

调制电子和 X 射线束在物质中的传播以及与射频结构的相互作用

JR 哈里斯¹ 和 RB Miller²

引文: 《应用物理学杂志》 123, 083302 (2018); doi: 10.1063/1.5017752 在线查看: <https://doi.org/>

10.1063/1.5017752 查看目录: <http://aip.scitation.org/toc/jap/>

123/8 美国物理学会出版

您可能感兴趣的文章[加压氢气中纳秒场发射驱动放电](#)

[的粒子内模型](#)应用物理杂志 123, 083303 (2018); 10.1063/1.5021129

[氧化铜包围的金纳米粒子局部表面等离子体共振分析](#)应用物理杂志 123, 083103 (2018); 10.1063/1.5021402

[电极结构对大气压表面介质阻挡空气微放电均匀性的影响](#)应用物理杂志 123, 083301 (2018); 10.1063/1.5012912

[装饰在 rGO 片上的单分散 PbSe 纳米立方体在可见-近红外宽光谱光电流应用方面的高性能](#)应用物理杂志 123, 083102 (2018); 10.1063/1.5017226

[了解用于溶液处理电子产品的共晶金属合金的粘附性和光学特性](#)应用物理杂志 123, 083104 (2018); 10.1063/1.5011464

[在介电纳米粒子阵列中设计电偶极子和磁偶极子耦合](#)应用物理杂志 123, 083101 (2018); 10.1063/1.5018312



调制电子束和 X 射线束在物质中的传播以及与射频结构的相互作用

JR Harris¹ 和 RB Miller²

¹定向能理事会,空军研究实验室,美国新墨西哥州阿尔伯克基 87106
²Verus Research,美国新墨西哥州阿尔伯克基 87110

(2017 年 11 月 29 日收到;2018 年 1 月 29 日接受;2018 年 2 月 26 日在线发表)

调制粒子束的产生和演化及其与共振射频 (RF) 结构的相互作用对于粒子加速器和真空电子系统都具有根本意义。当真空中的传播限制被消除时,这种光束的演化会受到与物质相互作用的极大影响,包括散射、吸收、大气等离子体的产生以及多代次级粒子的产生。在这里,我们研究了在 S 波段和 L 波段线性加速器中产生的 21 MeV 和 25 MeV 电子束的传播,以及它们在多种几何组合(包括通过空气和金属传输)下与共振 RF 结构的相互作用。观察到了共振和非共振相互作用,共振相互作用表明,当光束通过空气和金属传播时,电子束上的 RF 调制至少部分保留。当在共振结构的上游放置大量金属,阻止任何主束电子到达结构时,仍可能在结构中感应出 RF 信号。这表明,当初级电子在金属中停止时,电子束上存在的 RF 调制也会影响到产生的 X 射线,并且当 X 射线撞击共振结构时产生的二次电子上也存在这种 RF 调制。我们将讨论这些相互作用的性质及其对系统配置变化的敏感性。<https://doi.org/10.1063/1.5017752>

一、引言

自爱迪生重新发现热电子发射以来,调制电子束的产生、传播和使用已在各种应用中得到研究,这早于电子本身的发展。这些调制光束是所有真空电子设备的核心,从最早的二极管²到最现代的自由电子激光器³和微波源⁴,所有带电粒子束都具有一定程度的调制,即使这种调制仅在光束被门控开启和关闭时发生。已经开发出许多门控和调制技术,⁵⁻¹⁰并且调制电子束在真空中的传播也得到了广泛的研究。¹¹即使在真空中,调制电子束的物理性质也是丰富而微妙的,特别是在空间电荷起重要作用的光束中。

纵向空间电荷波可从光束调制⁵或光束末端¹²发射,与慢波、¹³电阻¹¹或磁性¹⁴结构相互作用。这些波可以相互干扰,改变光束调制,因为光束中存储的能量从势能转换为动能,然后再转换回来。¹⁵可以产生非线性、孤子状波,¹⁶非线性过程可能导致冲击波形成、晕圈产生和光束加热。¹⁷空间电荷还会耦合电子束的横向和纵向特性,¹¹改变光束与孔径^{18,19}和聚焦通道的相互作用。²⁰⁻²²

如果消除真空中的传播限制,就会引入一系列其他因素,包括散射、等离子体的产生和耗散,以及多重

二次粒子的产生。20世纪80年代,人们开展了大量关于电子束在背景气体中的传输的研究,其中大部分工作都着重于克服在大气中传输非常高的电流、中等能量、相对较长的电子束的困难,其中

光束调制并不是主要关注点。^{23,24}然而,后来的一些工作确实考虑了调节的相互作用

目前,研究人员正在研究将电子或 X 射线束与电子系统结合使用,以及将调制的 X 射线信号用于通信和测距。在这种应用中,调制的 X 射线具有方向性强、因中间物质(如重返大气层的航天器周围形成的等离子体)而损失小等优点,因此在航天应用中特别受关注。

我们目前的工作目标是研究调制电子束和 X 射线束在物质中的传播及其随后与射频 (RF) 结构的相互作用。由于 RF 结构可以对光束调制中的特定频率内容敏感,因此可以根据其响应的变化推断出光束调制的存在或变化,这些光束调制是由物质传播以及伴随的过程(例如散射、吸收和二次粒子生成)引起的。

这些研究是通过在爱达荷加速器中心 (IAC) 对 S 波段和 L 波段腔体和波导进行实验测试进行的,该中心有一对 RF 电子直线加速器,一个 S 波段,另一个 L 波段,方便地共置。与所有 RF 直线加速器一样,它们产生以 RF 频率调制的光束。此外,L 波段机器倾向于引入具有

在典型的几百纳秒时间尺度上,机器会改变结构。虽然机器通常会调整以抑制这种结构,但对于这些测试,它会调整以增强这种结构。

在以下章节中,我们将首先讨论本工作中使用的实验设备,包括 IAC 直线加速器和我们的 RF 测试结构。我们将考虑这些结构作为其方向和状态以及光束穿过空气或金属的距离的函数的响应。我们还将讨论当光束电子被 X 射线光子取代时这种响应的变化。

2 实验装置

A. 加速器

为了实现我们的目标,重要的是能够生成具有不同类型调制的电子束,这种调制具有广泛范围内的特征频率内容,但特别包括便于测试的射频波段。原则上,这可以通过多种方式实现,例如,对网格枪进行射频调制或使用激光脉冲序列进行光调制。³²另一种方法是使用射频直线加速器,其中光束频率内容将包括直线加速器的射频频率。但是,该频率与加速结构的机械尺寸有关,无法在很宽的范围内进行调整。此外,出于技术和后勤原因,许多加速器设施都标准化为特定频带。

然而,IAC 的情况并非如此,它拥有令人印象深刻的加速器阵列,提供各种能量、电流和脉冲格式。³³尤其是它们

25 MeV S 波段电子直线加速器和 44 MeV L 波段电子直线加速器都位于同一个屏蔽室中,为我们实现目标提供了一种便捷的方法。虽然这些机器各自能够产生一系列能量、电流和脉冲格式,但我们针对这些测试为每台机器标准化了一组参数。S 波段直线加速器 (Varian Clinac) 的射频频率为 2856.200 MHz,光束能量为 20.6 MeV,光束电流为 85 mA (用 1 mil Ti 箔出口窗下游的 Pearson 线圈测量),宏脉冲长度为 4 ls。

我们的测试位置在机器的 0 端口。机器表现出非常好的逐次稳定性,皮尔逊线圈信号上几乎没有结构。L 波段直线加速器在射频频率 1299.9 MHz、光束能量 24.75 MeV、标称光束电流 140 mA 和脉冲长度 2.2 ls 下运行。光束提取是通过机器 90 端口上的 1 mil Ti 窗口进行的,电流使用法兰 Bergoz 积分电流变压器 (ICT) 测量。从此端口提取的光束自然会在几百纳秒的特征时间尺度上表现出一些结构。机器通常会调整以抑制这种结构,但在我们的例子中,它被调整以增强该结构,以便在光束上提供额外的低频调制。在这种配置下,光束表现出比 S 波段机器的光束更大的逐次变化。因此,通常在每个测试配置 (即腔体/波导位置、方向、距离等) 下采集几个数据点,其中束流和射频

在各自的调制波形中的相应位置记录结构信号。

图1显示了 Ti 出口窗下游空气中的光束包络 (IAC 位于海拔 1463 米处)。这些包络是通过将一系列玻璃板暴露在光束下 (当被光束击中时会变暗),然后测量水平和垂直宽度来测量的。

本文中的所有距离均以出射窗的位置为参考。S 波段直线加速器光束本质上是圆形的,在非常短的距离内只能检测到很小程度的不对称光晕。L 波段光束是椭圆形的,水平宽度略大于垂直宽度,倾斜旋转约 8 度。由于屏蔽室的机械限制,S 波段机器在空气中的射程比 L 波段机器略长。

B. 射频结构

为了测试调制光束与射频结构的相互作用,

为了检测光束穿过空气或金属后产生的磁场,我们建造了四个测试件 (图2)。其中两个是圆柱形铝腔,设计用于支持 S 波段和 L 波段的模式。每个腔体都配備了一个拾音器 (B_z) 环,用于检测腔内的方位磁场。

