

## 绪 论

粒子束和加速二极管是技术物理中非常熟悉和传统的研究对象,它们可以用来产生高频电磁场、切割和焊接等。借助于高能粒子,目前物理学已渗透到微观世界,通过时间压缩获得高密度能量来研究连续介质。这里的高密度能量研究是指:高于化学炸药压力下物质状态的研究、高度电离的稠密等离子体的产生和基于它的 X 射线辐射源的建立。在高功率气体激光器中,用相对论电子束来产生工作介质,电子束脉宽小于微秒、总能量为几十至几百千焦。而在受控热核聚变研究中,需要的能源脉宽约为  $10^{-8}$ s、能量大于 1MJ。

实际上,强流相对论电子束(REB)物理的研究,与超高脉冲能源技术、相对论电子束技术的发展是同时进行的,并且相对论电子束研究中出现新问题和新应用又进一步促进了它们的发展。正因为这样,脉宽小于  $1\mu\text{s}$  相对论电子束发生器的出现,使得有可能实现用电子束泵浦化学激光器。而受控热核聚变研究本身在 20 世纪七八十年代又显著地促进了超高功率和强流相对论电子束产生技术的进步(参见第 1 章)。

什么是强流相对论电子束呢?众所周知,粒子束电流要受到空间电荷排斥力作用的限制,在二极管加速间隙中粒子束电荷的电场会排斥阳极到阴极的电场。平面情况下,当阴极半径  $R$  远远大于加速间隙  $d$  时,电子密度受以下条件限制:

$$E = \frac{dU}{dz} > \int_0^d 4\pi en dz \quad (0.1)$$

式中:  $U$  为间隙上的加速电压。

电子束电流密度  $n$  和  $U$  的关系为

$$j = en(eU/m)^{1/2} = I/\pi R^2 \quad (0.2)$$

由这些条件可以得出非相对论情形下的 Child - Langmuir 定律,即

$$I \approx \left( \frac{eU}{mc^2} \right)^{3/2} \frac{R^2}{d^2} \frac{mc^3}{2e} \quad (0.3)$$

在相对论情形下,应考虑导致电子束向轴线箍缩磁力  $\frac{e}{c}v_z H_\varphi$  的作用。如果粒子束电流超过一定值,电子的拉莫(Larmor)半径  $mc/eH_\varphi$  会小于间隙  $d$ ,那么电子就不会到达阳极。这种情况出现的电流条件为

$$I_{cr} = \frac{mvc^2}{e} \frac{R}{d} = I_A \frac{R}{d} \quad (0.4)$$

式中:  $I_A$  为阿尔芬(Alfven)电流。

比较  $I_{cr}$  和  $I$  可以发现:磁力作用对电流的限制比二极管上加载电压  $U$  时空间电荷作用对电流的限制出现得早。电压  $U$  的关系式为

$$eU/mc^2 > d/R \quad (0.5)$$

因此,在平面相对论二极管中电流受式(0.4)限制。第4章介绍相对论二极管相应的理论。

根据式(0.4),要获得较大的功率密度,显然必须转向相对论模式,即电流和功率分别随  $U$  和  $U^2$  的增大而增大。式(0.4)中电流与  $R/d$  为一次方关系,式(0.3)中电流与  $R/d$  为平方关系,这种情形限制了通过增大二极管半径获得较大电流的可能性。

为了提高通过二极管的电流密度,研究者通常采用的途径是在二极管中适量添加离子和等离子体减小电荷电场的作用。在非相对论平面二极管中,电流将会提高 1.5~2 倍。

第4章介绍了平面构型二极管的实验,实验条件是二极管  $R/d < 1$  且其中有等离子体存在。实验发现,这些二极管的电阻比由式(0.4)计算的结果至少小 1 个数量级,而阳极的电流密度达  $10^6 \sim 10^7 \text{ A/cm}^2$ 。基于这些结果,在 1976—1978 年使用强流带电粒子束作为“廉价的”、方便的能量载体来进行热核微靶物理研究的原理演示实验。第4章对此轮实验结果进行了讨论。

如果发生器中的电流大于  $I_{cr}$ ,那么在连接二极管和发生器输出端的真空同轴线(间隙为  $d$ ,半径为  $R$ )中,磁场作用下,电子就不会越过间隙,从而避免了电击穿。第2、3章研究的这种磁绝缘现象广泛应用于高功率脉冲向负载的传输。

当电流大于  $I_A$  电流时,在不采用额外的措施(如不附加强外磁场)下,相对论二极管中所产生的电子流可以有条件地称为粒子束。为研究相对论电子束,编制了计算程序包,考虑了自身的磁场和电场。图 4.27(b)为数值模拟得到的强流二极管中复杂的电子轨迹。可以看出,这里需要考虑的粒子束是几乎平行

飞行的粒子流。在电流大于  $I_A$  时,相对论电子受自身磁场约束,其运动应当描述为拉莫圆中心的漂移。

为了利用相对论电子束,需要将它从二极管引到被辐照物体。在低流强电子学中,是用外部电磁场或让束流通过气体(等离子体)以除去空间电荷来平衡束流径向电场的斥力作用。相对论束流中,压缩磁力几乎可以平衡大部分电场斥力,但无法完全平衡:

$$F = e \left( E_r - \frac{v}{c} H_\varphi \right) = e E_r \left( \gamma^{-2} - \frac{n_i}{n_e} \right)$$

$$\gamma = \frac{m}{m_0} = \left[ 1 - \left( \frac{v}{c} \right)^2 \right]^{-1/2}$$

