

第二届和平利用原子能国际会议文献

可控制热核反应

3

G27

中国科学院原子核科学委员会编辑委员会编

科学出版社出版

目 录

P/2292	逃逸电子的理論.....	(1)
P/34	受控制热核研究中材料的作用.....	(12)
P/1860	在洛斯阿拉莫斯(Los Alamos) 實驗室受控热核研究的回顧.....	(34)

逃 逸 电 子 的 理 論*

德拉塞 (H. Dreicer)†

一、引 言

本文討論在一个任意強度的均匀靜电場的影响下,电子通过由阳离子形成的无限大气体的运动的問題。

在計算这样一个气体的电导率时,例行的处理方法含有与時間无关的玻耳茲曼方程的一个微扰解,而結果是著名的[温度]³ 定律^[1]。这些处理方法有两个基本假設:(1)在加上电場后,经过几个平均自由碰撞時間,电子速度分布就达到一个稳恆态;(2)电子的有規漂移速度是一个有限值,并且比电子的平均无規运动速率要小。在本文中避免了这两个假設。在下一节里,从玻耳茲曼方程出发表述了这个問題,并对适合于弱电場和強电場情形的近似分析解作一評述。然后,我們描述玻耳茲曼方程的一个与時間有关的数值解,并把这些結果和近似解作了比較。

所有这些討論导致这样的結論:这个問題不容許有一个与時間无关的解。因为卢瑟福(Rutherford)散射定律很強地依賴于能量,电子漂移速度不仅限于是个有限值,而是随時間單調增长。这是由乔瓦尼里(Giovanelli)指出的所謂逃逸效应^[2]。

在本文中忽略了集体效应或等离子体振盪,虽然这些效应在等离子体的电传导中无疑地起着很重大作用。

二、近似分析处理綜述

按照标准步骤,电子的統計行为由一个速度分布函数 F 所描述,这个分布函数满足玻耳茲曼(Boltzmann)方程

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{eE}{m} \frac{\partial F}{\partial c_x} = \left(\frac{\partial F}{\partial t} \right)_{\text{碰撞}} \quad (1)$$

这里我們假設电場加于一个稳定的直角坐标系的負 z 軸方向。所以,分布函数 F 具有圓柱对称性,我們可把它看做徑向速度变量 c 和 c_x 的函数。我們用福克-普朗克(Fokker-Planck)方程来描述庫仑(Coulomb)碰撞对 F 的效应。然而,为清楚起見,我們把这个碰撞項的細节留到下一节考慮。

强 場 范 疇

在强場的极限情况,与粒子和外加場的相互作用比較,我們可以忽略粒子間的相互作用。于是,方程(1)的滿足初始条件

* “第二屆和平利用原子能国际會議文獻”编号 A/CONF. 15/P/2292, 美国,原文为英文。

† 美国加利福尼亚大学洛斯阿拉莫斯(Los Alamos)科学實驗室。

$$F(c, c_x, 0) = \left(\frac{m}{2\pi k T_0}\right)^{\frac{3}{2}} \exp - \left[\frac{m}{2k T_0} (c^2 + c_x^2)\right] \quad (2)$$

的解,简单地就是位移了的麦克斯韦(Maxwell)分布

$$F(c, c_x, t) = \left(\frac{m}{2\pi k T_0}\right)^{\frac{3}{2}} \exp - \left[\left(\frac{m}{2k T_0}\right) (c^2 + [c_x - v(t)]^2)\right], \quad (3)$$

其中 v 是电子漂移速度,由运动方程

$$\frac{dv}{dt} = \frac{e}{m} E \quad (4)$$

确定。如果我们假设对于外加场的所有值,这个解具有近似正确的形式,那末平均来说,我们可用它去满足玻耳兹曼方程。于是,方程(3)中的漂移速度是包括碰撞效应的一个运动方程^[3]

$$\frac{dv}{dt} + \frac{e}{m} E_c \Psi(Z) = \frac{e}{m} E \quad (5)$$

的解,其中

$$\frac{e}{m} E_c = 4\pi n \frac{Z_i^2 e^4}{m^2} \left(\frac{m}{2k T_0}\right) \log \Lambda; \quad (6)$$

n = 电子密度,

$Z_i e$ = 离子电荷,

$$Z = \sqrt{\frac{m}{2k T_0}} v,$$

$$\Psi(Z) = \frac{E_2(Z) - Z \frac{dE_2}{dZ}}{Z^2},$$

$$E_2(Z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^Z e^{-t^2} dt.$$

Z 是电子速度 v 的一个无量纲的量度。

方程(5)中的附加项产生于离子(假设是稳恒的)对电子所施的动摩擦力。如图1所示,

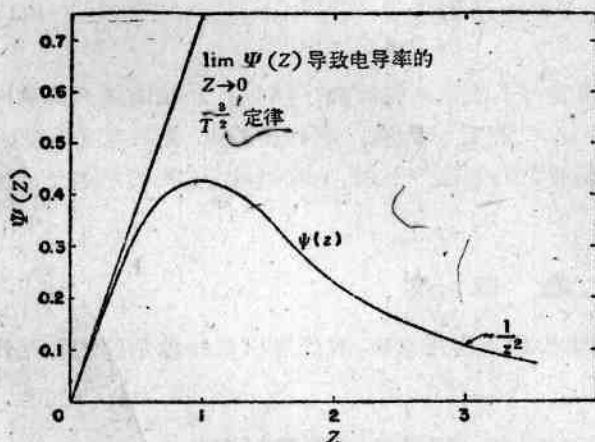


图1. 动摩擦力的速度依赖关系, $\Psi(Z)$ - Z 曲线

这个摩擦力对于小 Z 遵循斯托克斯(Stokes)定律;而当 $Z \gg 1$ 时,由于卢瑟福散射定律很强烈地依赖于速度,所以导致一个随 Z^{-2} 的衰减。在 $Z = 1$ 时摩擦力是一最大值。对方程(5)的考察指出,当 E 超过 $E_c \Psi(1)$ 时不容许有静态解。所以,参量 E_c 在这理论中起一个临界场的作用,并对划分弱场和强场情形提供一个有用的判据。图2给出温度和密度的一个范围内 E_c 的值。