此外,每个腔体都配有可拆卸端板,端板用橡胶垫圈密封,并配有 Kwik-Flange (KF) 型真空配件,以便腔体可以重新填充气体或抽成弱真空;本文描述的测试中未使用这些功能。通过在圆柱形腔壁的内圆周上添加铜带米来调整腔体。腔体端板可以弱连接或完全移除,从而破坏其品质因数 (Q),对于 S 波段腔体,其范围约为 200 至 238,对于 L 波段腔体,其范围约为 930 (见附录)。每个腔体对带外信号的灵敏度都很低。例如,当使用网络分析仪测试 S 波段腔体时,在高 Q 状态下配置时,1.3 GHz 处的信号比 S 波段谐振峰值低 50 dB,2.6 GHz 处的信号比 S 波段谐振峰值低 40 dB。类似地,调谐至 1.3007 GHz 的 L 波段腔体在 2.070,2.770,2.980 和 3.101 GHz 处显示出高阶模式谐振,其中不包括可能存在于光束上的 2856 MHz 的 S 波段直线加速器频率或 1.3 GHz 的更高整数谐波。

将拾音环插入腔壁,

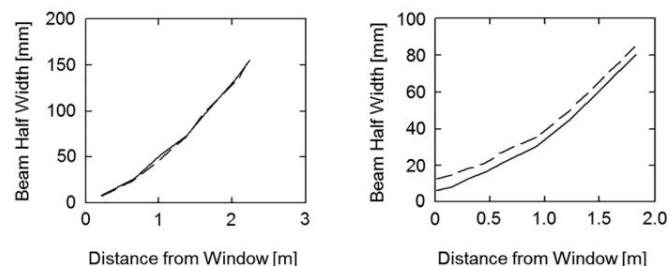


图 1. 在我们的标准操作点处,S 波段直线加速器 (左) 和 L 波段直线加速器 (右) 光束的光束包络,显示垂直 (实线) 和水平 (虚线) 半宽。

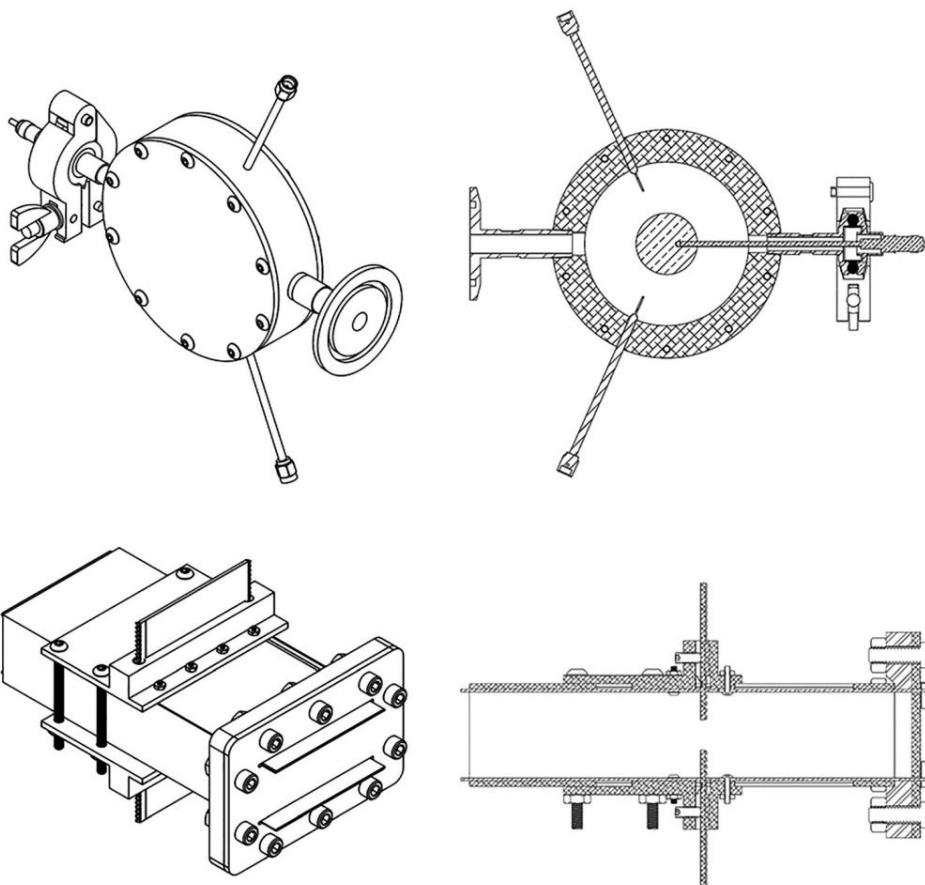


图 2. S 波段腔体（顶部）和 S 波段波导可变几何相互作用区域（底部）的外部和横截面图。

L 波段结构的设计基本相似。S 波段腔体图显示了两个天线，而实际实验中只使用了一个拾取环。此外，图中显示的腔体上安装了一个电荷收集板；本文报告的测试中未使用该板。

耦合器由 Torr 密封件固定；这被证明是其设计中的一个薄弱环节，因为 Torr 密封件在 S 波段腔体上意外破裂，导致耦合器在处理过程中移动，从而改变其耦合效率。然而，在耦合器位置改变之前和之后，以相同的光束参数、腔体处于相同的位置和方向以及端板关闭的情况下获取的数据，可以确定一个校正因子，以便所有数据集仍然可以

III. 空气中的光束传输

A. S 波段腔体

为了评估光束调制对空气中不同距离和方向的感应腔信号的影响，使用来自 S 波段和 L 波段直线加速器的电子束测试了 S 波段腔体，并在高 Q 和低 Q 配置下测试了腔体。使用两个直线加速器允许腔体在两个不同的基频下暴露于电子束调制，一个是腔体的带内频率，另一个是带外频率。

相互比较。因为拾音环本身没有校准，所以我们报告在晶体探测器上测量的信号强度，校正了增加的衰减（图3），而不是腔体本身的功率或场强。

还利用 WR 650 和 WR 284 波导构建了两个测试项目，分别用于 L 波段和 S 波段。

这些还配备了可变开口、可变位置的光圈，在波导的一端形成腔体或相互作用区域。在另一端，波导连接到波导到同轴电缆的转换。

需要强调的是，波导和腔体探针信号是不同的；使用波导，我们测量的是结构中产生的微波功率，而腔体探针对感应腔场和光束本身产生的场都很敏感。对于腔体和波导，拾音环或波导到同轴电缆转换检测到的信号通过衰减器（使用 0 dB、10 dB 和 20 dB 的衰减）发送到 Agilent 8474B 晶体检测器，然后发送到数字化示波器（图3）。

图3显示了所使用的腔体方向。使用 IAC 提供的对准激光器将腔体与标称光束中心对准，该激光器可以引导光束沿两个直线加速器上的光束轴反向传播，并与使用上述玻璃板曝光获得的两束光束图像的中心对准。在 0° 轴上和 90° 情况下，远离光束窗口的腔壁中心与激光器对准，而在 0° 离轴情况下，激光器与腔壁边缘对准，因此大约一半的激光点被阻挡，而另一半未被阻挡。（请注意，在第IV A 节中描述的离轴测试中使用了不同的对准。）

腔体位置是通过 Ti 窗口和腔体前缘之间的距离来测量的；请注意，腔体前缘到腔体中心的距离在 0° 和 90° 的情况下略有不同。信号报告为在晶体上检测到的 RF 功率（以 dBm 为单位），根据增加的衰减进行调整，并通过光束电流进行归一化。在

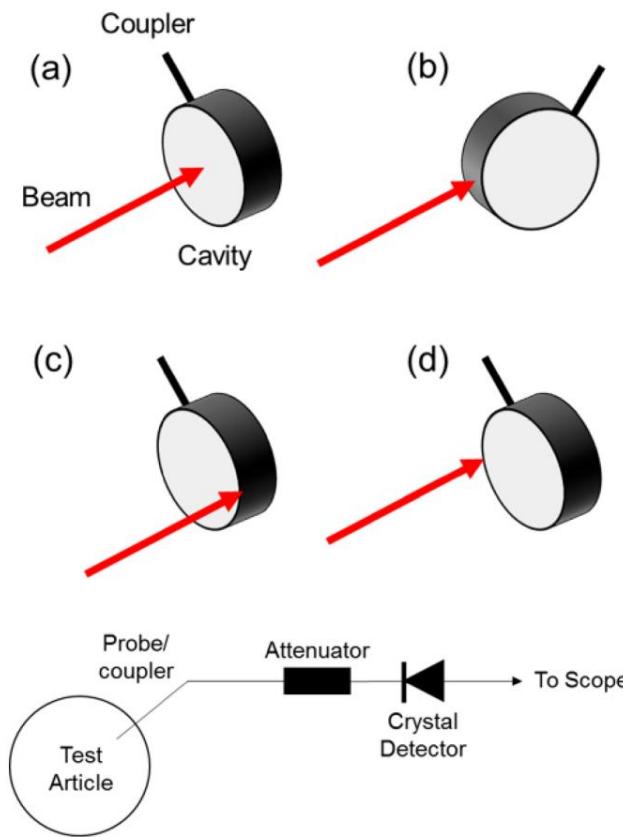


图 3. (顶部) 腔体对准和电子束方向:(a) 0 方向,轴上;(b) 90 方向;(c) 0 方向,轴外远离耦合器;(d) 0 方向,轴外朝向耦合器。(底部) 腔体和波导上使用的测量装置。

对于 S 波段直线加速器,每次发射的稳定性非常好,所有情况下都使用 85 mA 的标称值,通常在每个距离只进行一次测量。对于 L 波段直线加速器,在低频包络调制的相应位置测量腔体信号和束流,这在束流和腔体信号中都清晰可见。此处绘制的 L 波段直线加速器数据代表在每个距离至少进行三次发射的平均值。