式中:  $n_i$  为离子密度。此公式用于平行飞行的均匀电子流,其中第一项  $e E_r \gamma^{-2}$  描述电磁力对电子束作用的不同效果,而  $n_i/n_e$  项则考虑空间电荷的补偿效应。粒子束这种类型的平衡尽管有可能,但实际上无法实现,因为它要求粒子束参数只能有细微的调整。由于气体电离及不稳定性发展等过程随时间持续进行,这种平衡就会被破坏。

对于强流相对论电子束的情况,遇到的将会是电子束在稠密气体(等离子体)中的截止现象。如果粒子束的磁场完全显现,且  $n_i/n_e > \gamma^{-2}$ ,那么当  $I > I_A$  时,在均匀束流时电子束的平衡情形就不会出现,不过可能会存在圆柱形箍缩,这时的电荷由电子漂移携带。

对于脉宽  $10^{-8} \sim 10^{-7}$  s 的粒子束,在粒子束从二极管输出到气体中时,粒子束磁场建立的过渡过程非常重要。当粒子束电荷密度较大时,在非常稠密的气体( $p > 1$  Pa)中,气体电离持续过程比注入时间短得多。在粒子束的前沿气体的电导率达到足够大,满足条件  $r_b^2 \gg c^2 \tau / 4 \pi \sigma$ 。这意味着,在粒子束注入时间  $\tau$  内其磁场没有达到与注入电流相应的最大值。螺旋形电场在等离子体中产生感应传导电流  $j_p = -\sigma E$ ,补偿了粒子束电流  $j_b$ 。这种情况下,与等离子体的准电中性类似,可以说电流中性化  $|j - \sigma E| \ll j_b$ 。此时,电导率取决于粒子束减速(滞止)时等离子体的加热和传导电流引起的欧姆加热。

电流中性化是强流相对论电子束最重要的特性,它可以建立这样一种机制:电子束前沿在导电气体中形成磁场通道,电子束的主要部分沿此通道传向负载。通过选择气体压力和种类,可以使磁场足够让相对论电子束从通道壁反射,但又不会太大从而使电子束磁化:

$$r_b < \frac{m v c}{e H}, \left| I - 2 \pi \int \sigma E R dR \right| < I_A$$

在第5章中将会介绍入射到气体中的电子束的平衡和电子束的不稳定问题。

需要强调的是,如果没有较好的电流中性化,用强流相对论电子束传输能量到较远的目标(受控热核聚变的靶,受辐射或处理材料的表面)从能量的效率而言是非常不利的,因为电子束需要耗费能量来建立磁场。

目前,此领域不是所有的物理现象都清楚,它们在本书叙述中会带有作者的个人偏见。与相对论电子束有关的部分问题叙述的非常简单,这是因为在其他的书中已有很好的描述,且与我们的理解一致。对于有些物理现象,作者们的意见也不完全统一,不过我们决定尽量用可信的实验事实来解释。如果以后的研究推翻了这些解释,那么也至少保留了这种探索和辩论的氛围。

# 高功率脉冲粒子束加速器建造的问题

## 1.1 引言

近十年来,在获得高能量密度方面的研究得到了迅猛发展,其中包括高功率脉冲形成技术,用来获得强流相对论电子束和轻离子束。为模拟核爆炸 $\gamma$ 射线对电子仪器的效应,需要能产生高功率韧致辐射的脉冲装置(如美国的 HERMES、AURORA 装置<sup>[8,9]</sup>),稍晚提出的用高功率粒子束实现脉冲式惯性约束热核反应<sup>[10,11]</sup>则需要功率大于 $10^{14}\text{W}$ 、功率增长速度大于 $10^{21} \sim 10^{22}\text{W/s}$ <sup>[12,13]</sup>的脉冲装置。这些应用,推动了产生相对论电子束的高功率脉冲技术的发展。

本章主要探讨在脉冲功率形成系统的最后一级获得大功率电脉冲的问题。这里不考虑相对较慢的储能,如像爆炸磁压缩发生器(它所提供的电流脉冲为 $3 \sim 5\mu\text{s}$ ),尽管它们与普通电容储能和电感储能一起都可以作为快系统的初级能源。大功率的快速耦合问题的讨论可参见文献[14],一些其他问题参见文献[4,15,16]。

## 1.2 电磁储能

单位体积电场和磁场所储存的能量分别为

$$q_e = \epsilon E^2 / 8\pi, q_m = \mu H^2 / 8\pi$$

需要指出的是,由于实际允许的电场强度受到各种物理条件的限制,磁场中的极限能量密度可能远远大于电场中的值。

在目前的纸油电容器中,电介质能长时间维持的电场强度为 $10^6\text{V/cm}$ ,单位体积中的能量密度为 $0.1\text{J/cm}^3$ 。在范德格拉夫静电加速器的气体间隙中也能