因为假设正离子是稳恒的,方程(5)也给出焦耳加热的速率

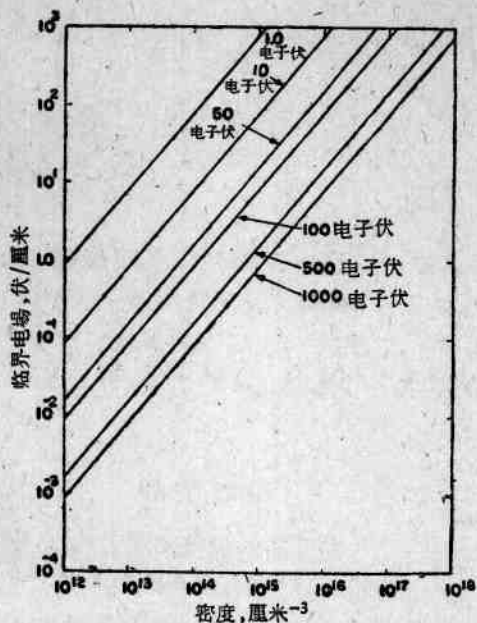


图2. 临界电场与电子密度的函数关系, 以平均电子能量(电子伏)为参量

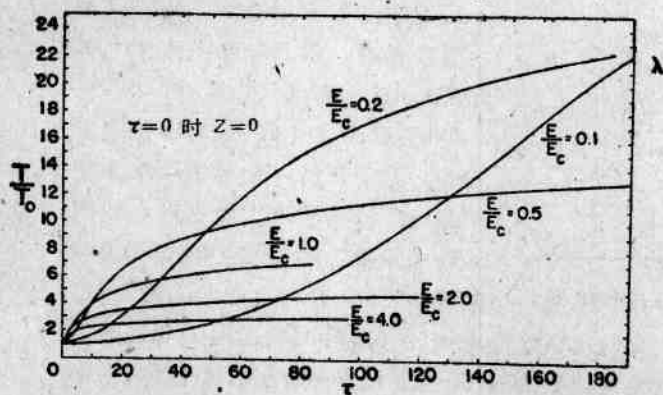


图3. 归一化温度 T/T_0 与 τ 的函数关系, 以 E/E_c 作为参量

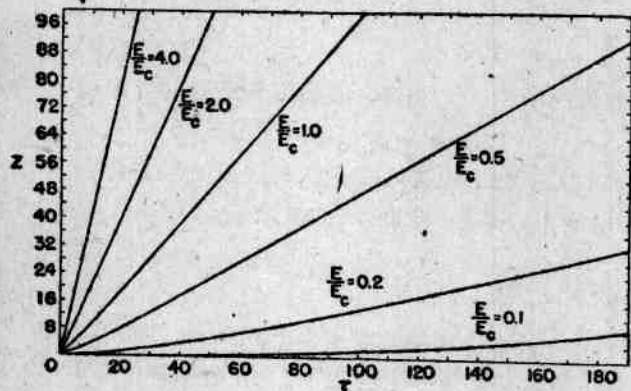


图4. 归一化漂移速度 Z 与 τ 的函数关系, 以 E/E_c 作为参量

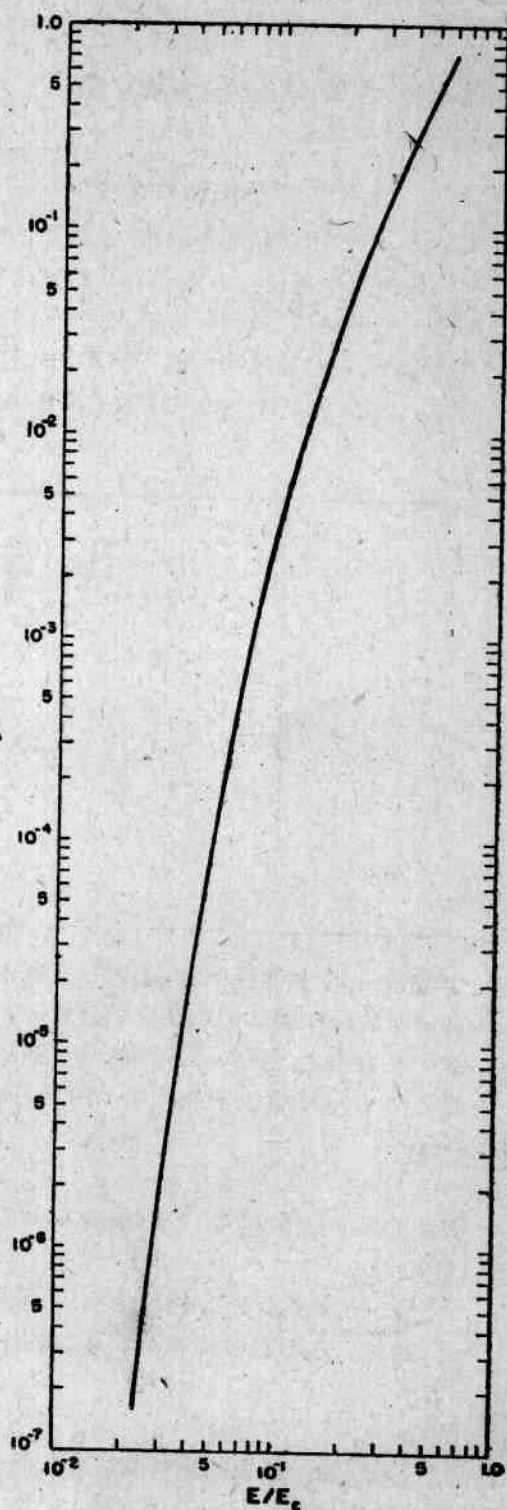


图5. 逃逸率 λ 与 E/E_c 的函数关系

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} kT \right) = e E_c \sqrt{\frac{2kT_0}{m}} Z \Psi(Z). \quad (7)$$

对于这个問題,适当的无量綱变量是

$$\frac{E}{E_c}; \frac{T}{T_0}; Z \text{ 和 } \tau = \frac{e}{m} E_c \sqrt{\frac{m}{2kT_0}} t, \quad (8)$$

其中 E_c 和 Z 用初始电子温度 T_0 定义,而 τ 用以热速率 $\sqrt{2kT_0/m}$ 运动的电子間碰撞的平均自由時間量度。方程(5)和(7)曾在各种外加場情况下用数值方法同时解出。从图3和图4所示結果,我們可以得出这样的結論:即使当 $E < E_c \Psi(1)$ 时,仍有逃逸效应发生。这就是說,在時間进程中由于焦耳加热使任何弱場轉变为一个強場。对于 $E/E_c = 1/2$ 的情形, T/T_0 和 Z 作为時間函数的变化列于表 I 中。

表 I

τ	T/T_0	Z
0	1.00	0
1	1.04	0.36
2	1.22	0.59
3	1.48	0.82
3.75	1.71	1.00
4	1.79	1.07
5	2.14	1.35
6	2.51	1.67
7	2.89	2.01
8	3.27	2.38
9	3.64	2.77
10	4.00	3.18

弱場范畴

在弱場的极限情况, $E \ll E_c$, 方程(5)导致电导率的著名的 $T^{3/2}$ 定律。这个結果,远不象刚才討論的焦耳加热效应,并不是严格正确的。在应用位移了的麦克斯韦分布时,我們忽略了这样的事实:分布中高能“尾端”的某些快电子,很少发生碰撞,对于这些电子,几乎任何外加場都可认为是強場。当考察这个效应时,我們发现速度空間可以粗略地分为两