所得数据如图 4 所示。该图由四幅图组成,上行显示使用 S 波段直线加速器获取的数据,下行显示使用 L 波段直线加速器获取的数据,左列显示腔体处于低 Q 状态时的数据,右列显示腔体处于高 Q 状态时的数据。每幅图中均显示四条曲线,标记为 (a)–(d)。每条曲线对应于腔体相对于光束的不同方向,字母代表方向,如图所示。

3. 在每个面板中,横轴表示从腔体前缘到光束窗口的距离,而纵轴表示在晶体处检测到的腔体功率,由相应的光束电流归一化。

这并不奇怪,沿高 Q 谐振腔轴线方向、调整到光束调制频率的 S 波段调制电子束能够有效驱动该腔内的场。然而,这些数据表明,产生了易于检测的信号

在各种条件下在 S 波段腔中,它表明由于距离和方向的变化,腔体的总体响应遵循某些趋势,这些趋势在质量上是相似的,与腔体的 Q 值或所用直线加速器的基频无关。

这强调了腔模式的谐振驱动并不是唯一起作用的相互作用,尽管它是最有效的,如在最佳匹配频率、高 Q 值、轴上情况下检测到的更强信号所示 [图4,右上图,轨迹 (a)]。特别是,S 波段情况下的 90 数据以及 L 波段情况下的轴上 0 和 90 数据非常相似,无论腔 Q 值如何,在短距离内光束扩散的差异尚未发挥作用,这支持了这些信号主要通过非谐振相互作用产生的想法,例如 B_{\perp} 环路直接感应光束场。

事实上,当移除腔体端板且腔壁不再拦截任何光束时,仍然可以检测到强信号,这仅仅是因为 B_{\perp} 环感应到了来自电子束的调制磁场 (图5)。

现在需要更仔细地检查这些数据集所表现出的相似性和差异性。首先,我们注意到 0, 轴上曲线 (a) 通常是腔 Q 和直线加速器的每个组合中检测到的最强信号 (尽管在某些情况下它们与其他曲线相匹配),并且它们随着空气中范围的增加而单调减小。

90 度的情况 (其数据绘制在曲线 (b) 中) 反映了纯非共振相互作用,并且通常其信号强度小于或等于轴上情况 (a) 的信号强度,这些曲线的值的差异对应于测试情况与理想共振驱动情况的距离。因此,这些曲线之间的最大差异是 S 波段直线加速器、高 Q 值的情况,而它们之间的最小差异是 L 波段直线加速器、低 Q 值的情况。此外,0 轴上和 90 度曲线 (a) 和 (b) 都表现出信号强度随距离增加而单调下降的类似现象。

在大多数情况下,离轴情况 (c) 和 (d) 的信号强度明显低于轴上情况和 90 情况。通过这些离轴数据,图4 中所示的四种测试情况之间的一些重要区别开始显现出来。

对于 S 波段光束数据集,离轴曲线显示出明显的趋势,从低水平开始,在约 1.5 m 处增加到最大值,然后接近在轴上情况 (a) 中检测到的信号水平。如图 6 所示,这种总体趋势可以通过 S 波段直线加速器在用于此测试的加速器设置下产生的电子束相对快速的径向扩展来解释。该图在单个轴对上重新绘制了低 Q 和高 Q 情况的离轴曲线 (c) 和 (d)。在四个位置,我们还标出了腔体 (中心用十字表示的黑色圆圈) 和光束 (红色圆圈) 的相对大小和方向;内部和外部的黑色圆圈表示圆柱形腔壁的内表面和外表面。

光束中心与腔体边缘共点,这就是这些测试中腔体相对于光束轴的对齐方式,垂直和水平光束尺寸为

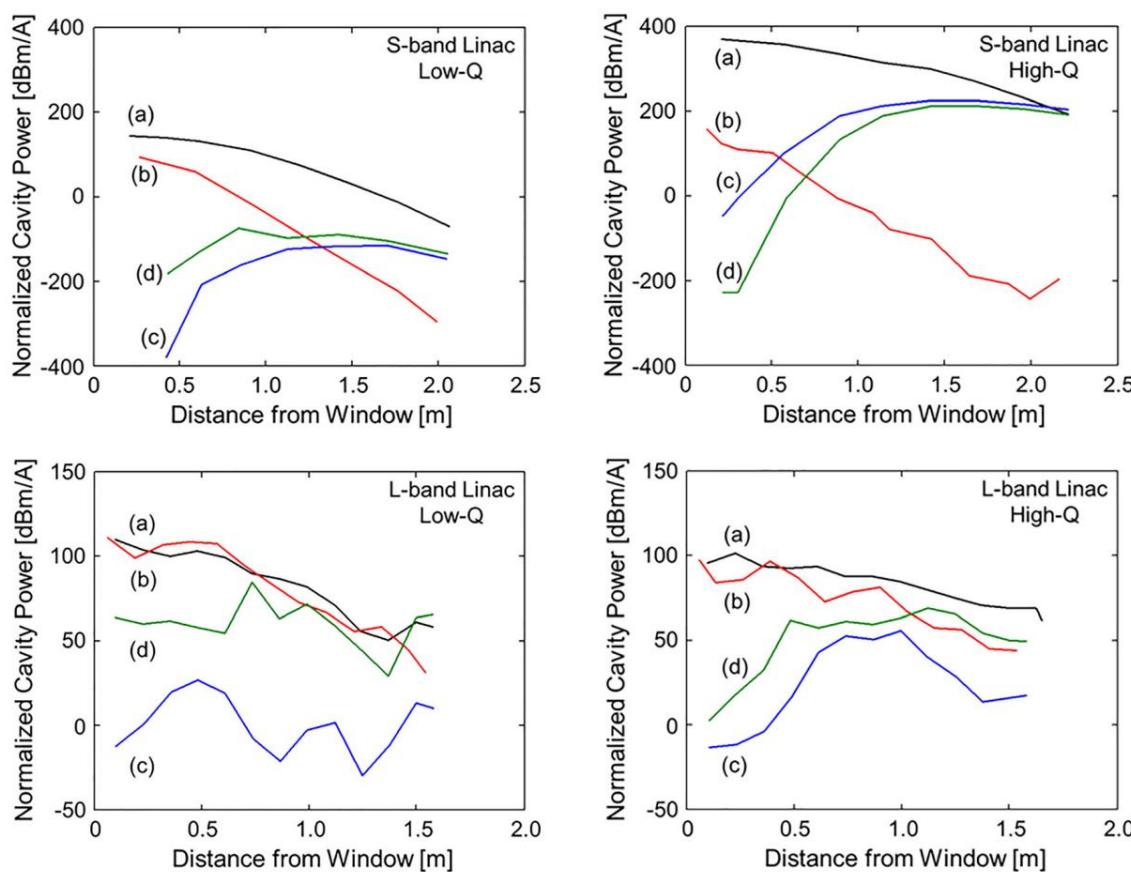


图4. 在低 Q 值 (左)和高 Q 值 (右)条件下,S 波段 (顶部)和 L 波段 (底部)直线加速器电子束撞击 S 波段腔体时,在晶体处检测到的腔体功率 (通过束流归一化,作为与束流窗口距离的函数)。字母表示腔体方向和偏移,如图3 所示:(a) 0 方向,轴上;(b) 90 方向;(c) 0 方向,轴外远离耦合器;(d) 0 方向,轴外朝向耦合器。S 波段图中的每个点代表单个数据点,而 L 波段图中的每个点是至少三个数据点的平均值。

图1.当腔体非常靠近光束窗口时,光束尺寸很小。几乎一半的电流击中腔体,但该电流远离腔体中心,而腔体中心必须有效地驱动腔体基模。随着腔体远离窗口,光束尺寸增加。最初,光束电流的分数

撞击腔体的光束电流仅随着距离的增加而缓慢下降,并且通过增加腔体中心附近的电流量 (相互作用增加),可以充分补偿拦截光束电流的损失。高 Q 值和低 Q 值情况下的数据轨迹峰值都出现在光束边缘刚通过腔体中心的距离和光束填充腔体内部的距离之间。请注意,此处和图1中所示的光束边缘大致对应于玻璃板曝光中的 20% 强度轮廓,因此到达腔体中心的峰值电流密度不太可能在光束半径超过腔体半径后不久出现。低 Q 值情况下检测到的功率较低,这是合理的,因为较低的 Q 值会削弱轴上谐振驱动的有效性。随着腔体仍然远离光束窗口,光束尺寸继续增加。这会降低光束中的电流密度,从而减少腔轴附近可用的电流,以最佳地驱动腔体模式。此外,越来越多的光束完全错过了腔体,这也降低了与腔体的任何非共振相互作用的有效性。因此,检测到的腔体信号开始减少。当光束半径变得大于腔体半径时,腔体拦截的电流的数量和位置取决于