达到这样的电场强度。真空间隙电场强度为 500kV/cm,水介质储能中电场强度达 200 ~ 300kV/cm。在小于 0.3μs 的短脉冲时,水介质中可获得 750 ~ 1000 kV/cm 量级的电场强度<sup>[28]</sup>。可以认为,脉冲式充电的应用,还有行波线方式的工作能够在纸油或气体绝缘时把电场强度提高 8 ~ 10 倍,即达 10<sup>7</sup> V/cm,能量密度为 5 ~ 10J/cm<sup>3</sup>。

不过,当电场强度超过 10<sup>6</sup> ~ 10<sup>7</sup> V/cm 时,开始出现自发电子发射,在真空磁绝缘线中观察到了这种现象。

允许的极限磁场取决于线圈的机械强度。在线圈不损坏情况下,可以得到磁感应强度为 50 ~ 60T。在此场强下,1cm<sup>3</sup> 体积内含有的能量大于 1kJ。遗憾的是,获得这种状态需要利用切断电流的断路开关,这又会带来尚需解决的一些问题。

储能系统的总体积和尺寸由允许的能量密度决定,也就是最终取决于允许的电场强度。例如,在 10<sup>6</sup> V/cm 电场强度下,能量密度为 0.1J/cm<sup>3</sup>,那么 10<sup>7</sup> J 的储能需要 100m<sup>3</sup> 的电介质,而电场强度为 10<sup>7</sup> V/cm 时,体积总共只有 1m<sup>3</sup>。相比较而言,磁场储能中磁感应强度 50T 时,储存 10<sup>7</sup> J 能量需要的体积为 10L。

两种类型的储能方式(电场储能或磁场储能)既可以用振荡电路的形式实现,也可以用分布参数传输线来实现。首先分析分布参数传输线。

### 1.3 电场储能和形成线

现代的高功率脉冲发生器绝大部分采用形成线,即单形成线和双形成线来形成脉冲。有各种不同几何构型的形成线。使用同轴线时,最大参数(电压或功率)的获得需要优化同轴线的半径比<sup>[12]</sup>。优化时需考虑电极不同极性击穿电压的差别<sup>[13]</sup>  $k = E^-/E^+$  (液态电介质中负电极的击穿电压通常高于正电极)。对于极化电介质,这种差别尤为明显。例如,对于变压器油,此系数为 1.5,而对于水则约为 2<sup>[16]</sup>

通过面积为 1cm<sup>2</sup> 横向截面传输的功率由坡印廷矢量确定:

$$p = c[\vec{E} \times \vec{H}]/4\pi \quad (1.1)$$

在行波模式时,  $|H| = \sqrt{\epsilon}|E|$ , 且

$$p = \sqrt{\epsilon}E^2/120\pi \text{ (W/cm}^2\text{)} \quad (1.2)$$

式中:  $E$  单位为 V/cm。

形成线电极表面的电流密度取决于表面的电场强度和自由空间的波阻  $\rho_s = 120\pi(\Omega)$ :

$$j = \sqrt{\epsilon} E / 120 \pi \text{ (A/cm)} \quad (1.3)$$

间隙为  $d$ 、宽度为  $b$  的平板线总功率为

$$P = \sqrt{\epsilon} E^2 b d / 120 \pi \text{ (W)} \quad (1.4)$$

同轴线中的总电流与场强和电极的周长成正比:

$$I = \sqrt{\epsilon} E r / 60 \text{ (A)} \quad (1.5)$$

同轴线单位长度的电容和电感分别为

$$\begin{cases} C_1 = \frac{\epsilon}{2 \ln R/r} \\ L_1 = 2 \mu \ln R/r \end{cases} \quad (1.6)$$

线的波阻抗为

$$\rho_1 = \sqrt{L_1 / C_1} = \frac{2 \sqrt{\mu}}{\sqrt{\epsilon}} \ln \frac{R}{r}$$

或者

$$\rho_1 = \frac{60 \sqrt{\mu}}{\sqrt{\epsilon}} \ln \frac{R}{r} \text{ (}\Omega\text{)} \quad (1.7)$$

同轴线的电压和场强(比如内电极上的)有以下关系:

$$U = E r \ln(R/r) \quad (1.8)$$

当  $k = E^- / E^+ = 1$  时,电压最大;而电场在  $\ln(R/r) = 1, R/r = 2.72$  时,电压最小。对于真空线,这种半径关系对应波阻抗为  $60\Omega$ 。当需要同轴线能承受最大电压情况时,可选择这种半径关系,例如在希望得到最大粒子能量的加速器中。

每 1cm 长度充电线中的能量为

$$q = \frac{\epsilon E^2 r^2}{4} \ln \frac{R}{r} \quad (1.9)$$

式中:  $E$  为内导体表面的电场场强。

在  $\ln(R/r) = 1/2$ , 即  $R/r = 1.65$  时,此能量为最大。当  $k = 1$  时,此半径比对应波阻为  $30\Omega$ 。

给定电介质强度  $E_0$  和固定尺寸时,行波模式线中产生的功率为

$$P_0 = \frac{c \sqrt{\epsilon} E_0^2 r^2}{4} \ln \frac{R}{r} \text{ (erg}^{①}\text{/s)} \quad (1.10a)$$

或为

---

①  $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$ 。

$$P_0 = \frac{\sqrt{\epsilon} E_0^2 r^2}{120} \ln \frac{R}{r} \text{ (W)} \quad (1.10b)$$