个区域:一个是逃逸区域,在这个区域中外加場起一个強場的作用,另一个是非逃逸区域,在这个区域中同样的場是弱場。所以,原始分布显著减弱的那段時間就由电子向逃逸区域的扩散确定。我們采用与時間有关的玻耳茲曼方程,补充以福克-普朗克碰撞項,来計算几率 $Q(\tau)$,它表示在時間 τ 內所有电子已穿入逃逸区域的几率。由下列公式給出的 $Q(\tau)$:

$$Q(\tau) = 1 - e^{-\lambda \tau}, \quad (9)$$

达到很好的近似程度。 λ 随 E/E_c 的变化如图5所示。 τ 和 E_c 仍然用电子的初始温度定义。

所以,我們作出这样的結論:在弱場极限情形,电子的逃逸是在两种效应的联合作用下进行的,这两种效应就是焦耳加热效应和向分布的高能“尾端”的扩散效应。

三、数值解

对于这个問題的更詳細的分析是借助于一个 704 IBM 型数字计算机进行的。玻耳茲曼方程直接写成一个差分方程,在由方程(2)所給初始条件下解出了。用无量綱变量表示,这个方程具有下列形式:

$$\frac{\partial F(V, V_z, \tau)}{\partial \tau} + \frac{E}{E_c} \frac{\partial F}{\partial V_z} = \left(\frac{\partial F}{\partial \tau} \right)_{\text{碰撞}}, \quad (10)$$

其中速度分量由下列公式定义:

$$V = \sqrt{\frac{m}{2kT_0}} c,$$

$$V_z = \sqrt{\frac{m}{2kT_0}} c_z.$$

在圆柱坐标中,描述电子与电子和稳恒的离子碰撞的福克-普朗克碰撞项具有下列形式:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial F}{\partial \tau} \right)_{\text{碰撞}} = & 4\pi(F)^2 - \frac{V}{(V^2 + V_z^2)^{3/2}} \frac{\partial F}{\partial V} - \frac{V_z}{(V^2 + V_z^2)^{3/2}} \frac{\partial F}{\partial V_z} + \\ & + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 G}{\partial V^2} + \frac{V_z^2}{(V^2 + V_z^2)^{3/2}} \right) \frac{\partial^2 F}{\partial V^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 G}{\partial V_z^2} + \frac{V^2}{(V^2 + V_z^2)^{3/2}} \right) \frac{\partial^2 F}{\partial V_z^2} + \\ & + \frac{1}{2V^2} \left(\frac{\partial G}{\partial V} + \frac{V}{(V^2 + V_z^2)^{1/2}} \right) \frac{\partial F}{\partial V} + \left(\frac{\partial^2 G}{\partial V \partial V_z} - \frac{VV_z}{(V^2 + V_z^2)^{3/2}} \right) \frac{\partial^2 F}{\partial V \partial V_z}. \end{aligned} \quad (11)$$

函数 $G(V, V_z)$ 描述电子间的库仑碰撞,它由下式定义:

$$G(V, V_z) = \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} F(V', V'_z, \tau) \sqrt{V'^2 + V^2 - 2VV' \cos \varphi + (V_z - V'_z)^2} \times \\ \times V' dV' dV'_z d\varphi. \quad (12)$$

它的二阶导数 (即 $\frac{\partial^2 G}{\partial V^2}$, $\frac{\partial^2 G}{\partial V_z^2}$, $\frac{\partial^2 G}{\partial V \partial V_z}$) 可以与速度空间中由于动摩擦力的涨落而引起
的粒子扩散的速率联系起来。洛森布路特 (Rosenbluth), 麦克都那德 (MacDonald) 和鲁德 (Judd)^[4] 曾经证明 G 可以通过一个辅助函数 $H(V, V_z)$ 与 F 联系起来, 关系如下:

$$\nabla_v^2 G = H(V, V_z), \quad (13a)$$

$$\nabla_v^2 H = -8\pi F(V, V_z, \tau). \quad (13b)$$

$H(V, V_z)$ 的定义是

$$H(V, V_z) = 2 \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{F(V', V'_z, \tau) V' dV' dV'_z d\varphi}{\sqrt{V'^2 + V^2 - 2VV' \cos \varphi + (V_z - V'_z)^2}}, \quad (14)$$

而它在速度空间的梯度给出动摩擦力。

在我们的数值程序中 G 是由方程 (13a) 和 (13b) 用一个弛豫方法而获得的。 H 和 G 的必需的边界值由方程 (12) 和 (14) 的渐近极限而获得, 这些渐近极限的形式是:

$$\lim_{\substack{V \rightarrow \infty \\ V_z \rightarrow \pm \infty}} G(V, V_z) \rightarrow \sqrt{V^2 + (V_z - \langle V_z \rangle)^2}, \quad (15)$$

$$\lim_{\substack{V \rightarrow \infty \\ V_z \rightarrow \pm \infty}} H(V, V_z) \rightarrow \frac{2}{\sqrt{V^2 + (V_z - \langle V_z \rangle)^2}}, \quad (16)$$

其中

$$\langle V_z \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} F V_z V dV dV_z}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} F V dV dV_z}.$$

整个计算是在速度空间中由直线

$$V = 0, V = 6, V_z = \pm 6$$

限界的长方形区域内进行的,而在这个区域内的网格结点的间隔是:

$$\Delta V = \frac{1}{4}; \quad \Delta V_z = \frac{1}{4}.$$

一单个循环所采用的时间间隔大小是 $\Delta \tau = 10^{-3}$, 而 G 在每 10 个循环后重新计算一次.

下列物理量是周期地重新计算的:

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} F 2\pi V dV dV_z, \quad (17)$$

$$\frac{\langle V^2 \rangle}{2} = \frac{m \langle c^2 \rangle}{4kT_0} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} F \pi V^3 dV dV_z}{N}, \quad (18)$$

$$\frac{\langle V_z^2 \rangle}{2} = \frac{m \langle c_z^2 \rangle}{4kT_0}, \quad (19)$$

$$\langle V_z \rangle = \frac{m}{2kT_0} \langle c_z \rangle, \quad (20)$$

$$\int_0^{\tau} \frac{E}{E_c} \langle V_z \rangle d\tau = \frac{eE}{2kT_0} \int_0^{\tau} \langle c_z \rangle dt \quad (21)$$

归一化 N 对粒子数守恒提供一个检验,而方程(18), (19), 和(21)中的能量积分可用以检验能量守恒,它们有下列关系:

$$\left[\frac{\langle V_z^2 \rangle + \langle V^2 \rangle}{2} \right]_{\tau=\tau_1} - \left[\frac{\langle V_z^2 \rangle + \langle V^2 \rangle}{2} \right]_{\tau=0} = \int_0^{\tau_1} \frac{E}{E_c} \langle V_z \rangle d\tau. \quad (22)$$

无规平均能量定义为

$$\frac{1}{2} m \langle W_z^2 \rangle = \frac{1}{2} m [\langle c_z^2 \rangle - \langle c_z \rangle^2] = [\langle V_z^2 \rangle - \langle V_z \rangle^2] kT_0, \quad (23)$$

$$\frac{1}{2} m \langle c^2 \rangle = \langle V^2 \rangle kT_0. \quad (24)$$

在表 II 中我们记录了在 6 个平均自由碰撞的期间内 (17), (20), (23), (24) 的结果以及(22)满足的程度. 在这个计算中外加场具有数值 $E/E_c = 1/2$. 从图 6 到图 19 显示了在相同的时间间隔内 $F(V, V_z, \tau)$ 的演变.