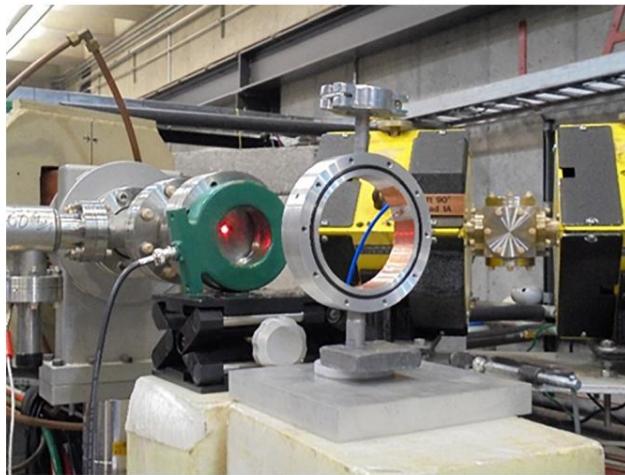


图5. 移除端壁后的 S 波段腔体测试。对准激光点在 Ti 光束窗口上可见,绿色 Pearson 线圈、腔体 KF 配件和垫圈以及用于调节腔体共振的铜带也可见。

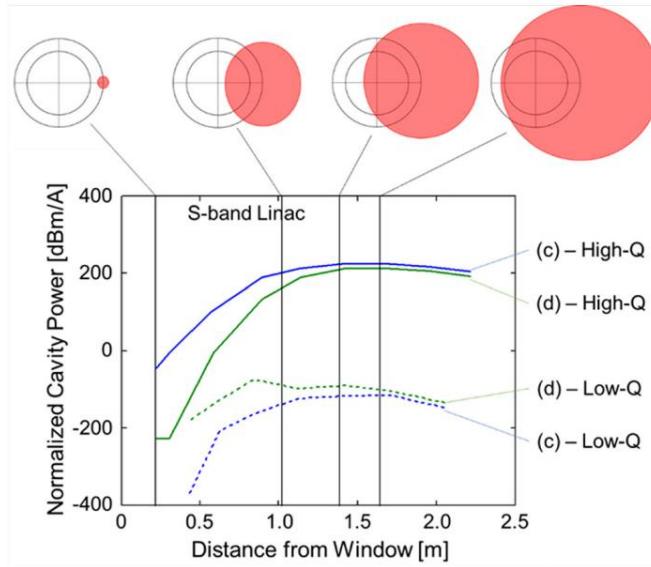


图 6. S 波段直线加速器上偏离光束轴的 S 波段腔体中腔体信号与光束尺寸的依赖关系。绿色和蓝色轨迹如图4 所示;为了清晰起见,图中高 Q 值腔体信号用实线表示,而低 Q 值腔体信号用虚线表示。顶部的四幅图像代表了光束尺寸和相对于腔体 (黑色) 在指示位置 (垂直线) 的位置 (红色);腔体中心用十字表示,内圆和外圆表示腔壁的内表面和外表面。光束水平和垂直尺寸与腔体尺寸正确缩放,并与图 1 中所示的数据相对应。除了 84 厘米处的一个异常数据点外,每条曲线的峰值都出现在光束边缘刚好与腔体中心重叠的距离和光束刚好填满腔体内部的距离之间。

光束轴相对于腔体中心的位置选择较少,因此图4和图6中的轴上 (a) 和轴外 (c 和 d) 情况的曲线往往在距光束窗口较远的地方汇聚。

在这次测试中,S 波段直线加速器的光束径向扩展比 L 波段直线加速器的光束更快,这也有助于解释为什么在 S 波段情况下测得的信号随着与光束窗口距离的增加而比 L 波段情况下测得的信号变化更快。

对于离轴配置,我们获取了两个数据集,因为一个数据集对应于光束轴向拾音环的偏移 (d),而另一个数据集对应于光束轴远离拾音环的偏移 (c)。这会导致腔体响应不对称,当光束相对于腔体较小时,这种不对称最大,而当光束半径大于腔体直径时,这种不对称消失。

由于谐振驱动和非谐振驱动相互作用都在这里发挥作用,因此这会影响在这些情况下检测到的场的相对强度。通常,当腔体偏移将光束轴移向 B_ 环时,这会减小从环到穿过腔体的光束部分质心的距离,因此预计会增加检测到的信号 [曲线 (d) 的值高于曲线 (c)]。这在图4 中绘制的三种情况下很明显。然而,在 S 波段、高 Q 情况下,情况正好相反,曲线 (d) 的值低于曲线 (c)。在这种情况下,相互作用是强烈谐振的,因此环检测到的方位磁场的很大一部分应该是由于腔体模式引起的。在这种情况下,

腔场和光束场都很重要,但它们的相位不同。

与 S 波段直线加速器数据相比,L 波段直线加速器数据显示出明显更大的结构量。造成这种情况的可能因素有很多。首先,L 波段直线加速器光束的每次发射变化增加;这是这些图中的数据已标准化为光束电流的主要原因,L 波段直线加速器的标准化依赖于识别直线加速器的 Bergoz ICT 电流监视器和腔体信号上检测到的包络调制中的对应点。这既引入了信号值差异的可能性,也引入了匹配光束电流和腔体信号波形上对应点的误差或模糊性,从而可能引入误差。因此,在每种独立变量值组合下至少进行了三次发射,以尽量减少这些误差的影响。此外,在这些测试中,散射辐射更有可能影响腔体响应。具体而言,有迹象表明 L 波段直线加速器上位于光束窗口下游 216 厘米处的铅屏蔽墙的辐射反向散射会产生影响 [图7(b) 背景中可见]。在 L 波段直线加速器上进行的低 Q 值测试中,移除了腔体背板以破坏腔体 Q 值;保留了前板以保持腔体上游侧发生的散射和光束拦截不变。对于本例中约 1.4 米或更大的腔体位置,在所有 0 个案例 [轴上 (a) 和轴外 (c 和 d)] 中检测到的腔体信号明显增加。在这三种情况下,腔体的方向使得从铅壁到腔体内部有一条直接的视线,因此到拾音环路。在 90 个案例 (b) 中,腔体内部远离光束窗口和铅壁,没有看到这种信号的突然增加。因此,这种增加很可能是低能背散射辐射的结果,这种辐射无法穿过 1/800 厚的铝背板 (例如,能量低于约 1.4 MeV 的电子),直接撞击 B_ 环路。

B. 波导

1. S 波段波导

S 波段波导的放置方式是,其相互作用区域中心与光束轴对齐,其上游法兰边缘最初位于 Ti 笆窗口下游 21 厘米处 [图7(a)]。相互作用区域已调整为在 2856 MHz 处提供宽谐振,该谐振频率为数十 MHz。然后测试了几个方向、距离和偏移量,如图 7(c) 所示。在标称位置,检测到 30.8 dBm 的波导功率。在垂直于光束轴的方向上水平调整波导通常会降低波导功率,如图中黑色圆圈所示。不对称是由于附近存在波导端。在波导中心与光束轴对齐的情况下,对波导进行了额外的测量,并将波导旋转 90 度 [图7(b)],以便光束撞击波导的窄边 (图中用方块表示)。测量

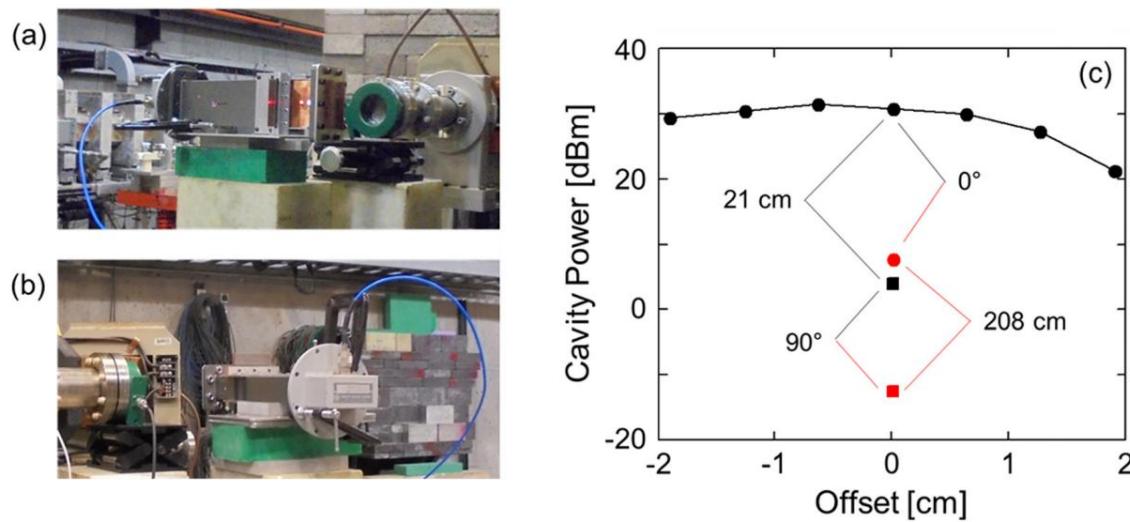


图7. 在S波段直线加速器上进行S波段波导测试:(a) 标准方向,(b) 90方向,(c) 腔体功率作为偏移的函数,在距离光束窗口下游21厘米(黑色)和208厘米(红色)处为标准方向(圆圈)和90方向(正方形)。

距离下游208厘米处也进行了拍摄

光束窗口(图中用红色标记表示)。正如预期的那样,这两种变化都降低了波导中的功率,但再次表明,在很宽的非理想条件下,沉积的功率是可检测到的。

2. L波段波导

在S波段和L波段直线加速器上对L波段波导进行了类似的测试。在测试S波段直线加速器时,波导外壁(不是端部法兰)位于光束窗口下游41厘米处。当波导处于正常方向时[波导的长边朝向光束窗口,类似于图7(a)],波导功率为22.6 dBm(266 dBm/A),光束轴对准波导末端10.2厘米(L波段的最佳驱动点),波导功率为23.7 dBm(279 dBm/A),光束轴对准波导末端3.8厘米(S波段的最佳驱动点)。当波导旋转到90方向时[类似于图7(b)],