式中:  $E_0$  单位为  $\text{V/cm}$ 。

不难证明, 当  $k=1$ ,  $\ln(R/r) = 1/2$ , 即  $R/r = 1.65$  时功率最大。

阻抗匹配情形下, 行波模式时电流和功率分别为

$$\begin{cases} I = U/\rho_1 \\ P = U^2/\rho_1 \end{cases} \quad (1.11)$$

式中:  $U$  为脉冲幅值。

如果用开关将充电到  $U_0$  的形成线与阻值  $R \approx \rho_1$  的负载相连, 那么形成线的电流和功率分别为

$$\begin{cases} I = \frac{U_0}{\rho_1 + R} = \frac{U_0}{2\rho_1} \\ P = \frac{U_0^2 R}{(\rho_1 + R)^2} = \frac{U_0^2}{4\rho_1} \end{cases} \quad (1.11a)$$

如果匹配负载具有电感, 那么在幅值为  $U$  的行波模式下, 电流和功率按以下规律增加, 即

$$\begin{cases} I = \frac{U}{\rho_1} (1 - e^{-t/\tau_L}) \\ P = \frac{U^2}{\rho_1} (1 - e^{-t/\tau_L})^2 \end{cases} \quad (1.12)$$

式中:  $\tau_L = L/2\rho_1$ 。

功率随时间按以下规律增加, 即

$$\frac{dP}{dt} = \frac{4U^2}{L} (1 - e^{-t/\tau_L}) e^{-t/\tau_L} \quad (1.13)$$

当

$$\begin{cases} e^{-t/\tau_L} = \frac{1}{2} \\ t = \frac{L}{2\rho_1} \ln 2 \approx 0.7L/2\rho_1 \end{cases} \quad (1.14)$$

功率增加速度具有最大值, 即

$$\left. \frac{dP}{dt} \right|_{\max} = U^2/L \quad (1.15)$$

在  $t = 3\tau_L = 1.5L/\rho_1$  时间内, 功率从 0 增加到  $0.9P_{\max}$ 。

当用直流电压给形成线充电, 并且用寄生电感为  $L$  的开关与  $R \approx \rho_1$  的电阻连接时, 负载上的电压、电流分别为



$$\begin{cases} U_R = \frac{U_0 R}{R + \rho_1} (1 - e^{-t/\tau_L}) \\ I = \frac{U_0}{R + \rho_1} (1 - e^{-t/\tau_L}) \end{cases} \quad (1.16)$$

功率和功率增加速度为

$$\begin{cases} P = \frac{U_0^2 R}{R + \rho_1} (1 - e^{-t/\tau_L})^2 \\ \frac{dP}{dt} = \frac{2RU_0^2}{(R + \rho_1)L} (1 - e^{-t/\tau_L}) e^{-t/\tau_L} \end{cases} \quad (1.17)$$

式中:  $\tau_L = L/(R + \rho_1)$ 。

得到的功率比幅值为  $U_0$  时行波模式下的功率小 1/4, 因为电压在串联接入的负载电阻和形成线的内阻上进行了分配(线的绝缘能力没有完全利用)。在  $R \approx \rho_1$  时最大的功率增加速度为

$$\left. \frac{dP}{dt} \right|_{\max} = U_0^2/4L \quad (1.18)$$

即比行波模式下的功率小 1/4。功率增加速度在

$$t = \frac{L}{R + \rho_1} \ln 2 \quad (1.19)$$

时具有最大值。

与行波模式下一样, 在  $t = 1.5L/\rho_1$  时, 功率从 0 增加到  $0.9P_{\max}$ 。

如果用磁能(如电感储能)对形成线充电, 即线中流动的是直流电流, 然后用断路开关将线中电流耦合输出到  $R \approx \rho_1$  电阻上, 那么电压、电流<sup>[12]</sup>分别为

$$\begin{cases} U_R = \frac{R\rho_1 I_0}{R + \rho_1} (1 - e^{-t/\tau_C}) \\ I = \frac{\rho_1}{R + \rho_1} (1 - e^{-t/\tau_C}) \end{cases} \quad (1.20)$$

功率和功率增加速度<sup>[12]</sup>分别为

$$\begin{cases} P = \frac{R\rho_1^2 I_0^2}{(R + \rho_1)^2} (1 - e^{-t/\tau_C}) \\ \frac{dP}{dt} = \frac{2\rho_1 I_0^2}{R + \rho_1} (1 - e^{-t/\tau_C}) e^{-t/\tau_C} \end{cases} \quad (1.21)$$

式中

$$\tau_C = \frac{R\rho_1}{R + \rho_1} C \quad (1.22)$$

其中:  $C$  为断路开关和负载的寄生电容。

$R \approx \rho_1$  时, 在  $t = 0.693RC/2$  时, 功率增加速度达到最大值, 即

$$dP/dt_{\max} = I_0^2/4C \quad (1.23)$$

$R \approx \rho_1$  时, 在  $t = 1.5\rho_1 C$  时, 功率从 0 增加到  $0.9P_{\max}$ 。在这种模式下, 形成线的绝缘能力可以全部得到利用。

在高功率脉冲粒子束的产生技术中, 双形成线得到了广泛使用, 国外文献更通常地将它称为 Blumlein 线。双形成线的优点在于方便从线的接地端转换, 由于线的并联连接还可以在开路模式下得到倍增的电压, 在匹配负载上的电压等于初始充电电压, 而在单线情况下, 匹配负载上只能得到  $1/2$  的充电电压。