如果我们选择这样的条件,漂移速度与初始热运动速率相等,即

表 II

τ	$\langle V_z \rangle$	N	$\frac{m}{2} \langle W_z^2 \rangle$	$\frac{m}{2} \langle c^2 \rangle$	$\frac{\left[\frac{\langle V_z^2 \rangle + \langle V^2 \rangle}{2} \right]_{\tau} - \int_0^{\tau} \frac{E}{E_c} \langle V_z \rangle d\tau}{\left[\frac{\langle V_z^2 \rangle + \langle V^2 \rangle}{2} \right]_0}$
0	0	1.00	$0.50kT_0$	$1.00kT_0$	0
1	0.43	1.096	$0.61kT_0$	$1.02kT_0$	-0.088
2	0.77	1.196	$0.76kT_0$	$1.13kT_0$	-0.150
3	1.07	1.296	$0.97kT_0$	$1.32kT_0$	-0.100
4	1.39	1.296	$1.22kT_0$	$1.56kT_0$	-0.071
5	1.72	1.296	$1.49kT_0$	$1.84kT_0$	-0.052
6	2.06	1.296	$1.76kT_0$	$2.13kT_0$	-0.034

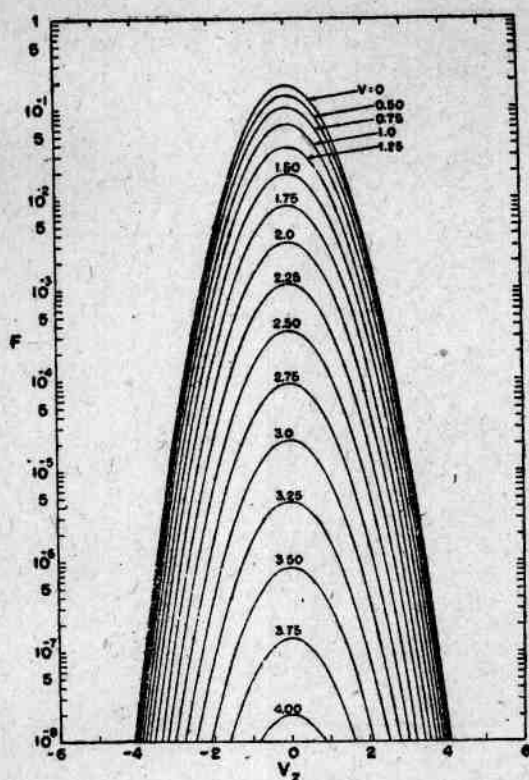


图 6. 初始瞬时($\tau = 0$)的麦克斯韦速度分布, 以 V 作为一个参量

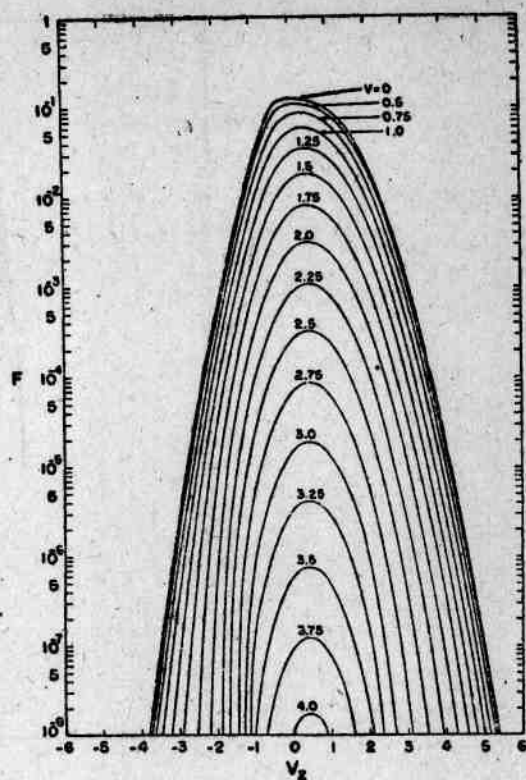


图 7. $\tau = 1$ 时的速度分布, 以 V 作为一个参量

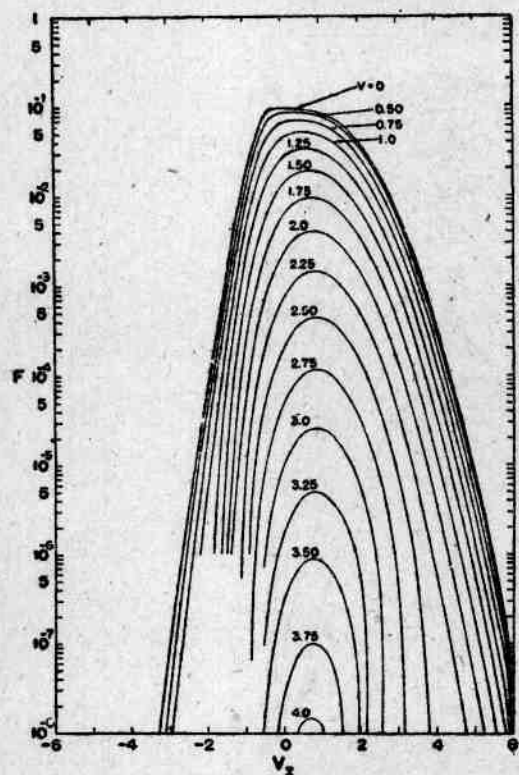


