

# 非中性等离子体研究

李 银 安

(中国科学院物理研究所)

人们通常遇到的等离子体是由大量的接近于自由运动的电子和离子所构成的体系,其中体系的尺度必远大于德拜长度;粒子间的平均距离远小于德拜长度,换言之,满足这两条件的带电粒子体系才能称为等离子体。粒子的运动主要取决于粒子间的电磁相互作用,由于这是长程作用,因而等离子体具有诸如各种振荡与波以及不稳定性等集体行为,而且就整体来讲,它在电学上是准中性的。为区别起见,我们称它为中性等离子体。

非中性等离子体则指的是由带有单种电荷的粒子(电子或离子)所组成的体系,它满足以上等离子体的条件,但在电学上是非中性的,这是它与中性等离子体的差别所在。非中性等离子体内部存在很强的电场,它决定了非中性等离子体的种种性质;电场强度的大小由电荷密度决定。尽管如此,非中性等离子体的一些集体行为仍和中性等离子体的集体行为定性相似。例如,微波管(束调管和行波管)都是在高真空条件下工作的,它们都依赖于漂移电子束上存在的集体振荡(空间电荷波)及其性质。当这些管子连续运行时,其中的电子束被束中的电子和低密度背景气体之间的碰撞电离所产生的离子在电学上中和,电子束呈电中性。但当这些管子以短脉冲方式( $1\ \mu\text{s}$ )运行时,因为没有足够长的时间,通过以上的碰撞电离过程产生足够数量的离子来中和束中的电子,因此在这种情况下,电子束是非中性的。然而,在这两种情况下,对于微波的产生和放大所必需的集体振荡都能激发起来,这表明,带电粒子体系中的电中性,对于其中集体振荡和屏蔽效应的存在并不是一个必要条件。

近年来,磁约束非中性等离子体的平衡和稳定引起了人们很大的兴趣,这种兴趣主要来自以下几项研究工作。

1. 在电子环加速器上,利用强相对论电子环来捕获和加速离子。

2. 在气体或等离子体介质中产生和传输强流相对论电子束的实验研究,功率达  $10^{10}\text{W}$  以上的强脉冲相对论电子束已经(或建议)应用在以下几个方面:微波的产生、热核聚变、直线离子加速器以及通过集体不稳定性对等离子体进行加热。

3. 环形磁场中非中性电子云内重离子的加速和剥离的研究。

4. 在磁镜和均匀磁场中磁约束非中性等离子体的平衡和稳定的基本性质的研究。

5. 环形聚变等离子体的静磁约束和磁镜磁场中非中性电子云内重离子的剥离和约束的研究。

以上研究都遇到了被磁场约束的大量电子,它们之间的库仑排斥力对其性质起着主要作用,这些电子构成了非中性多体等离子体介质。虽然以上各方面的工作都有其自己的方向和目标,但它们都有理解这种非中性等离子体的动力学性质的需要。

理论表明,由纯电子构成的非中性等离子体,如果电子与背景的中性气体之间的碰撞电离所产生的离子数目少到可以忽略不计,则可将这样的纯电子等离子体冷却到很低的温度而无复合现象出现。随着温度的降低,电子之间便彼此出现强关联并进入液态,最后经过相变过渡到固态(结晶态),从而提供了一种新型的物质。从这种物质中,必将产生许多有趣的物

理现象。计算表明,如果电子密度  $n_e \sim 10^{10} \text{cm}^{-3}$ , 约束磁场的强度接近 1kG, 温度降低到 4K 时, 则可得到纯电子液体, 当温度再降到  $10^{-2} \text{K}$  时, 便可得到纯电子晶体。目前已经能达到的稳态磁场强度为 100kG (这可用超导磁体产生) 温度为  $10^{-2} \text{K}$  (可由稀释致冷机得到), 故在目前的技术条件下, 可以实现纯电子等离子体致冷, 获得纯电子液体或晶体。

此外, 非中性等离子体还与集体电磁波发生器 (例如回旋管、自由电子激光器)、粒子加速器、二极管等的实际应用关系密切。

因此, 非中性等离子体无论从学科研究角度或实际应用角度来看, 都是非常重要的。近年来, 它引起了美国、中国、日本、印度等国的等离子体物理理论和实验工作者很大的关注和兴趣。