Blumlein 线方案的缺点在于, 用单电源给线充电时, 必须要用充电电感或感应器。此电感与负载并联, 因此不可能把电感做得很小, 这导致无法使线的充电时间更短。可以采用两个充电电源, 但这会使装置成本增加, 并且由于两个电源之间所必需的同步关联, 会使装置复杂化。

Blumlein 线方案得到了广泛使用, 由于它采用一个线放在另一个线里面的这种同轴线结构, 那么如何选择线的半径比和波阻, 使得在给定的外径下得到最大的电压和功率。计算表明, 对于同轴结构, 当线的波阻不一样时, 得到的电压和功率更高。

首先, 在两条线中的电压和场强相一致 (认为中间电极很薄, 忽略在其两端场的不均匀性) 的条件下, 且  $k = 1$  时, 考虑在双线输出端获得最大电压的问题:

$$Er \ln \frac{R}{r} = ER \ln \frac{R_e}{R} \quad (1.24)$$

$$\begin{cases} \ln \frac{R_e}{R} = \frac{r}{R} \ln \frac{R}{r} \\ \frac{R_e}{R} = e^{\frac{r}{R} \ln \frac{R}{r}} \end{cases} \quad (1.25)$$

式中:  $R_e$  为外半径;  $r$  为内线小半径;  $R$  为中半径。

比如, 外线上的电压取

$$U = E_0 R \ln(R_e/r) \quad (1.26)$$

式中:  $E_0$  为允许场强。

用关系  $R/r$  表示:

$$U = E_0 R_e \frac{r}{R} \ln \frac{R}{r} e^{-\frac{r}{R} \ln \frac{R}{r}} \quad (1.27)$$

与单线情况一样, 在  $\ln \frac{R}{r} = 1$ , 即  $\frac{R}{r} = e = 2.7$  时, 电压有最大值。

在  $k = 1$  情况下, 当负载电阻  $R_l = \rho_1 + \rho_2$  时, 不对称的双线功率最大, 即

$$P = \frac{U^2}{\rho_1 + \rho_2} = \frac{\sqrt{\epsilon} E_0^2 r^2 \ln^2 \frac{R}{r}}{60 \left( \ln \frac{R}{r} + \ln \frac{R_e}{R} \right)} = \frac{\sqrt{\epsilon} E_0^2 R_e^2 \ln^2 \frac{R}{r}}{60 \left( \ln \frac{R}{r} + \frac{r}{R} \ln \frac{R}{r} \right)} \frac{r^2}{R^2} \frac{R^2}{R_e^2} \quad (1.28)$$

用  $x = \frac{R}{r} = \frac{\rho_1}{\rho_2}$  替换, 可得

$$P = \frac{\sqrt{\epsilon} E_0^2 R_e^2}{60} \frac{\ln x e^{-\frac{2}{x} \ln x}}{x^2 + x} \quad (1.29)$$

在  $x = \rho_1/\rho_2 = 1.52$ , 相应内线的波阻抗  $\rho_1 = 25/\sqrt{\epsilon}$ , 外线的波阻抗  $\rho_2 = 16.4/\sqrt{\epsilon}$  时, 不对称双线在匹配负载  $R = \rho_1 + \rho_2$  上输出的功率有最大值, 即

$$P_{\max} = \frac{\sqrt{\epsilon} E_0^2 R_e}{60} \times 0.063 \quad (\text{W}) \quad (1.30)$$

正如计算表明, 主脉冲功率利用系数为

$$\eta = 4\rho_1\rho_2/(\rho_1 + \rho_2)^2 \quad (1.31)$$

在  $\rho_1/\rho_2 = 1.52$  时,  $\eta = 0.95$ , 即  $\eta \approx 1$ ; 在  $\rho_1/\rho_2 = 2$  时,  $\eta = 0.9$ 。

为了能评估  $x = \rho_1/\rho_2 = R/r$  偏离最优值时功率与最大功率的差别, 以及选择折中方案希望能同时得到高电压和高功率, 对双线和单线都进行了计算并得到电压和功率与  $R/r$  的关系曲线。由图 1.1 中根据计算数据绘制的曲线可以得出, 当电压和功率只比最大值小 5% ~ 6% 时, 对于单线,  $R/r = 2$ ,  $\rho = 41.6/\sqrt{\epsilon}(\Omega)$ , 而对于 Blumlein 线,  $R/r = 1.9$ ,  $\rho_1 = 38.5/\sqrt{\epsilon}(\Omega)$ ,  $\rho_2 = 20.2/\sqrt{\epsilon}(\Omega)$ , 可以实现这种折中方案。