当光束对准10.2厘米时,波导功率现在为17.6 dBm(207 dBm/A),当光束对准3.8厘米时,波导功率为21.0 dBm(247 dBm/A)。

图8显示了在L波段直线加速器上测试的L波段波导测量的束流(黑色)和晶体探测器信号(红色)的典型示例。束流包络调制清晰可见,并且该调制在晶体检测到的RF包络中得到了很好的复制。在这种情况下,波导在正常方向上位于束流窗口下游21厘米处,在旋转方向上位于束流窗口下游22厘米处,测量到波导外壁(而不是端部法兰),并对齐以将束流置于相互作用区域的中心,距离波导端部10.2厘米(驱动L波段信号的最佳位置)。左侧面板显示标准配置,波导的宽侧朝向束流,而右侧面板显示旋转配置,波导的窄侧朝向束流。在前一种情况下,峰值波导功率为37.1 dBm(5.16W),相应的

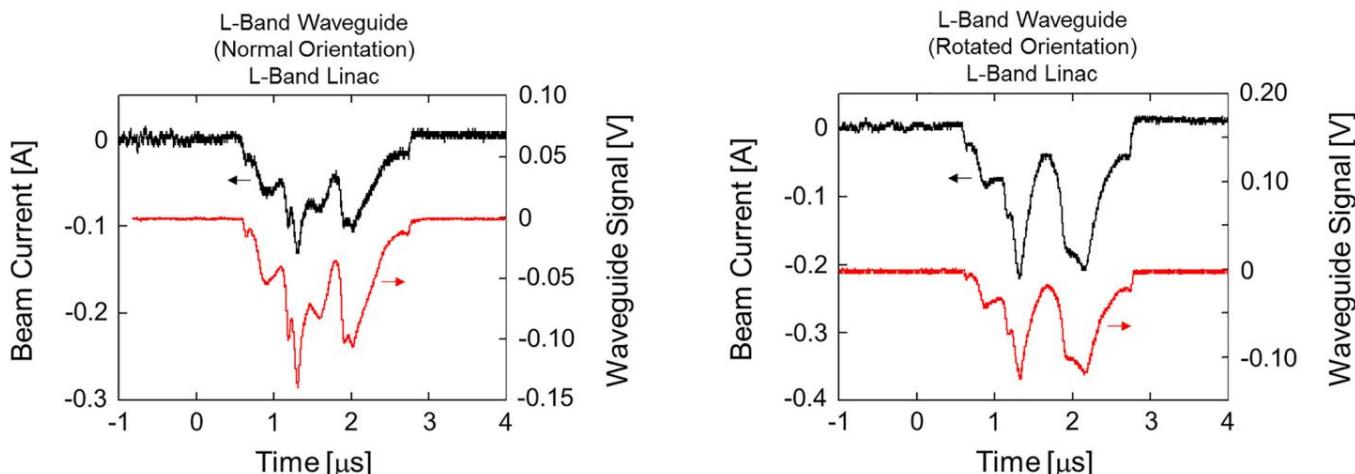


图8. 使用L波段波导和L波段直线加速器在标准(左图)和旋转(右图)方向测量的光束电流(黑色,左图)和波导信号(红色,右图)。

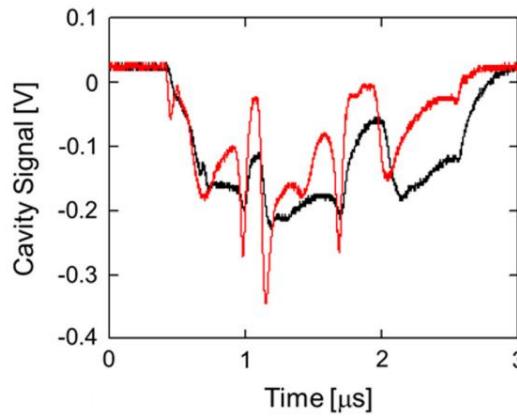


图 9. L 波段直线加速器测试期间的典型 L 波段腔体信号，腔体采用 0° 轴上配置（黑色）和 90° 轴上配置（红色）。

峰值光束电流为 132 mA (281 dBm/A) ,而
后一种情况下,峰值波导功率为 36.5 dBm (4.42 W)
对应的峰值束流为 220 mA (对于
166 dBm/A) 。

C. L 波段腔体

图9显示了测试

L 波段腔体安装在 L 波段机器上,在 0 轴上
(黑色) 和 90 (红色) 方向,腔体长度 21 厘米
从光束窗口。在这些情况下,光束电流为
0 方向为 176 mA,90 方向为 84 mA。束流包络调制形状为

两种情况下的电流幅度几乎相同,尽管电流幅度不同。注意在

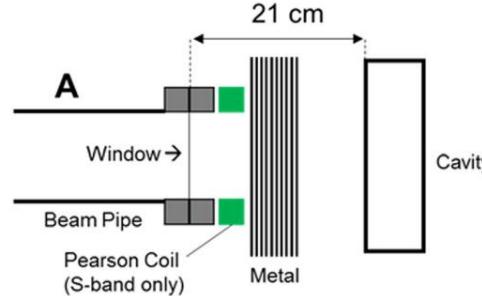
晶体在 90 方向上衰减得更快,而不是
0 方向。这强调了这样一个事实:在 0 方向
情况下,由于腔体谐振和相对较高的 Q 值,我们正在驱动腔体模式,而
在 90 的情况下,腔体
只是感应到光束通过。

IV. 光束通过金属传输

A. S 波段腔体

距离窗户下游的最大距离

两台直线加速器上可用的材料非常有限。为了创造更具挑战性的运输环境,铝
和不锈钢板被放置在梁窗和腔体之间,如图10所示。两种配置
使用了。第一个,在图10 中标记为 “A” ,使用铝



或不锈钢板放置在窗口的下游 (在 S 波段直线加速器中,是皮尔逊线圈) ,而

第二,图10 中标记为 “B” ,采用不锈钢板

安装在腔体的正面。S 波段腔体

用于所有这些测试,每次都放置在窗户下游 21 厘米处。铝和

不锈钢板完全遮挡了腔体与管线

在配置 A 中,他们可以看到窗口,而当他们

在配置 B 中,它们没有完全阻挡视线,但它们确实阻挡了光束,这已通过玻璃板得到验证

在腔体上游处进行曝光。配置 B

仅在 S 波段直线加速器上进行。此外,

采用配置 A 的离轴测试系列是在

S 波段直线加速器。轴上光束、轴外光束和不锈钢板的相对尺寸和位置

图11显示了 S 波段腔体的

在这种情况下,轴上光束虽然与腔体中心重叠,但比腔体半径高出约 9%。

进行了 L 波段光束轴与腔体中心的

使用前面讨论过的对准激光。在每种情况下,
以 1/800 (3.2 毫米) 的增量添加金属。

这些测试的结果如图12所示。

图4,该图由四个面板组成。最上面一行显示
S 波段直线加速器上拍摄的数据,而最下面一行
展示的是 L 波段直线加速器上采集的数据。左栏
显示在低 Q 状态下使用 S 波段腔体获取的数据,
而右栏显示的是在腔体中获取的数据
高 Q 状态。在每个面板中,垂直轴再次表示
归一化腔体功率 (dBm/A) ,代表射频
晶体检测到的功率除以光束电流。
横轴表示所用金属的厚度。

之前,对金属的每一个值都取一个数据点。

对于 S 波段直线加速器,厚度为 1.4 毫米,标称电流为 85 毫安,用于归一化,而最小

每组金属厚度值各拍摄三次

L 波段直线加速器的情况,信号幅度和归一化电流取自相应波形上的相应位置。红色曲线表示

铝的数据,黑色曲线代表不锈钢的数据

钢,虚线表示离轴情况的数据。

不锈钢配置 B 的数据如下所示

在用蓝线表示的图上。此外,垂直虚线

标明铝 (红色) 和铁 (黑色) 中的电子范围,

对于 20 MeV (上行) 和 25 MeV (下行) 电子,

根据 NIST ESTAR 数据库 34 计算得出

连续减速近似 (CSDA), 使用

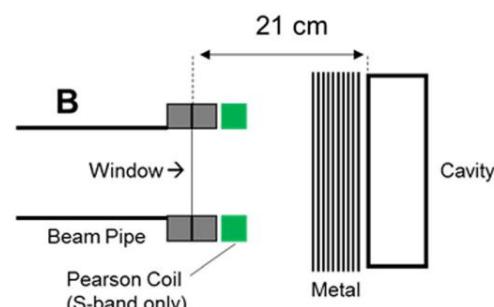


图 10. 用于研究光束穿过金属的传播的两种测试配置。

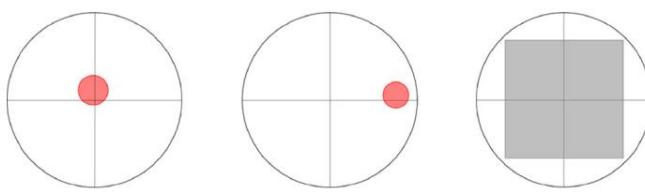


图 11. 腔体的相对尺寸和方向（带十字的黑色圆圈），
S 波段光束点（红色）和轴上不锈钢板（灰色）（左），
第 IV 节中描述的离轴测试（中心）和配置 B 测试（右）。
光束点是通过放置在腔体上游的玻璃板的曝光来决定的。