## 一、非中性等离子体的理论描述

非中性等离子体理论描述方法有两种: 宏观的流体描述法和微观的动力学描述法。前者基于矩-麦克斯韦方程, 后者则基于富拉索夫-麦克斯韦方程。

### 1. 宏观的流体描述法

在这种描述法中, 主要考察等离子体宏观量例如数密度、平均速度、压强张量等随时间的变化。这些量可根据麦克斯韦方程确定的电场  $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$  和磁场  $\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)$  自治地得到。如果等离子体是“冷”的, 则压强的变化可以略去, 因而可有以下近似:

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \cdot \mathbf{P}_\alpha \approx 0, \quad (1)$$

$\alpha$  表示等离子体中的第  $\alpha$  种组分。由这一近似出发, 根据流体的连续方程和运动方程以及麦克斯韦方程, 可以对  $n_\alpha(\mathbf{x}, t)$ ,  $\mathbf{V}_\alpha(\mathbf{x}, t)$ ,  $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$  和  $\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)$  的时间演变进行完整的描述。利用这一模型, 可以考察非中性等离子体的平衡和稳定性质。因为这是一种宏观描述, 所以稳定性质当然依赖于整个的平衡特点, 例如平衡密度和平衡速度分布:  $n_\alpha^0(\mathbf{x})$  和  $\mathbf{V}_\alpha^0(\mathbf{x})$ 。

对于第  $\alpha$  个组分的粒子密度  $n_\alpha(\mathbf{x}, t)$ , 平均速度  $\mathbf{V}_\alpha(\mathbf{x}, t)$ , 平均动量矩  $\mathbf{P}_\alpha(\mathbf{x}, t)$  和压强张量  $\mathbf{P}_\alpha(\mathbf{x}, t)$ , 可分别定义如下:

$$n_\alpha(\mathbf{x}, t) \equiv \int d^3p f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{P}, t) \quad (2)$$

$$n_\alpha(\mathbf{x}, t) \mathbf{V}_\alpha(\mathbf{x}, t) \equiv \int d^3p \mathbf{V} f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{P}, t), \quad (3)$$

$$n_\alpha(\mathbf{x}, t) \mathbf{P}_\alpha(\mathbf{x}, t) \equiv \int d^3p \mathbf{P} f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{P}, t), \quad (4)$$

$$\mathbf{P}_\alpha(\mathbf{x}, t) \equiv \int d^3p [\mathbf{P} - \mathbf{P}_\alpha(\mathbf{x}, t)] [\mathbf{V} - \mathbf{V}_\alpha(\mathbf{x}, t)] f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{P}, t), \quad (5)$$

式中

$$\mathbf{V} = (\mathbf{P}/m_\alpha)(1 + \mathbf{P}^2/m_\alpha^2 c^2)^{-1/2}.$$

所用的矩方程和麦克斯韦方程如下:

$$\frac{\partial}{\partial t} n_\alpha + \nabla \cdot (n_\alpha \mathbf{V}_\alpha) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{P}_\alpha + \mathbf{V}_\alpha \cdot \nabla \mathbf{P}_\alpha + \frac{\nabla \cdot \mathbf{P}_\alpha}{n_\alpha} - e_\alpha \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}}{c} \right), \quad (7)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (8)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \sum_\alpha e_\alpha n_\alpha \mathbf{V}_\alpha + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{\text{ext}} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \sum_\alpha 4\pi n_\alpha e_\alpha + 4\pi \rho_{\text{ext}}, \quad (10)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (11)$$

这种宏观描述法很简单, 因而非常有用, 有限尺度效应也较容易处理。但它有两个缺点: 一是它不能直接地将冷流体模型扩展, 把有限温度效应考虑在内, 也就是说, 一般不知道应该用什么样的状态方程来描述应力张量;  $\mathbf{P}_\alpha(\mathbf{x}, t)$ ; 二是某些现象例如与等离子体粒子的矩-空间分布的细节相联系的朗道阻尼和波以及不稳定性, 不能使用等离子体的宏观描述法来研究。

为了将对非中性等离子体的平衡和稳定产生影响有限温度效应全面考虑在内, 必须使用微观的动力学描述法。

### 2. 微观的动力学描述法

在这种描述法中,考察的是单粒子分布函数  $f_a(\mathbf{x}, \mathbf{P}, t)$ 、平均电场  $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$  和平均磁场  $\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)$ 。这些量可从富拉索夫-麦克斯韦方程自洽地得到。利用这些方程可以讨论一些依赖于平衡分布  $f_a^0(\mathbf{x}, \mathbf{P})$  的  $\mathbf{P}$ -空间结构细节的波和不稳定性,对于稳定性的分析要比宏观流体描述法复杂得多。