单线负载中电压与  $x = R/r$  之间的关系为

$$U_{R1} = E_0 R_e y_1$$

式中

$$y_1 = \frac{1}{2} \frac{\ln x}{x} \quad (1.32)$$

不对称双线负载中的电压为

$$U_{R2} = E_0 R_e y_2$$

式中

$$y_2 = \frac{\ln x}{x} e^{-\frac{\ln x}{x}} \quad (1.33)$$

单线负载上的功率为

$$P_{R1} = \frac{\sqrt{\epsilon} E_0^2 R_e^2}{60} y_3$$

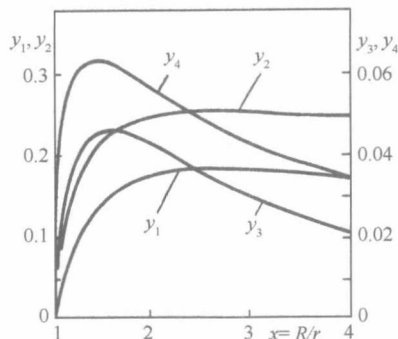


图 1.1 外径固定时,参数  $y_1$  和  $y_3$  (与单线匹配负载中的电压和功率成正比) 与半径比  $R/r$  的依赖关系。 $y_2$  和  $y_4$  为给定外径时,优化后的非对称双线上匹配负载中电压和功率与内线上  $R/r$  的依赖关系

式中

$$y_3 = \frac{1}{4} \frac{\ln x}{x^2} \quad (1.34)$$

不对称双线匹配负载中的功率为

$$P_{R2} = \frac{\sqrt{\epsilon} E_0^2 R_e^2}{60} y_4$$

式中

$$y_4 = \frac{\ln x}{x} \frac{e^{-2\frac{\ln x}{x}}}{x+1} \quad (1.35)$$

计算中使用的单位,电压为 V,功率为 W。

在  $k > 1$  时,线的优化变得复杂。此分析主要由 A. B. Бартов 完成<sup>[13]</sup>。使用水 ( $k = E^-/E^+ = 1.5 \sim 2$ <sup>[16]</sup>) 时,对于  $k \leq 1.65$  的单线,在内电极为负极性、半径比  $R/r = 1.65$  时得到最大功率,即

$$P = \frac{\sqrt{\epsilon} E^2 + R_e^2}{60} \frac{1}{8e} k^2 \quad (1.36)$$

当  $k > 1.65$  时,内电极为负极性的线是较有利的,不过其击穿电场强度取决于外电极的电场强度。在  $R/r = k$  时,功率最大,即

$$P = \frac{\sqrt{\epsilon} E^2 + R_e^2}{60} \frac{\ln k}{4} \quad (1.37)$$

在  $k = 2$  时,功率为

$$P = \frac{\sqrt{\epsilon} E^2 + R_e^2}{60} \times 0.173 \quad (1.38)$$

需要指出的是,在  $k \geq 1.65 \sim 2$  时,相同外径单线上得到的功率比双线大,但

对于给定的输出电压,其充电电压高 1 倍,开关也需要依此电压计算。

用正极性对双线的中间电极充电(这种情况下,为得到负脉冲,需要在外线中耦合,这样便于开关的控制):在  $k < 1.65$  时,最佳半径比和最大功率取决于  $k$ ;在  $k > 1.65$  时,半径比  $R/r = 1.65$  的对称线最优,其功率不取决于  $k$ ,即

$$P = \frac{\sqrt{\epsilon E^2 + R_e^2}}{60} \times 0.092 \quad (1.39)$$

中间电极为负极性时,最优线是不对称的,其半径比(在  $k > 1.3$ )不取决于  $k$ ,对于内线  $R/r = 1.8$ ,对于外线  $R/r = 1.29$ ,功率为

$$P = \frac{\sqrt{\epsilon E^2 + R_e^2}}{60} \times 0.077 \quad (1.40)$$

设计计算中,不仅考虑击穿电场强度与电极面积、脉宽的依赖关系,还要考虑电极端部的过电压。例如,在文献[16]中,用击穿电场强度实验数据对单水线进行数值计算得到  $\rho_{\text{exp}} = 5.8\Omega$ 。双线复杂的结构(较多的部件使电场更不均匀)要求对形成线中的瞬态过程进行数值计算。美国和苏联已研制出针对这些问题的计算程序,并且用于像 ANGARA - 5、PBFA - II 等大型加速器装置的设计中<sup>[17-19,45]</sup>。

## 1.4 电感储能脉冲发生器

近来,电感储能在科研实际中得到了广泛使用。与电容储能相比,其吸引人的特性是更小的体积和低廉的费用。因没有快速的电流断路开关,并且所使用的断路开关无法自动复原,开关作用后需要拆装和替换,这些优点还无法体现。几年来,随着能重复使用的等离子体断路开关的出现,情况开始发生变化<sup>[20-22]</sup>。电感储能逐渐变成了能与电容储能相竞争的储能形式。不过断路开关现在还不能与短路开关完全“对等”,因为通电模式下等离子体断路开关的工作时间受到限制且不便控制,现在还无法实现等离子体断路开关与外部电路的同步,而这在电路或形成线中用短路开关时已能实现。

能够用于建造储能达 10 ~ 100MJ 量级的能源系统,是电感储能的最大优点,因为对于电容器而言,这种能源太昂贵和过于庞大。

根据电感储能工作的负载特性,电感储能的工作方式相差非常大。例如,对于电感型负载(能量由电感传向电感时),最大传输效率达到 25%,而 50% 的能量耗散在断路开关(在能量传向变电感负载时,例如箍缩套筒,负载有功部分出现,传输效率能增加到 50% ~ 60%)。通常情况下,负载中产生的功率、能量的传输效率和开关工作强度强烈地依赖于负载的特性和参数。不同工作模式下,