以铁代替钢，假设密度为 8 g/cm^3

（见附录）。

与之前一样，通过比较这些数据集可以观察到总体趋势。首先，我们再次看到检测到的信号

当腔 Q 值较高时，晶体的

当腔体调整到光束调制时。特别是，在 S 波段直线加速器上，从低 Q 到高 Q 条件，配置 A 允许检测腔体信号

透过大约 1.5 厘米的额外 Al 进行观察

以及大约 0.3 厘米的额外钢材。然而，我们

再次发现，即使移除腔体的背板损坏了腔体 Q，并且腔体没有调谐到光束，

光束仍然会感应出一个信号，该信号在

穿过超过 5 厘米厚的铝和近 2 厘米厚的钢
在 L 波段直线加速器上。

正如预期的那样，对于给定的测试配置（即配置 A 在轴上，配置 A 离轴），可检测信号

可以通过比钢更厚的铝区域来生产。

上面提到的 CSDA 范围提供了

单个电子在给定材料中的穿透深度。对于 20 MeV 电子，这些范围对于 Al 为 3.91 厘米

对于 Fe，它们是 1.29 厘米，而对于 25 MeV 电子，它们是
铝为 4.67 厘米，铁为 1.51 厘米。在我们的测试中，可检测到
在厚度大于计算的 CSDA 范围时观察到信号，这表明电子束

腔体驱动转换为腔体 x 射线驱动。尽管

x 射线光子不会直接驱动

腔内，它们可以在腔内产生二次电子，从而驱动这些场和电流。接近

CSDA 范围似乎也影响曲线的斜率

在许多情况下，通常接近负斜率会增加

CSDA 范围随后斜率降低

CSDA 范围，同样可能是由于电子损失

免受光束的伤害，并用更具穿透力的

但更多的是弱相互作用的 X 射线。这将更多地被看到
在接下来介绍的 L 波段腔体数据中可以清楚地看到。

配置 B 也表现出比

其他情况下使用钢，事实上，信号比

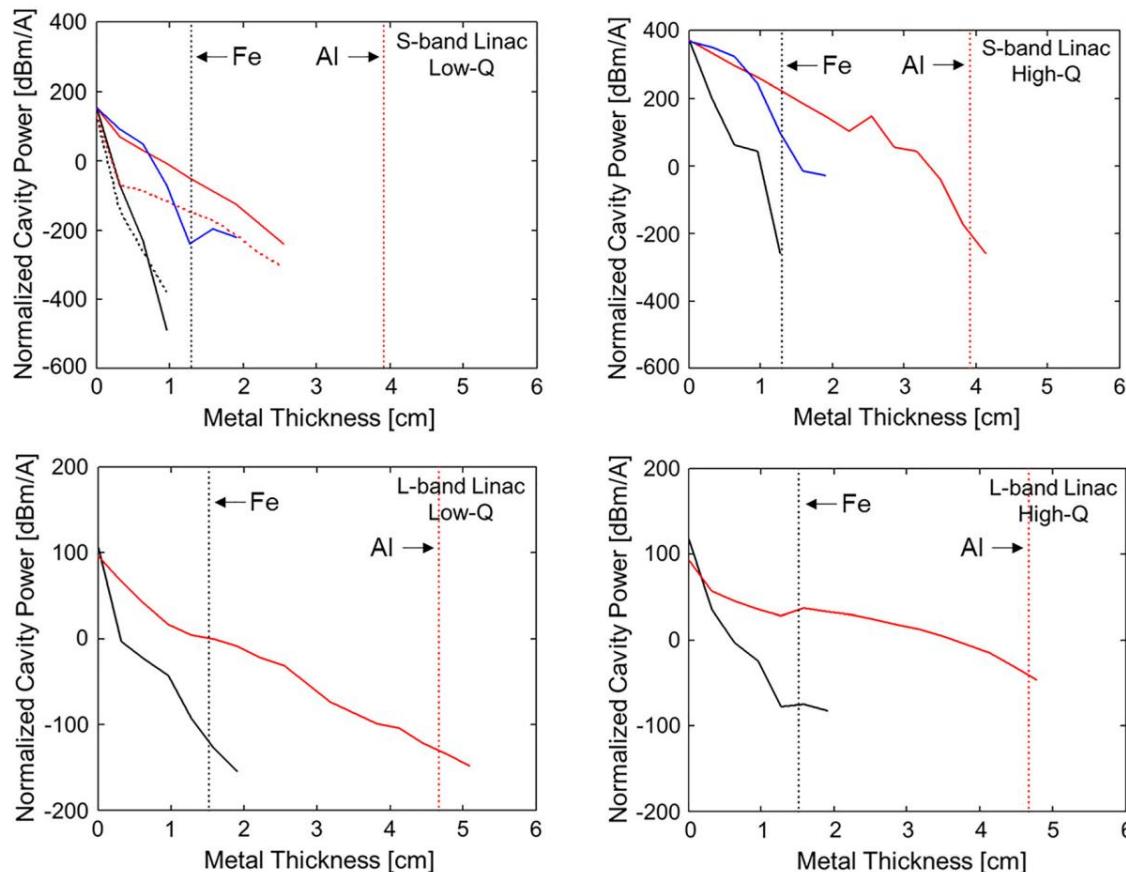


图 12. 在低 Q 值（左列）下，从 S 波段直线加速器（上行）和 L 波段直线加速器（下行）上的 S 波段腔体检测到的归一化腔体功率
和高 Q 值（右列）条件。铝的配置 A 结果以红线显示，而不锈钢的配置 A 结果以蓝线显示。

用黑线表示；实线表示轴上测试，虚线表示离轴测试。蓝线表示不锈钢的测量结果。

在配置 B 中，垂直虚线代表铁（黑色）和铝（红色）中 20 MeV（顶行）和 25 MeV（底行）电子的 CSDA 范围。

配置 A 测试中,Al 的厚度小于 1 厘米。这可能是因为在配置 A 测试中,金属片和腔面之间的气隙会使很大一部分二次辐射逃逸到侧面,从而从系统中丢失,并且不会对腔内的电流产生影响。

最后,我们考虑图12左上面板中虚线所示的偏移情况。在这种情况下,布置仍为配置 A,金属和腔体之间有气隙,但腔体略微向一侧偏移。腔体偏移比前面描述的空气传播测试中使用的偏移小得多,因此在没有金属存在的情况下,感应信号强度的降低可以忽略不计。此处描述的偏移测试与所有其他测试不同,因为少量金属对铝和钢的影响相同,而额外金属量的影响则不同。特别是,钢的轴外和轴上配置 A 测试基本相同。

这是合理的,因为具有单层 1/800 钢的光束玻璃板图像显示,光束的散射非常大,以至于撞击腔体的光束半径远大于腔体相对于光束轴的偏移,因此,入射光束位置如此小的变化不会引起腔体响应的变化。

B. L 波段腔体

还在 L 波段直线加速器上测试了高 Q 模式下的 L 波段腔体,该直线加速器在光束窗口下游安装了不同程度的金属(即配置 A),腔体本身距离窗口 21 厘米,结果如图13所示。与之前一样,垂直刻度表示为归一化腔体功率,即在腔体峰值处晶体探测器检测到的射频功率

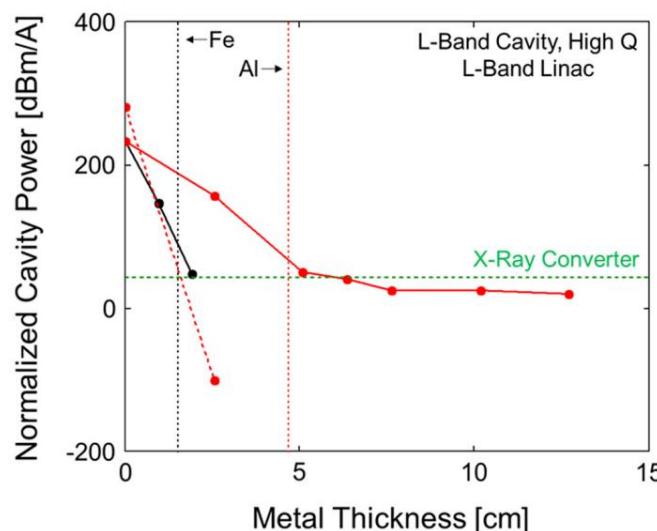


图 13. L 波段腔体归一化腔体功率与金属厚度的关系,在 L 波段直线加速器上以高 Q 模式进行测试,金属置于配置 A 中。图中显示了铝板腔体处于 0 度(实线红色)和 90 度(虚线红色)方向、不锈钢板腔体处于 0 度方向(黑色)以及 X 射线转换器腔体处于 0 度方向(绿色虚线)的结果。垂直虚线是铁(黑色)和铝(红色)中 25 MeV 电子的 CSDA 范围。

信号波形除以其自身波形中对应点的束流。由于与其他地方呈现的数据相比数据相对稀疏,因此这里指示了单个数据点。不锈钢对标准 0 配置下腔体的影响[如图3(a)所示]用黑色实线表示,铁中 25 MeV 电子的 CSDA 范围用垂直黑色虚线表示。铝对标准配置下腔体的影响用红色实线表示,铝对 90 配置下腔体的影响[如图3(b)所示]用红色虚线表示,铝中 25 MeV 电子的 CSDA 范围用垂直红色虚线表示。此外,安装了 x 射线转换器且腔体处于 0 配置下的腔体响应用水平绿色虚线表示。