图 8. $\tau = 2$ 时的速度分布, 以 V 作为一个参量

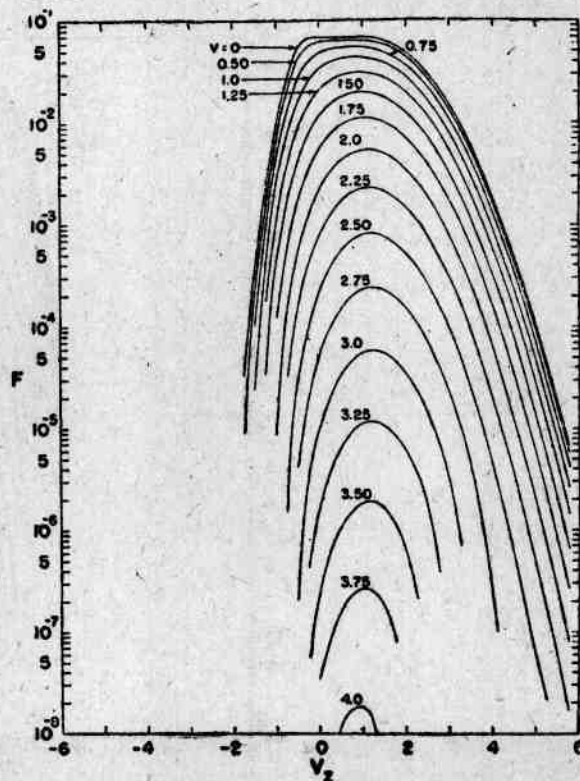


图 9. $\tau = 3$ 时的速度分布, 以 V 作为一个参量

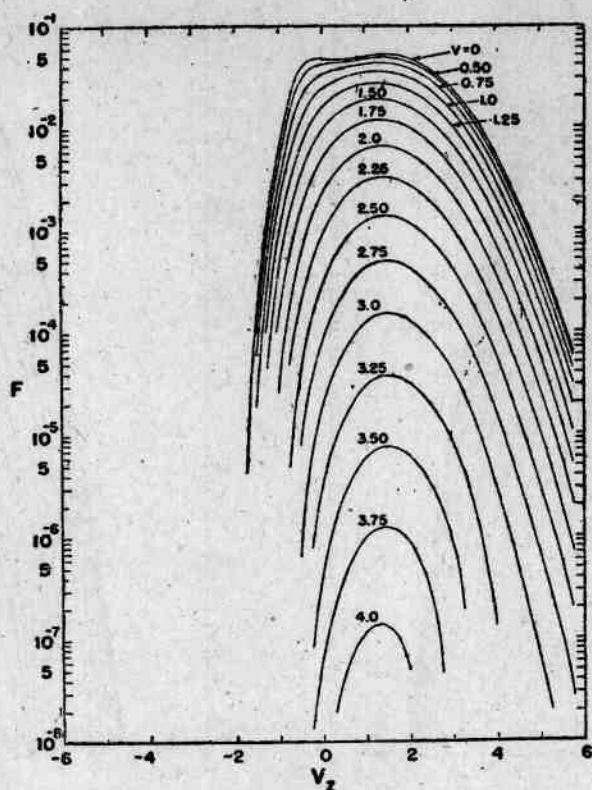


图 10. $\tau = 4$ 时的速度分布, 以 V 作为一个参量

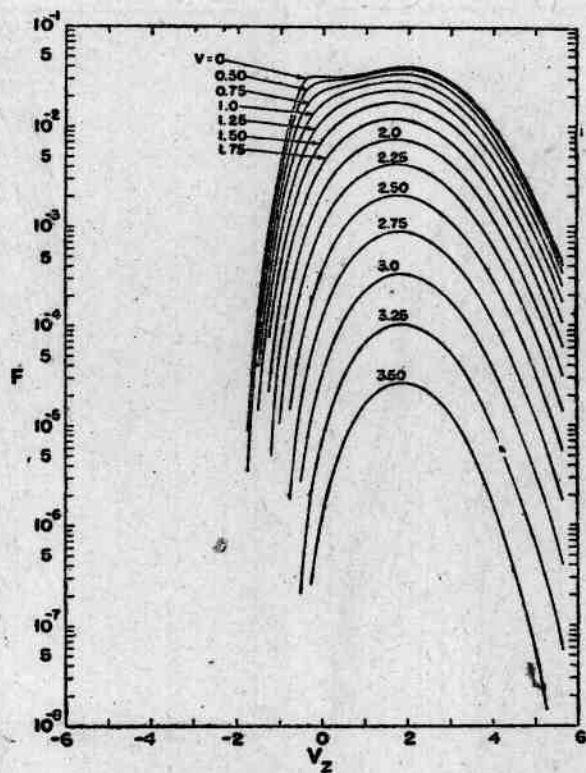


图 11. $\tau = 5$ 时的速度分布, 以 V 作为一个参量

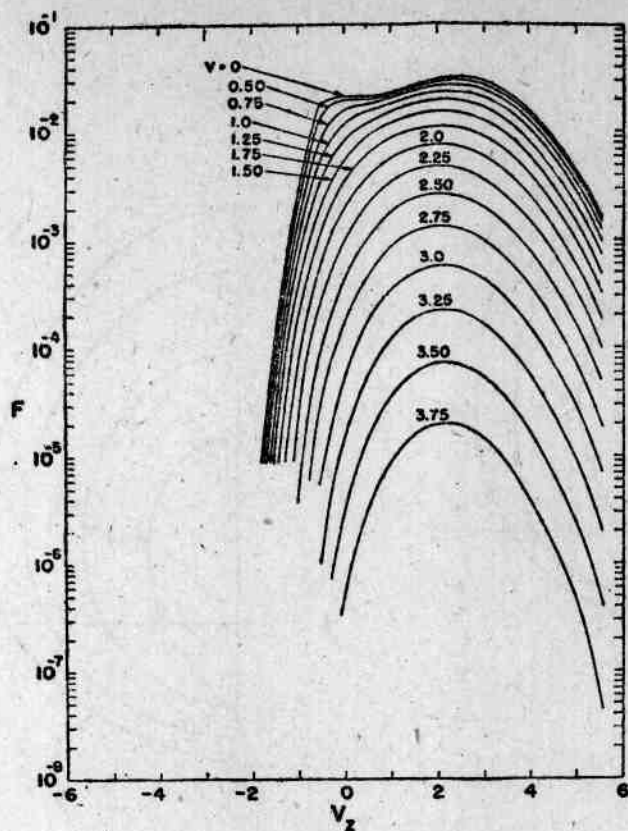


图 12. $\tau = 6$ 时的速度分布, 以 V 作为一个参量

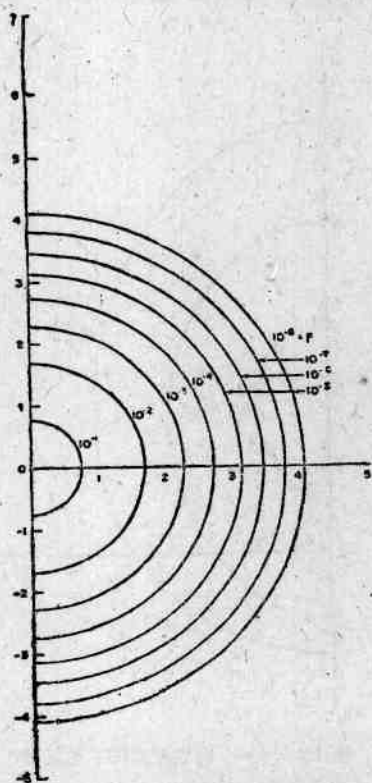


图 13. $\tau = 0$ 时速度空间中的恒定 F 曲线, 这些曲线代表麦克斯韦分布

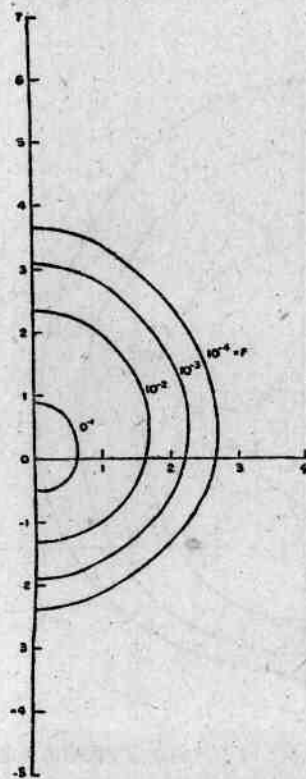


图 14. $\tau = 1$ 时速度空间中的恒定 F 曲线

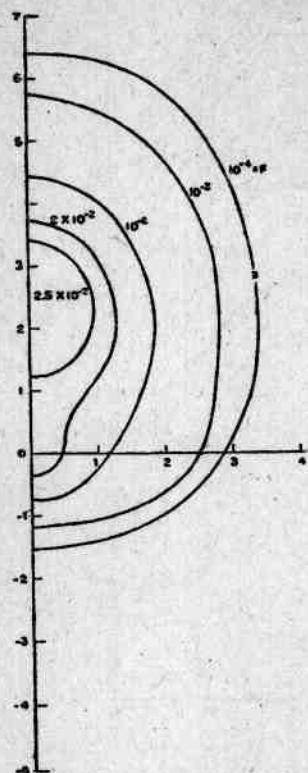


图 15. $\tau = 2$ 时速度空间中的恒定 F 曲线

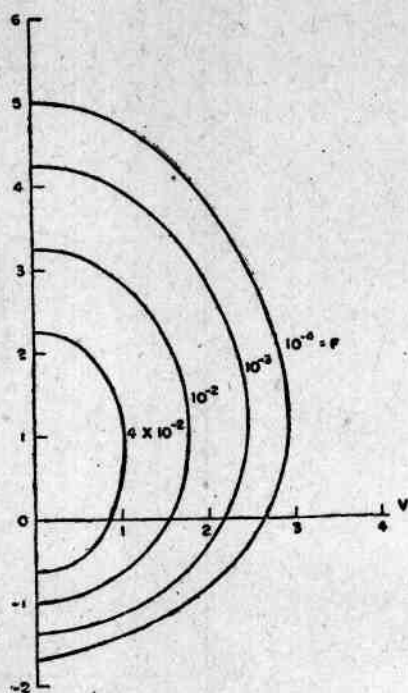


图 16. $\tau = 3$ 时速度空间中的恒定 F 曲线

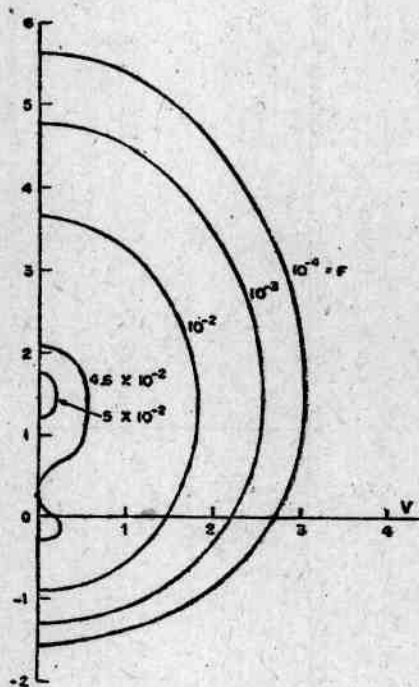


图 17. $\tau = 4$ 时速度空间中的恒定 F 曲线

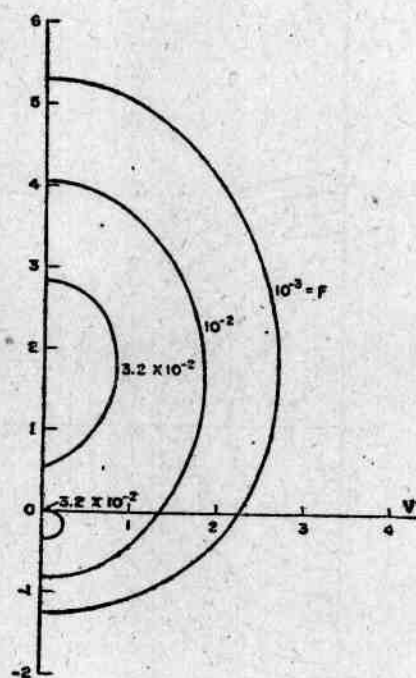