电感储能的工作特性见表 1.1。

表 1.1 对于不同特性负载,电感储能和断路开关的工作模式

| 参数                                                                        | 负载特性                    | 备注                                                                  |
|---------------------------------------------------------------------------|-------------------------|---------------------------------------------------------------------|
| $E$                                                                       | $L$ : 能量从初级电感储能传向下一级电感  | 25% 的能量传向电感负载, 50% 消耗在断路开关                                          |
| $P$                                                                       | $L$ : 用电感储能将能量传向下一级电感   | 功率取决于导通时间内 25% 的能量传输                                                |
| $P$                                                                       | $R$ : 电感储能接二极管来, 或来压缩套筒 | 功率取决于储存的能量和电流切断时间, 大部分能量耗散在开关                                       |
| $E$                                                                       | $C$ : 用电感储能对中储或形成线充电    | 在 $\tau \ll \sqrt{LC}$ 时, 能量传输效率可以接近 100%                           |
| $I$                                                                       | $O$ : 短路负载时获得较短的电流前沿    | 不传输能量和功率, 电流的衰减取决于能量传输空载模式中的物理过程                                    |
| $I$                                                                       | $R = \infty$ : 电流的快速切断  | 可能会激起频率 $\omega \approx 1/\sqrt{LC_p}$ ( $C_p$ 为开关和电路结构的杂散电容) 的电磁振荡 |
| 注: $P$ 为获得的功率; $E$ 为能量; $I$ 为电流; $R$ 为电阻负载; $L$ 为电感负载; $C$ 为电容负载; $O$ 为短路 |                         |                                                                     |

目前, 利用电感储能有两种模式: 相对较慢地把电流 (从电容器<sup>[22, 23]</sup>、爆磁发生器<sup>[24, 26]</sup>或单极发生器<sup>[27]</sup>) 引入电感的准稳态模式; 以行波方式由电路对电感的快速“充电”馈能模式。

1.4.1 电流准稳态输入的电感储能

在文献[12]中研究了准稳态充电的电感储能, 它对电阻负载或变电感负载 (压缩套筒) 放电。这是使用电感储能在二极管中产生强流粒子束的重要工作模式之一, 下面分析能量从电感到电阻负载的传输效率和速度。

图 1.2 为接电阻负载的电感储能原理图。其中, 断路开关电阻不是恒定的, 它随时间变化, 且取决于几何结构、等离子体密度、离子质量等。现在还没有弄清电流切断的物理规律, 因此引入有效断路时间是合适的。可以有条件地引入特征断开时间  $\tau_1$  (通常情况下, 不等于储能系统对负载的放电时间  $\tau_0 = L/R$ ) 的电流变化指数定律, 即

$$I_s = I_0 e^{-t/\tau_1} \tag{1.41}$$

断路后电路方程为

$$I_s + I_R = I_L \tag{1.42}$$

$$-L \frac{dI_L}{dt} = I_R R \tag{1.43}$$

$$\frac{dI_R}{dt} + \frac{1}{\tau_0} I_R = \frac{I_0}{\tau_1} e^{-t/\tau_1} \tag{1.44}$$

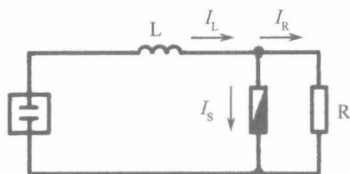


图 1.2 接电阻负载的电感储能原理图

根据电流切断的指数规律,由方程(1.42)和方程(1.43)可得到方程(1.44)。建立这些方程时,假设电源(如电容器)内阻很小或短路,其上的电压降很小。方程组的解为

$$I_R = I_0 \frac{\tau_0}{\tau_1 - \tau_0} (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_0}) \quad (1.45)$$

电流达到最大的时间为

$$\tau = \frac{\tau_0 \tau_1}{\tau_0 - \tau_1} \ln \frac{\tau_0}{\tau_1} \quad (1.46)$$

最大电流为

$$I_{\max} = I_0 \left( \frac{\tau_1}{\tau_0} \right)^{-\frac{\tau_1}{\tau_1 - \tau_0}} = I_0 (x)^{\frac{x}{1-x}} = I_0 f(x) \quad (1.47)$$

式中:  $x = \tau_1 / \tau_0$ 。

输出到负载上的最大电压和功率分别为

$$U_{\max} = I_{\max} R = I_0 R f(x) \quad (1.47a)$$

$$P_{\max} = I_{\max}^2 R^2 = I_0^2 R^2 f^2(x) \quad (1.47b)$$

输出到负载上的总能量为

$$Q = I_0^2 R \frac{\tau_0^2}{2(\tau_0 + \tau_1)} = \frac{L I_0^2}{2} \frac{\tau_0}{\tau_0 + \tau_1} = \frac{L I_0^2}{2} g(x) \quad (1.48)$$

未利用的能量耗散在电流断路开关上。

给定电感储能能在负载上应当释放的能量  $Q$ 、能量释放时间  $\tau_0$  和需要的电压  $U_{\max} = I_{\max} R$ , 就可以得到方程组, 从而确定所必需的电流  $I_0$ 、储能系统的电感  $L$  和负载的电阻  $R$ 。