总体响应与 S 波段腔体的响应相似。钢比铝在单位厚度上对腔体信号的减少更大,这与钢的较短 CSDA 范围一致。90 方向通常对上游的额外金属响应较差,因为它无法驱动腔体基本谐振模式。在这种情况下,由于腔体在测试期间的方向,拾取环位于腔体的下游侧,沿着光束轴,这将有助于次级和穿过薄腔壁的主光束直接撞击环,从而增强了性能。这解释了为什么当金属厚度为零时,90 信号高于 0 信号。对于 0 配置中的腔体,添加铝会降低感应信号,斜率在铝中电子的 CSDA 范围附近变陡。对于比 CSDA 电子范围大得多的金属厚度,撞击腔体的光束被认为主要由 x 射线组成。这与以下事实相一致:这种厚度的铝产生的信号与使用 x 射线转换器(由 2.54 毫米的钨和 48.3 毫米的铝组成)代替铝板产生的信号非常相似,后者的性能应该略优于铝板堆栈,因为它实际上是为了此目的而优化的。一旦初级电子束完全转换为 x 射线,由额外的铝层产生的衰减就会大大减少,标准化腔体功率曲线就会变平。此时,与腔体的相互作用被认为是通过 x 射线本身在腔内产生的二次电子产生的。结合 0 度方向与 90 度方向相比性能提高的观察结果,表明在前一种情况下腔体是以共振方式驱动的,而响应曲线的平坦度接近纯 x 射线驱动的预期水平,表明在厚度超过约 7 厘米时,腔体几乎完全由 x 射线驱动,这意味着电子束中的至少部分 L 波段频率内容在转换成 x 射线后仍然存在,并在在腔体中再次转换成光电子后仍然存在。

C. L 波段波导

图14显示了安装了 X 射线转换靶的 L 波段直线加速器上的 L 波段波导的响应。

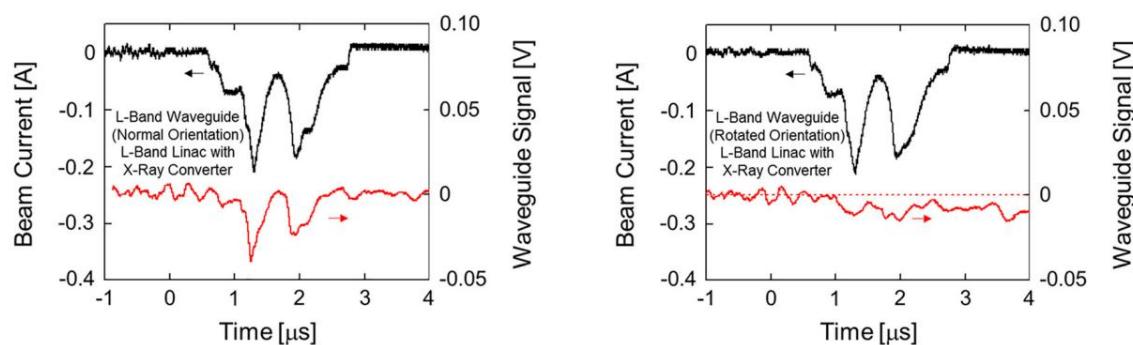


图 14. 安装了 X 射线转换器后,波导处于 0 度 (左) 和 90 度 (右) 方向的 L 波段波导响应 (红色) 和 L 波段直线加速器电子束电流 (黑色)。

波导位于窗口下游 22 厘米处 (测量到波导外壁的正面),并在正常方向 [长边朝向光束,如图 7(a) 所示] 和旋转方向 [短边朝向光束,如图 7(b) 所示] 下进行测试。波导再次与其相互作用区域中心沿标称光束轴对齐;该相互作用区域中心位于距波导末端 10.2 厘米处,是 L 波段的最佳驱动点。图 14 显示了电子束电流 (黑色),再次展示了其增强的电流包络调制,以及晶体探测器输出信号 (红色),左侧面板为正常方向结果,右侧面板为旋转方向结果。在后一种情况下,向晶体信号添加了一条额外的虚线,以更清楚地定义零点。在前一种情况下,波导峰值功率为 6.78 dBm (0.21 mW),对应峰值电流为 210 mA;而在后一种情况下,波导峰值 (两个信号尖峰中的第一个) 为 14.5 dBm (35.9 kW),对应峰值电流为 213 mA。对于设计精良的 25 MeV 电子束 X 射线转换器,通常 30%~40% 的电子束能量将转换为 X 射线。简单地取不使用 X 射线转换器时测得的波导功率的 35%,可以预测使用 X 射线转换器产生的功率在正常方向上为 1.8 W,在旋转方向上为 1.5 W。显然,实际产生的功率要低得多。

时间尺度约为 100 纳秒。IAC 提供的空气传播距离相对较短。为了模拟较长的距离,使用了不同厚度的屏蔽材料,尽管这不能正确模拟所有大气效应。

我们的数据清楚地表明,调制光束与 RF 结构的相互作用不需要光束与腔体之间的共振相互作用,尽管这种共振条件肯定会使腔体响应最大化,并且基于初级电子束的相互作用与基于 X 射线在结构内部产生的光电子的相互作用之间存在差异。这些数据还表明,光束的 RF 调制在空气或金属中传播时不会被完全消除,即使在 RF 结构内部从初级电子转换为 X 射线再转换为光电子的过程中,部分调制仍会保留下。

至少有三类相互作用在本实验中发挥作用。首先,束电荷 (或 X 射线诱导的光电子) 可以驱动谐振结构中的 RF 腔模式。这要求结构在束中存在的频率下谐振,并且束在正确的位置 (即腔的轴线) 驱动谐振结构。如果束放置不正确,或者结构在束中存在的频率下不谐振,则此影响将可忽略不计。但是,当满足这些条件时,响应可能非常强烈。例如,L 波段直线加速器通过大量金属层驱动 L 波段腔的能力似乎可能是相对高 Q 腔谐振驱动的结果,允许任何从初级电子转换为 X 射线,然后转换为光电子后幸存下来的 L 波段频率内容仍然驱动腔场。其次,电子束 (或 X 射线诱导的光电子) 穿过结构时,即使没有驱动强谐振模式,也会引入瞬态场,这些瞬态场可以从结构中耦合出来。这种效应通常比谐振驱动弱,但更稳定,因为它不需要结构谐振,当入射光束完全由 X 射线组成时,这种效应会弱得多 (例如,比较图 8 和 14)。但是,它不需要结构谐振,不需要光束具有特定的频率内容,也不需要结构的特定方向。

五、讨论

该项目的目的是研究通过物质传播对光束纵向特性的影响,以及这又如何影响光束与 RF 结构相互作用的能力,这些结构在光束调制方面既在带内又在带外。这种纵向特性在 RF 直线加速器中至少存在于两个长度尺度上:将光束调制成间隔在 RF 周期的微束,以及在较长的时间尺度上对光束进行调制,例如,由于光束的门控开启和关闭或阴极控制栅极电压的变化。为了研究 RF 频率调制的影响,我们在 S 波段和 L 波段加速器上都使用了 S 波段和 L 波段结构。为了研究调制对较慢时间尺度的影响,我们在产生显著纵向结构的模式下使用了 L 波段加速器。

在本试验中,电荷拦截似乎只起到很小的作用,因为光束能量相对较高,而 RF 结构由相对较薄的金属部件组成,从而最大限度地减少了对主光束电子的捕获。与非共振光束驱动一样,电荷拦截不需要结构共振,也不需要光束具有特定的频率内容。但是,结构中或结构周围必须有足够的质量才能使这一过程发生。如果不是这样,电荷收集的效率就会很低。

致谢

作者衷心感谢爱达荷加速器中心团队提供的出色支持,特别是 J. Stoner、C. O. Neill 和 K. Folkman,如果没有他们的帮助,这项工作就不可能完成。

附录:光束相互作用模型

1. 制动力与 CSDA 射程关系

图15和16显示了NIST ESTAR 站点 34 生成的铝和铁 (钢) 中电子的阻止本领 (dE/dx) 和连续减速近似 (CSDA) 范围的图表。两种材料的阻止本领的近似值如下:

$$dE = dx^{1/2} \text{ 兆电子伏-厘米}^2 = gqg = \text{厘米}^3; \quad (A1)$$

其中 q 是材料密度 (铝为 2.7 g/cm^3 , 钢为 7.7 g/cm^3)。因此,从厚度为 x (以英寸为单位) 的吸收体中发射出的电子的动能 (以 MeV 为单位) 大致为