图 18. $\tau = 5$ 时速度空间中的恒定 F 曲线

$$\langle V_x \rangle = 1$$

作为我們的逃逸判据，那末比較表 I，表 II 和图 5，得出各种逃逸時間 τ_f 是很好地一致的。

	数值計算	强場近似	弱場近似
τ_f	3.0	3.75	2.0

在表 II 中列出的归一化 N 指出长方形网络中的粒子数最初随時間增加，然后达到一个稳恆值。这是与假設的 F 的边界值中的誤差有关的。在能量平衡中誤差的代数符号指出虚拟粒子可能穿过負 V_x 边界进入网络。在出現逃逸效应时，粒子也开始穿过正 V_x 边界而离开网络，而这些流之間的平衡会导致 N 的稳恆值的出現（从 $\tau = 3$ 开始）。不管这些不精确性，我們相信，一个与時間无关的解是不存在的这个論断，在这个数值計算中也被闡明了。

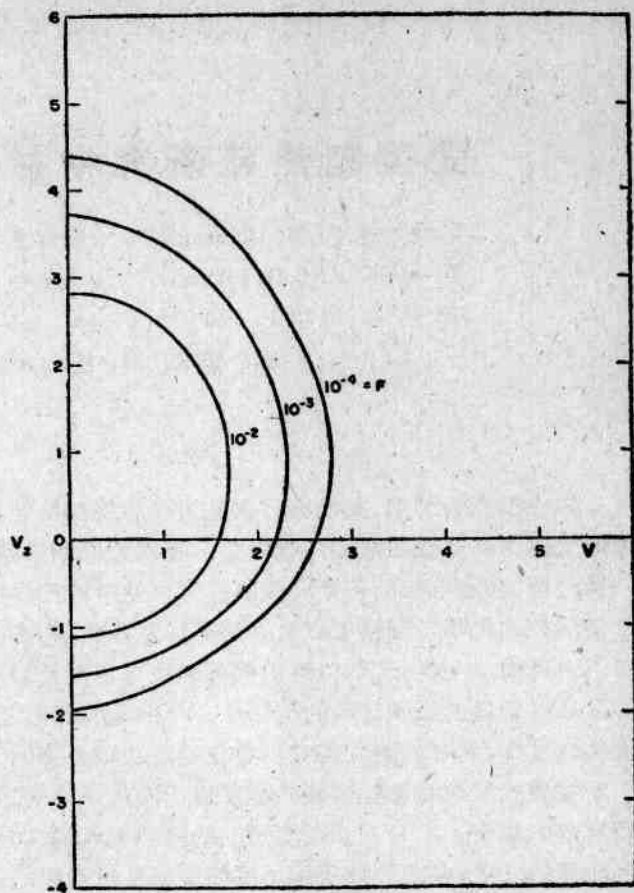


图 19. $\tau = 6$ 时速度空間中的恆定 F 曲綫

感 謝

作者衷心感謝費耳德斯坦 (A. Feldstein) 先生，方程 (5) 和 (7) 的数值解是他进行的作者也十分感謝凱南 (Kinney) 先生，他把方程 (10) 和 (11) 对于 704 计算机編制了程序。

参 考 文 献

- [1] Spitzer, L., 和 Härm, R., *Phys. Rev.* **89**, 977 (1953).
- [2] Giovanelli, R. G., *Phil. Mag.* **40**, 206 (1949).
- [3] 强場和弱場近似的詳細情形將提交物理評論 (*The Physical Review*) 出版。
- [4] Rosenbluth, M. N., MacDonald, Wm. M. 和 Judd, D. L., *Phys. Rev.* **107**, 1 (1957).