基本方程如下:

相对论富拉索夫方程:

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} + e_a \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{P}} \right] f_a(\mathbf{x}, \mathbf{P}, t) = 0 \quad (12)$$

其中  $\mathbf{V}$  和  $\mathbf{P}$  的关系为

$$\mathbf{V} = \frac{\mathbf{P}/m_a}{(1 + \mathbf{P}^2/m_a^2 c^2)^{1/2}} \quad (13)$$

麦克斯韦方程:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (14)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \sum_a e_a \int d^3 p \mathbf{V} f_a(\mathbf{x}, \mathbf{P}, t) + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{\text{ext}} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (15)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \sum_a e_a \int d^3 p f_a(\mathbf{x}, \mathbf{P}, t) + 4\pi \rho_{\text{ext}}, \quad (16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (17)$$

(15)式和(16)式包含外电荷和外电流源。(12)式是六维相空间  $(\mathbf{x}, \mathbf{P})$  中第  $a$  组分(不可压缩运动)的刘维定理,其中  $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$  和  $\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)$  本身是利用  $f_a(\mathbf{x}, \mathbf{P}, t)$  从麦克斯韦方程得到的所以该方程是非线性的。

## 二、非中性等离子体的实验方法

现以纯电子等离子体为例,介绍有关的实验研究方法。根据所要研究的问题的性质,可分别采用稳态运行或脉冲运行两种方式。对于有关纯电子等离子体基本性质(如等离子体的密度、温度,等离子体柱的几何尺寸与外加电气

参数的关系,电子等离子体波等)的研究,一般采用稳态运行方式,因为这种方式十分简单,容易控制。对于粒子的约束行为、输运性质、某些波现象及其与输运的关系,则采取脉冲运行方式。由于运行方式不同,实验装置的结构和控制方式也各不相同。

### 1. 稳态运行方式

稳态运行的装置结构如图1所示。在金属真空室的左端有阴极、控制栅极和反射板,在右端,装有终端板。真空室放置在均匀的静磁场里。如上所述,根据等离子体的定义,电子体系具有等离子体性质,其中德拜屏蔽长度  $\lambda_D$  必须

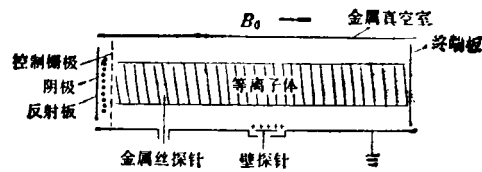


图1 研究纯电子等离子体的稳态运行装置

远小于电子柱的半径,此处  $\lambda_D \equiv e_0 k_B T / n e^2$ , 式中  $n$  是电子数密度,  $-e$  是电子电荷,  $T$  是等离子体温度,  $k_B$  和  $e_0$  分别为玻耳兹曼常数和真空中的介电常数。对纯电子等离子体来说,这意味着由于空间电荷造成的等离子体的位能必须大于由阴极发射的电子的热能。为了产生这种等离子体,阴极就不能采用等电位阴极结构,需要特殊设计。计算表明,在密度均匀的电子柱中,空间电荷的电位  $\phi_s$  与柱的半径距离  $r$  有以下关系:  $\phi_s \sim r^2$ 。为了使阴极发射的电子的静电位  $\phi_c$  也有相同的性质,即  $\phi_c \sim r^2$ ,以便在电子柱的径向两者“匹配”,即  $\phi_c \sim \phi_s$ 。这样,柱中电子的能量基本上就是表征阴极温度的动能。实验表明,等螺距的平面螺旋线结构的阴极发射的电子,其静电位具有  $\phi_c \sim r^2$  的性质。因此,装置中的阴极采用等螺距的平面螺旋线结构。阴极材料为钨钨丝。在阴极上通以足够的直流加热电流,阴极就能发射电子,其静电位  $\phi_c \sim r^2$ 。阴极结构必须对称,否则电子将得到额外的能量。

金属真空室接地,控制栅极也处于零电位,阴极要加负偏压,使其相对于栅极和真空室的

电位为负电位,因而电子能从阴极拉出来进入真空室.反射板和终端板均处于负电位,反射板能减少阴极电子的损失,终端板则将真空室中沿着磁力线运行到右端的电子反射回真空室.