当  $\tau_1 \leq \tau_0$  时, 有

$$\begin{cases} I_0 = \frac{2Q_0}{U_{\max} \tau_0} \frac{f(x)}{g(x)} \\ L = \frac{U_{\max}^2 \tau_0^2}{2Q_0} \frac{g(x)}{f^2(x)} \\ R = \frac{U_{\max}^2 \tau_0}{2Q_0} \frac{g(x)}{f^2(x)} \end{cases} \quad (1.49)$$

当  $\tau_1 = \tau_0$  (能量传输效率 50%) 时, 有

$$\begin{cases} I_0 = \frac{4Q_0}{eU_{\max}\tau_0} \\ L = \frac{e^2 U_{\max}^2 \tau}{4Q_0} \\ R = \frac{eU_{\max}^2 \tau_0}{4Q_0} \end{cases} \quad (1.50)$$

式中:  $e = 2.7$ 。

这样, 时间比值  $\tau_1/\tau_0$  对从储能电感到负载的能量和电流的传输效率有显著的影响。

#### 1.4.2 由行波线馈能的电感储能

图 1.3 为行波线馈能的电感储能系统原理图。这种储能与电流准稳态馈入储能的区别在于: 断路开关动作前因传输线的电感负载反射而产生的能量损失, 以及电流断开后传输线中部分流失能量损失 (因为线与负载是串联的)。

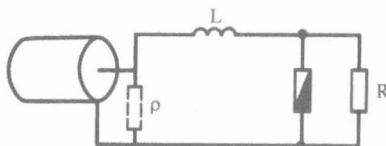


图 1.3 行波线馈能的电感储能系统原理图

首先评估电流馈入到电感储能的能量损失。阶跃式脉冲馈电时, 理想情况下传输线的电感负载中电流的变化规律为

$$I(t) = 2I_0(1 - e^{-\rho t/L}) \quad (1.51)$$

实际条件下, 从形成线输入的电流脉冲已经有了一定的前沿, 它由开关电感与线波阻的比值决定,  $\tau_k = L_k/2\rho$ 。

充电时, 电路方程为

$$\rho I + L \frac{dI}{dt} = 2\rho I_0(1 - e^{-t/\tau_k}) \quad (1.52)$$

根据彼德森-菲尼尔定则, 传输线等效电路中考虑了反射, 因此式 (1.52) 中引入因数 2。

方程 (1.52) 的解为

$$I = \frac{2I_0}{\tau - \tau_k} [\tau(1 - e^{-t/\tau}) - \tau_k(1 - e^{-t/\tau_k})] \quad (1.53)$$

式中:  $\tau = L/\rho$ 。



引入参数  $x = \tau_k/\tau$ , 则有

$$I = \frac{2I_0}{1-x} \left[ (1 - e^{-t/\tau}) - x(1 - e^{-\frac{t}{\tau} \frac{1}{x}}) \right] \quad (1.53a)$$

对于不同的  $x$  值, 可以求出相应最优的  $t/\tau$ , 在此条件下, 电感中的能量  $LI^2(x, t)/2$  与长度为  $t$  的初始直角脉冲中能量的比值为最大(如果把脉冲前沿形成时的损失看成此方法总能量损失的一部分), 即

$$\eta_1 = \frac{LI^2(x, t/\tau)}{2\rho I_0^2 t} = \frac{I^2(x, t/\tau)}{2I_0^2 t/\tau} \quad (1.54a)$$

对于不同  $x$  值下,  $(t/\tau)_{\text{opt}}$  和效率  $\eta_1$  的值见表 1.2。

表 1.2 为不同  $x = \tau_k/\tau$  值时, 储能电感最优充电时间  $(t/\tau)_{\text{opt}}$  和直角脉冲能量的利用效率  $\eta_1$

| $x$  | $(t/\tau)_{\text{opt}}$ | $\eta_1$ |
|------|-------------------------|----------|
| 0    | 1.256                   | 0.81     |
| 0.25 | 1.818                   | 0.68     |
| 0.5  | 2.337                   | 0.56     |
| 0.7  | 2.708                   | 0.51     |
| 0.8  | 2.882                   | 0.48     |
| 0.9  | 3.05                    | 0.45     |

如果在最优  $t/\tau$  值时切断储能电感的电流, 那么能量的利用将会最大, 尽管随后此能量将会在串联的负载电阻和线的内阻之间按下面比例分配, 即

$$\eta_2 = R/(R + \rho) \quad (1.54b)$$

总之, 这些计算表明: ①即使在最优条件下, 也不是所有能量都传输到电感; ②工作于低阻抗线( $\rho \ll R$ )时更有利。

这里分析的是充电方式的问题。断路开关开始工作后, 电路方程与以前考虑过的储能电感对电阻负载放电时的情形类似, 负载中电流变化规律取决于电流切断速度和电感对负载放电的特征时间  $\tau_R = L/(R + \rho)$ 。

## 1.5 提高强流脉冲加速器电功率的途径

### 1.5.1 电介质特性比较

由 1.3 节的结论可知, 除增加横向尺寸这条明显的途径外, 提高形成线功率必须增加线中电介质或真空间隙的击穿电场强度。根据坡印廷公式, 对于电磁能流, 应当比较电介质的  $\sqrt{\epsilon}E^2$  或  $\epsilon^{1/4}E$ 。这里以电介质变压器油 ( $\epsilon = 2.2$ ) 和水