受控制热核研究中材料的作用*

克拉斯頓 (J. L. Craston)[†] 韓考克斯 (R. Hancox)[†]

羅伯森 (A. E. Robson)[†] 考夫曼 (S. Kaufman)[§]

麥爾斯 (H. T. Miles)[§] 威爾 (A. A. Ware)[§]

威森 (J. A. Wesson)[§]

导 言

1. 建立极高的温度,其最终目的是为了产生热核能,这种试图已经导致了人们对于在低压的气体中高电流放电的广泛研究。在这方面的兴趣主要是集中于发生在等离子体中的一些过程,而放电管的管壁一般认为仅只是对这些过程供给一些边界条件;然而从实验中已经清楚的说明了管壁可以对等离子体产生相当大的影响,因为它引入了杂质,并且很可以有理由来相信,管壁材料的物理性质可以对设计一个能用的反应堆定出明确的极限,所以对于放电管的材料的选择是一个很重要的问题。这篇文章的目的就是研究管壁上发生的过程,同时讨论它们对于现在的设备和将来的设计中选择材料的重要性。

2. 主要的问题是管壁侵蚀的结果对于等离子体的沾污。由于对于氘等离子体在最宜进行反应的温度 10^9 °K 时,所能预期的核功率大约仅为不可避免的以轭致光谱形式辐射掉的功率的九倍,保持等离子体尽可能纯洁是很重要的,因为只要有浓度很小的原子量较大的杂质原子,就可以产生严重地增加辐射损耗的结果。杂质原子的存在将使反应器的效率降低;而且如果在加热的初期就有杂质存在,甚至可以阻止使反应进行的温度的建立。另一重要考虑是在于管壁的侵蚀也许会限制反应器的使用寿命。

3. 在这里“侵蚀”这个术语包含着材料从管壁剥脱的各种方式。虽然进行着反应的等离子体大部分必须包含在磁场中,但是管壁还会受到大量的辐射通量,而这些从在 10^8 — 10^9 °K 的等离子体发射出来的辐射线将大部分是在软 X 射线的范围,这类辐射线的吸收可以使管壁的温度升高到足以引起热蒸发的温度。其次在任何实际装置中,磁场的包封未必能够十分完善,管壁会受到越过起限制作用的磁场而扩散出来的高能氘及反应产物的轰击,这些情况既对管壁加入热量,也将引起溅散而发生侵蚀。第三种侵蚀方式是金属管壁所特有的,即产生弧点,这很可能在任何暴露于高温等离子体的金属表面上发生,而这一直是目前设备中产生沾污最严重的根源。本文将对了解和控制这现象的实验加以描述。

4. 下面重点首先是着重在等离子体的沾污,但也考虑到其它的一些效应,如管壁所受的热应力疲劳与辐射损伤。这些情况目前还未遇到,但是在动力反应堆中可能就很重要。

* “第二届和平利用原子能国际会议文献”编号 A/CONF, 15/P/34, 联合王国, 1958, 原文为英文。

[†] 联合王国原子能管理局, A. E. R. E., 哈威尔。

[§] 原子能研究所研究实验室, 阿德尔马斯顿。

等离子体的沾污

5. 一个纯粹氦等离子体, 密度为 n 离子/厘米³, 在温度 $T^{\circ}\text{K}$ 时所辐射出来的功率为^[1]

$$E_0 = 1.42 \times 10^{-34} n^2 T^{1/2} \text{ 瓦/厘米}^3. \quad (5.1)$$

在 $T = 10^9^{\circ}\text{K}$ 时, 核子功率 E_n 与辐射功率之间的比值为最大, 大约等于 9. 如果在等离子体中加入比例为 f 的完全电离的带 z 电荷的原子, 辐射损耗变成

$$E_r = E_0(1 + Zf)(1 + Z^2f). \quad (5.2)$$

6. 辐射损耗的增加降低了反应堆的效率, 如果 $E_n < 2E_r$, 也即如果 $E_r > 4.5E_0$, 就不可能获得功率的净增值^[2]. 表 I (a) 给出相当于 $E_r = 4.5E_0$ 时不同材料的 f 值. 实际上必须将杂质的数量保持在远低于这个限度, 以下计算假定只容许导致辐射有 10% 的增量. 其相应的 f 值在表 I (b) 中给出. 可以看出来, 不仅 f 值必须很小, 而且不可避免的所存在的杂质必须是那些原子序数很低的.

表 I. 杂质浓度与侵蚀率

材 料	原子序数	(a) f 对于 $E_r = 4.5E_0$ $\times 10^4$	(b) f 对于 $E_r = 1.1E_0$ $\times 10^4$	(c) S 原子/厘米 ² ·秒 $\times 10^{-10}$
铍	4	1250	62.5	234
镁	12	185	6.9	26
铝	13	170	5.9	22
钛	22	61	2.1	7.9
钒	23	56	1.9	7.1
铬	24	52	1.7	6.9
铁	26	45	1.5	5.6
钴	27	42	1.4	5.3
镍	28	39	1.3	4.9
铜	29	36	1.2	4.5
镉	40	20	0.62	2.3
钨	42	18	0.57	2.1
铍氧	—	292	10.9	41
矾土	—	48	1.7	6.4
石英	—	65	2.8	10.5

7. 这些数据假定杂质原子完全裸离, 而仅有轫致辐射. 如果一个原子保留其在任何轨道上的电子, 后者也将是一个轫致辐射的源泉; 这样, 从一个未裸离原子辐射出来的能量就将大于裸离原子许多倍. 因此杂质必须很容易裸离是很重要的. 当一个杂质原子逐步达到较高的游离级, 进一步游离的几率就减少, 而辐射复合的几率增加, 考虑了这二过程的平衡, 大致的计算说明在 10^9°K 时, 在等离子体中大约有 10% 原子序数为 25 的原子将不能完全裸离. 对原子量更重的原子来说, 这比例将更大些, 允许的杂质含量将显著的低于表 1 中所给出的数值.