利用金属丝探针在径向不同位置上引出的电流,可得到电子密度的径向分布.研究电子等离子体波时,可将金属丝探针作为发射极,轴向可移动的探针作为接收极,测出不同轴向位置接收到的信号的振幅和位相,由此可导出不同频率时的波的波数和阻尼系数,测出探针上噪音电压的峰值和频率的函数关系,可得到色散数据,并可导出电子温度.利用壁探针可得到电子柱的线密度.

典型的等离子体参数为:线密度  $\sim 1.7 \times 10^{10}/\text{m}$ ;数密度  $\sim 10^7 - 10^8/\text{cm}^3$ ;温度  $\sim 0.84 - 1 \text{ eV}$ ;德拜长度  $\sim 0.21\text{cm}$ ;等离子体柱半径  $\sim 2\text{cm}$ .

由此可见,等离子体柱的半径约为德拜长度的10倍.顺便指出,如果阴极采用通常的等电位结构,则等离子体柱不再是实心的而是中空的,其中德拜半径与柱的半径相当.严格说来,这种电子体系不能称为等离子体.

## 2. 脉冲运行方式

脉冲运行时的装置结构如图2所示,结构与稳态装置大体相同,其差别是,脉冲运行的装置中在栅极和终端板附近分别装有势垒环A和C.势垒环与金属真空室电学绝缘.势垒环A和C分别处于负电位  $V_A$  和  $V_C$ ,为了保证不让

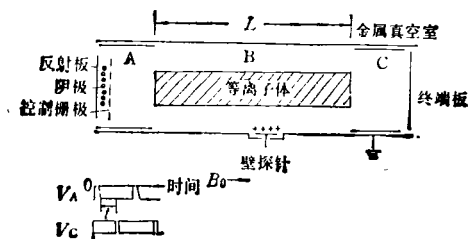


图2 研究纯电子等离子体的脉冲运行装置

电子沿着磁力线从终端逃逸,  $V_A$  和  $V_C$  必须比其中的空间电位  $\phi_s$  负得更多,即,  $V_A, V_C \ll \phi_s$ . 因此,借助于两终端的电势,可保证电子等离子体的轴向约束.在这种圆柱对称的体系中,总正则角动量矩是守恒的,而角动量矩中起主要

作用的是粒子的机械角动量矩,故借助正则角动量矩守恒的原理,粒子在径向也能被约束,这样粒子能被约束在区域B中.当然,由于其他原因会引起粒子径向逃逸,当粒子到达真空室壁后,粒子便被真空室壁吸收.

脉冲运行的方式如下:

(1) 首先将势垒环A接地,在势垒环C上施加比电子源电位更负的电位,于是电子便源源不断地进入区域B,并沿着磁力线到达势垒环C的区域,由于C处于更负的地位,故电子便从C反射回区域B.在这期间,电子等离子体占据势垒环A的区域和区域B,其密度主要由电子源的电位和空间电荷电位的匹配程度决定.

(2) 然后将A的电位调到负电位,此时,电子源发射出的电子便不能进入区域B,区域B中的电子也不能越过A.因此电子等离子体被“关”在区域B中.由于各种各样的作用过程,电子可以横越磁力线向真空室壁扩散.

(3) 将电子在区域B中“关”了一段时间  $\tau_s$  后,便将C的电位由负上升到地电位,电子便从区域B经过C逸出,利用探测器可测量逸出电子的性能.电子被“关”在区域B期间,由于电子的径向扩散,因而收集到的是剩余在区域B中的电子.当然,根据实验要求对  $\tau_s$  可任意选定.

(4) 测量结束后,再使C的电位由地电位恢复到原先的负电位,使A的电位由负电位恢复到地电位,此时电子又可从电子源进入区域B,并在C处被反射回区域B,过程便开始重复.

这种过程重复的频率,由所要研究的具体问题选定,其范围在1—100次/s, B和C上电位的循环改变过程如图2所示.

