夫方程讨论等离子体波，可以得出某些用磁流体力学理论得不出的性质，例如朗道阻尼就是如此。

朗道从伏拉索夫方程出发，对空间变量作傅里叶变换，对时间变量作拉普拉斯变换，用围线积分得出在给定初始函数后波随时间的演化过程，从而得知静电波总是要衰减的，即朗道阻尼。朗道阻尼的物理实质是速度空间中的一种共振效应，即热运动速度与波的相速度相近的粒子和波一起运动，形成波粒共振。其中有些共振粒子的速度可能小于波速，于是从波获得能量，受到加速；有些共振粒子的速度可能大于

波速，于是把能量传递给波，从而减速。当低速粒子多于高速粒子时，波就不断对粒子输出能量，导致波的逐渐衰减，形成阻尼。在相反情况下，波不断从粒子获得能量，导致波的增长，形成微观不稳定性。

动力论方程还用来研究等离子体的输运过程、波动现象、微观不稳定性、湍流以及等离子体辐射等。

综上所述，可见等离子体物理学的内容是非常丰富的，有些方面并已发展成为专门的学科，像等离子体中电磁波的传播、等离子体辐射、等离子体诊断等。

### 参 考 文 献

- [1] N. A. Krall, A. W. Trivelpiece, Principles of Plasma Physics, McGraw-Hill Book Company, 1973.
- [2] E. H. Holt, R. E. Haskell, Foundations of Plasma Dynamics, The Macmillan Company, 1965.
- [3] T. J. M. Boyd, J. J. Sanderson, 等离子体动力学 (戴世强等译), 科学出版社, 1977.
- [4] J. G. Linhart, Plasma Physics, The European Atomic Energy Community-EURATOM Brussels (Belgium), October 1969.

## 全国第一届发光学理论讨论会在合肥召开

中国物理学会发光学分会筹备组于1980年3月8日至27日在安徽省合肥市举办了“第一届发光学理论讨论会”。讨论会由中国科学技术大学物理系发光教研室主办，有70名代表参加。

会议期间，中国科学院长春物理研究所许少鸿作了“长春物理研究所发光材料代表团赴日考察报告”，介绍了日本一些大学和工厂的中心研究所进行发光学研究的情况；北京大学苏勉曾作了“固体化学与缺陷化学”的报告，详细介绍了固体中的点缺陷，化学整比性和缺陷的平衡及晶体生长等问题；许少鸿作了“阴极射线发光的激发和效率问题”的报告，介绍了近年来对阴极射线发光激发过程的研究和最大效率的估计以及二者的联系；厦门大学黄启圣作了“半导体中的深能级”的报告，他就杂质与缺陷的作用及能级的概念和理论作了系统的论述，并介绍了测量深能级的各种实验方法，特别是新近发展起来的方法；长春物理研究所虞家

琪作了“发光中心的对称性问题”的报告，介绍了群论在发光学中的应用；中国科学院上海光学精密机械研究所吴光照介绍了“稀土离子光谱强度的计算”和“选择新的激光晶体的方法”；复旦大学方俊鑫作了“固体中的元激发”的报告，系统地介绍了声子、极化声子、电磁声子、激子、激子分子络合物、电子空穴等离子体及电子空穴液滴等基本概念，着重介绍了横向极化波具有电磁性的理论以及光导波和元激发的关系；中国科技大学施朝淑作了“敏化剂(S)和激活剂(A)之间的能量传递”的报告，介绍了S-A间的共振传递、声子协助的能量传递以及S-A间能量传递的途径和模型；中国科技大学郭常新作了“发光学中的新实验技术”的报告，介绍了流体静压力下的发光研究、光测磁共振、同步辐射、谱线窄化技术、微微秒分时光谱和超电导测辐射热计测晶体的辐射弛豫等新技术。

(中国科学技术大学胡铨亮)