8. 为了估计最大允许侵蚀率, 考虑一个假定的反应器, 此反应器具有圆柱形的收缩稳定放电, 其密度为 n 离子/厘米³, 半径为 r 厘米, 在一个半径为 R 厘米的放电管中. 如果原子以恒定的 S /厘米²·秒的数率离开管壁, 并被捕获于等离子体中, 则在时间 t 内杂质分数浓度为

$$f = \frac{2RS\epsilon}{r^2 n} \quad (8.1)$$

取 $n = 4 \times 10^{15}$ 离子/厘米³, 相当于 10^9 °K 时在氘中反应能量密度约为 600 瓦/厘米³ 及脉冲宽度 $t = 10$ 秒 (因此满足劳森 (Lawson's) 准则^[3] 即 $nt > 10^{16}$) 及 $R = 4r = 30$ 厘米,

$$S = 3.75 \times 10^{14} \text{ 原子/厘米}^2 \cdot \text{秒} \quad (8.2)$$

在脉冲结束后这侵蚀率将使在轫致辐射中有 10% 增量, 这侵蚀率示于表 1(c).

9. 既然杂质离子必须横过磁场而扩散, 也许就有可能在一个容积很大的脉冲装置中, 在等离子体中心在其尚未严重的被沾污之前来完成一个高效率的反应. 这些计算因此不能被视作热核反应堆设计数据, 而仅能视作包含在估计壁侵蚀作用的原理之中的一些说明而已.

热 蒸 发

10. 如果蒸发在管壁发生, 在相当于管壁温度 θ 时, 侵蚀率 S 可以用下面的关系式给出 (温度 °K):

$$\frac{\theta_B}{\theta} \frac{10^4 - \theta}{10^4 - \theta_B} = 1.70 - 0.243 \log_{10} [2.84 \times 10^{-23} S (M\theta)^{1/2}], \quad (10.1)$$

其中 M 是分子量, θ_B 是管壁材料的沸点. 这公式是由劳夫脱纳斯 (Loftness)^[4] 简化蒸气压力数据导出. 假定在 10 秒钟的反应期内管壁的温度恒定不变, 并用表 I 所列的 S 值, 可以导出在这时期末了辐射增加 10% 时的最高允许管壁温度 $\theta_{\text{最大}}$. 其结果列于表 II 的第

表 II 最大内壁温度, 通过管的热通量与壁厚

材 料	$\theta_{\text{最大}}^\circ\text{C}$	通过 1 厘米壁厚的热通量 瓦/厘米 ²	对于 100 瓦/厘米 ² 热通量的 壁厚厘米
铍	670	300	3.0
镁	140	—	—
铝	510	240	2.4
钛	840	60	0.6
钒	1080	160	1.6
铬	630	120	1.2
钴	910	260	2.6
镍	830	260	2.6
铜	580	64	6.4
锆	1150	90	0.9
钼	1480	1,080	10.8
矾土	1030	40	0.4
铍氧	1360	180	1.8
石英	610	4	0.04

一项中. 由于方程 (10.1) 中的对数项, $\theta_{\text{最大}}$ 值对一些假设的反应器参数并无作用, 因此就允许在材料间来作有效的比较.

11. 为了使散失于管壁的热量能够有效的用来产生能量, 管外壁的温度必须不低于 400°C. 通过一厘米厚管壁的热通量示于表 II 的第二项, 管外壁温度为 400°C, 管内壁温度为 $\theta_{\text{最大}}$. 表中第三项给出在相同的条件下可以允许传导 100 瓦/厘米² 热通量的材料的厚度. 在金属基底上加上一层薄的绝热层也许可以得到某种优点, 例如达 1.5 厘米厚的氧

化鍍层, 由于其低的蒸气压与較佳的导热率, 将使冷却至 400°C 的銅壁的热載荷容量提高。

12. 以上的数字是在所有的能量都被管壁內表面所吸收的假定下計算出来的。然而, 若使用一种低的 X 射綫吸收系数的材料, 情况就不一定正确了。例如: 一个在 5×10^8 K 工作的反应器, 具有 3 毫米厚的鍍壁, 大約 70% 的輻射将穿过壁而直接为冷却剂所吸收, 在这情况中壁的热載荷可以增加約五倍。在同样的条件下一层一毫米厚的鍍氧涂层将吸收低于 30% 的入射輻射, 这样可以允許使壁的热載荷增加約四倍。

13. 除了在长时期的反应期間来自等离子的輻射, 反应堆的壁还可以受到瞬时的热脉冲。例如, 在一个收縮放电机中, 在放电进行之前, 在周期起始时, 可能会有高的热通量加于壁上, 在这初始阶段任何管壁材料被蒸发及被捕入将引起在整个反应期間恆定的輻射損耗。

14. 如果一个具有恆定热通量 W 瓦/厘米² 及持續時間 t_1 秒的热脉冲射在一个初始温度为 θ_0 的表面上, 則在脉冲期間的任何時間 t 的表面温度为

$$\theta = \theta_0 + \frac{W}{2.1(\pi K \rho c)^{1/2}} t^{1/2}, \quad (14.1)$$

其中 K 为导热系数, ρ 为密度, c 为比热。在脉冲終了时, 其温度将按下面的关系式而降低:

$$\theta = \theta_0 + \frac{W}{2.1(\pi K \rho c)^{1/2}} [t^{1/2} - (t - t_1)^{1/2}], \quad (14.2)$$

联立方程 (10.1), (14.1) 和 (14.2) 并对時間积分, 可以計算出关于几种材料被一个脉冲带入的杂质总量, 同时从計算中所导出的热通量将在輻射中增加 10%。在有些情况下, 持續時間很短的大脉冲将会在显著的蒸发发生之前使表面熔化, 因此允許的热通量的限度决定于熔化。此热通量的限度如图 1 所示, 其中一个銅壁的允許热通量是以各种不同初始温度的脉冲持續時間的函数表明。

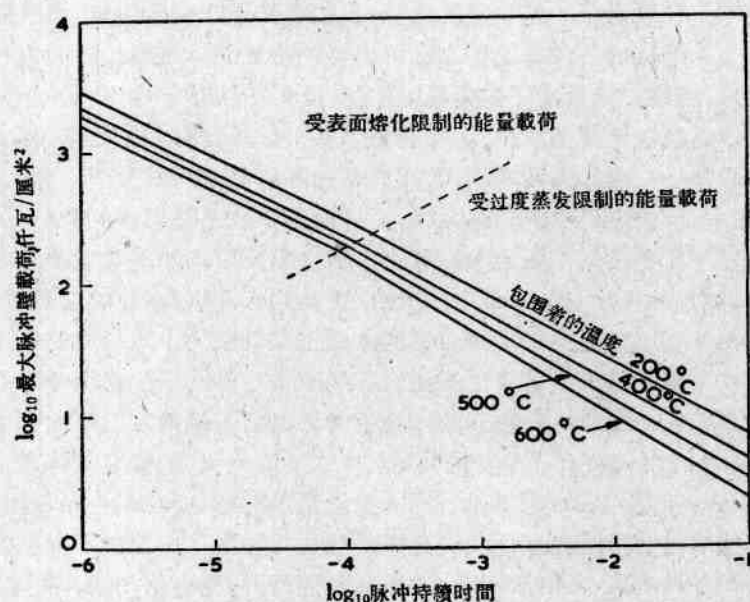


图 1. 以脉冲持續時間为函数的銅壁的最大脉冲能量載荷