## 三、非中性等离子体的研究现状梗概

### 1. 粒子的输运和约束

对于粒子的输运机制,已进行了实验和理论研究,结果表明,电子横越磁力线的输运主要

是由于外界因素使电子获得额外的动量,从而使整个体系的正则动量矩不再守恒所致。这种外界因素可以是电子和本底真空中残留的中性粒子的碰撞以及磁场的不对称性,也可以是由于等离子体内部激发起来的低频漂移波——滑流波。

电子和中性粒子的碰撞所导致的输运具有经典输运性质,其衰减时间的经典定标律为

$$\tau \sim B_0^2/\nu_{e0},$$

式中  $B_0$  是磁场强度,  $\nu_{e0}$  为电子和中性粒子的碰撞速率。等离子体中的空间电荷电场对输运有强烈影响。在极高真空 ( $P \leq 10^{-10}$  Torr) 时,粒子的输运呈“反常”性质,其中心粒子密度衰减到一半所需的时间  $\tau_m = 1.6 \times 10^{-2} (L/B_0)^{-2}$ ,其中  $L$  为等离子体柱的长度,约束时间达  $10^5$  s。

磁场的不对称性也能给电子以额外的角动量矩,这种不对称性来自磁体本身的结构,装置周围的铁磁物质被磁化后也能破坏约束电子的磁场的对称性。

由低频漂移波(滑流波)激发的粒子输运,仅仅出现在这波和等离子体的漂移运动  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  发生共振的地方,结果使粒子径向向外漂移。

## 2. 波现象

在非中性等离子体中,波是重要的研究课题之一。到目前为止,只研究了低频静电波 ( $\omega \leq \omega_p \leq \omega_c$  式中  $\omega_p$  和  $\omega_c$  分别为等离子体频率和回旋频率)。在这些模式中,在平行于磁场方向传播的模,即为通常的电子等离子体波,而纯粹在垂直平面传播的模,就是滑流波。滑

流波可以在等离子体内部被自然地激发起来,也可以由外部施加的高频电压信号激发起来。通过外部条件在等离子体内部激发滑流波,这种实验首先是在纯电子等离子体实验装置上完成的。

## 3. 等离子体致冷

为了将气态的纯电子等离子体相变成液态或结晶体,必须将电子的热能减少。对如何降低电子热能,目前理论上已提出了两种设想:一是通过电子的回旋辐射,二是利用绝热膨胀过程,至今还无有关这方面的实验。

总的看来,纯电子等离子体的研究特别是实验研究是相当不够的。

蔡诗东博士仔细地审阅了本文,并提出了宝贵的意见,作者对此深致谢忱。

- [1] R. C. Davidson, *Theory of Nonneutral Plasmas*, W. A. Benjamin, INC, (1974), 1—16.
- [2] J. H. Malmberg and T. M. O'Neil, *Phys. Rev. Letters*, **39-21** (1977), 1333.
- [3] J. H. Malmberg and J. S. deGrassie, *Phys. Rev. Letters*, **35-9** (1975), 577.
- [4] J. S. deGrassie and J. H. Malmberg, *Phys. Fluids*, **23-1** (1980), 63.
- [5] D. H. E. Dubin and T. M. O'Neil, *Phys. Rev. Letters*, **56-7** (1986), 728.
- [6] J. H. Malmberg et al., *Phys. Rev. Letters*, **44-10** (1980), 654.
- [7] D. L. Eggleston et al., *Phys. Rev. Letters*, **53-10** (1980), 982.
- [8] 蔡诗东、夏蒙芬、李银安、周汝玲、姚国昌、周美和编著, *物理学词典——等离子体物理学分册*, 科学出版社, (1985), 1—3.

(上接第376页)

识别损伤部位等问题,是放射生物物理仍待解决的问题。

- [1] 冯元楨, *生物力学*, 科学出版社, (1983), 39—263.
- [2] 程极济、林克椿主编, *生物物理学*, 人民教育出版社, (1981), 203—294, 533—573.
- [3] 刘普和等主编, *医学物理学*, 人民卫生出版社, (1980), 397—441, 469—519.

- [4] 李国栋, *生物磁学及其应用*, 科学出版社, (1983), 24—118.
- [5] 杨文修、罗林儿, *生物科学参考资料*, 科学出版社, (1985), 35—44.
- [6] 赵白, *生物化学与生物物理进展*, No. 1(1986), 5—10.
- [7] S. J. Williamson and L. Kaufman, *J. Magn. Magn. Mat.*, **22**(1981), 129—201.