$$E^{1/4} E_0 13 : 7x \text{ 英寸} \propto \text{Al} \quad (A2)$$

和

$$E^{1/4} E_0 39:1 x \text{ 英寸} \propto \text{ 钢}; \quad (A3)$$

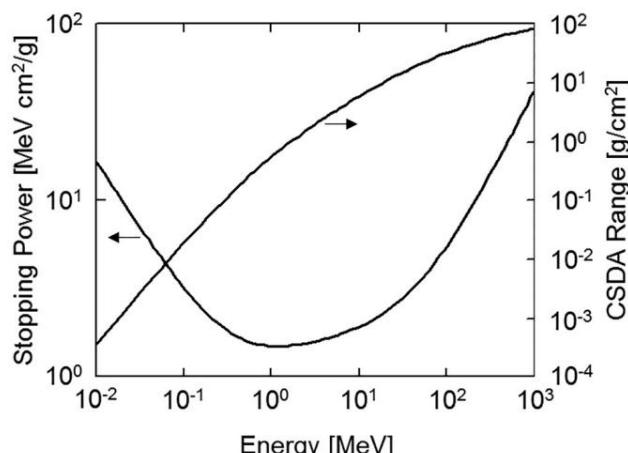


图 15. 铝中的电子阻止本领和 CSDA 范围 (来自参考文献33)。

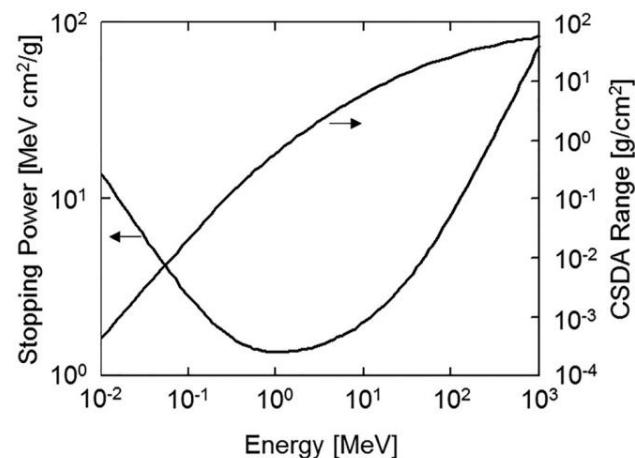


图 16. 铁 (钢) 中的电子阻止本领和 CSDA 范围 (来自参考文献34)。

其中 E_0 是电子的初始能量。例如,20 MeV 电子在铝中的射程约为 1.5 英寸,在钢中的射程约为 0.5 英寸。

2. 电子散射

电子与大质量原子核的碰撞不会导致显著的能量转移,但会改变电子轨迹 (并可能产生轫致辐射)。虽然平均散射角最可能的值为零,但可以得到平均均方散射角 $hh2 i$ 的关系。执行此计算可得到形式为 $hh2 i \propto aNx(Z/E)^2$ 的表达式,其中 N 是散射介质的原子数密度, Z 是原子序数, x 是进入介质的距离, E 是电子动能。钛的一个有用的经验表达式是

其中 a 是 con-

$$hh2 i = 80 x \text{ cm} \propto p = E^2; \quad (A4)$$

E 单位为 MeV。对于 1 密耳钛窗 (两台 IAC 加速器均使用这种窗), 20 MeV 电子的 RMS 角为 2.25×10^{-2} rad。因此,细小的铅笔束在真空中传播 1 米后直径为 4.5 厘米。

其他材料的近似散射关系由下列方程给出:

$$hh2 i = 30 x \text{ cm} \propto p = E^2 \text{ Al}; \quad (A5)$$

$$hh2 i \propto 140 x \text{ cm} \propto p = E^2 \text{ Fe 钢} \propto p; \quad (A6)$$

$$hh2 i \propto 60 x \text{ m} \propto p = E^2 \text{ 空气}; \quad (A7)$$

粗略地说,0.5 英寸的铝、0.125 英寸的钢和 100 厘米的空气具有相同的 RMS 散射角 (0.33 弧度)。

对于金属,传播 12 英寸的距离后,光束直径将扩大到 8 英寸。

3. 谐振腔的特性

对于单模振荡的微波腔体,描述其行为的最简单模型是电流源驱动的并联 RLC 电路。驱动电流

在电感、电容和并联阻抗的并联组合上产生一个电压,该电压可以识别为腔轴上峰值电场 E_0 的乘积。乘以腔体端板之间的宽度 d ,谐振频率由 $\omega_0 = 2\pi f_0 = (LC)^{1/2}$ 给出,并且谐振宽度(3 dB 点)为 $Df \approx 1/Q$,其中 Q 是等于 $\omega_0 RC$ 的品质因数。腔体与分流阻抗 R 成线性比例(即腔体损耗越小(Q 值越高),产生的电压也就越高)。特征腔填充(衰减)时间由 $s = Q/f_0$ 给出。

使用网络分析仪,我们测量了各种条件下 S 波段和 L 波段腔体的谐振频率

条件。推断的质量因素范围约为对于 S 波段腔体,其直径为 220,对于 L 波段腔体,其直径最高可达 930,并且可以通过松开或拧紧来稍微改变紧固件。对于调谐到直线加速器谐振的 S 波段腔体,计算的时间常数仅为 77 纳秒,太短而不能清晰地观察到。然而,对于 L 波段腔体,计算的时间常数增加到 715 纳秒,并在微波功率终止时清晰地观察到脉搏(图 9)。

4. 辐射的产生和 X 射线的衰减

对于优化的厚靶高 Z X 射线转换器,将电子动能转化为 X 射线能量变化为 $g^{1/4} E / 60, E$ 单位为 MeV,距离转换器一米处的轴上剂量率大致为

$$dD/dt R \delta P = s^{1/4} 1:1103 E^2 : 8I ; \quad (A8)$$

其中 I 是束流。这种转换器通常由三分之一范围的钽或钨层组成

(Z 73),由低 Z 材料(如铝)支撑足够的厚度来完全阻止初级电子。如果高 Z 层被低 Z 材料取代,则剂量率将减少大约平方根原子序数比(Z/73),如果添加一种材料使用时,X 射线将进一步衰减 $\exp(-l/qx)$,其中 $l \approx 0.03 \text{ cm}^2/g$ 是 X 射线衰减系数。例如,对于厚度为 5 英寸的铝吸收体,20 MeV 电子的射程为 4 厘米,这将

估计一米处的剂量率为 2 MR/(s·amp)。额外的铝会进一步降低剂量率增加约 2 倍,达到 1 MR/(s·amp)。

¹ T.A. Edison, 美国专利 307,031 (1884 年 10 月 21 日)。

² P. Zhang, A. Valfells, L.K. Ang, J.W. Luginsland 和 Y.Y. Lau, *J. Appl. Physics* 117, 011304 (2017)。

³ C.A. Brau, *自由电子激光器* (Academic Press, 1990)。

⁴ 高功率微波源和技术,由 R.J. Barker 编辑和 E. Schamiloglu (IEEE 出版社,纽约,2001 年)。

⁵ J.R. Harris 和 P.G.O. Shea, *IEEE 电子器件汇刊* 53, 2824–2829 (2006 年)。

⁶ J.G. Neumann, J.R. Harris, B. Quinn 和 P.G.O. Shea, *《Rev. Sci.》* 76, 033303 (2005)。

⁷ K.R. Spangenberg, 《真空管》(麦格劳·希尔,纽约,1948 年)。

⁸ C.A. Spindt, C.E. Holland, A. Rosengreen 和 I. Brodie, *IEEE Trans. Electronics Devices* 38, 2355 (1991)。

⁹ A. Pedersen, A. Manolescu 和 A. Valfells, *Phys. 牧师莱特* 104, 175002 (2010)。

¹⁰ K. L. Jensen, D.A. Shiffner, M. Rittersdorf, J.L. Lebowitz, J.R. Harris, Y.Y. Lau, J.J. Petillo, W. Tang 和 J.W. Luginsland, *J. Appl. Physics* 117, 194902 (2015 年)。

¹¹ M. Reiser, 《带电粒子束的理论与设计》(Wiley, 纽约, 1994 年)。

¹² A. Faltens, E.P. Lee 和 S.S. Rosenblum, *J. Appl. Phys.* 61, 5219 (1987)。

¹³ B. R. Poole 和 J.R. Harris, *物理等离子体* 20, 043108 (2013)。

¹⁴ A. Gover, *物理修订规范顶部 - 加速梁* 8, 030701 (2005)。

¹⁵ J.R. Harris, J.G. Neumann, K. Tian 和 P.G.O. Shea, *Phys. Rev. E* 76, 026402 (2007)。

¹⁶ Y.C. Mo, R.A. Kishek, D. Feldman, I. Haber, B. Beaudoing, P.G.O. Shea, 和 J.C.T. Thangaraj, *物理学家莱特牧师* 110, 084802 (2013 年)。

¹⁷ B.R. Poole, D.T. Blackfield, Y.-J. Chen, J.R. Harris 和 P.G.O. Shea, “不匹配光束中的空间电荷波”, 2009 年粒子加速器会议, 加拿大温哥华, 2009 年 5 月 4-8 日。

¹⁸ J.R. Harris 和 P.G.O. Shea, *物理等离子体* 15, 123106 (2008)。

¹⁹ J.R. Harris 和 J.W. Lewellen, *J. Appl. Phys.* 108, 083301 (2010)。

²⁰ J.R. Harris, J.W. Lewellen 和 B.R. Poole, *J. Appl. Phys.* 114, 063304 (2013)。

²¹ J.R. Harris, J.W. Lewellen 和 B.R. Poole, *J. Appl. Phys.* 116, 133302 (2014)。

²² J.R. Harris, B.R. Poole 和 J.W. Lewellen, *J. Appl. Phys.* 122, 093302 (2017)。

²³ R.B. Miller, 《强带电粒子物理学导论》Beams (Plenum Press, 纽约, 1982 年)。

²⁴ N. Wells, 请参阅 <https://www.rand.org/content/dam/rand/pubs/reports/2006/R3463.pdf> “苏联关于强相对论粒子输运的研究电子束穿过高压空气”, 兰德公司报告 R-3463-DARPA, (1987 年)。

²⁵ R.B. Miller, 美国专利 5,608,403 (1997)。

²⁶ K.C. Gendreau, Z. Arzoumanian, S.J. Kenyon 和 N.S. Spartana (美国)专利 9,117,622 (2015 年)。

²⁷ J. Mitchell, “脉冲星导航和 X 射线通信演示在第一届国际空间站研发大会上,科罗拉多州丹佛市,2012 年 6 月 25 日至 28 日。

²⁸ L.M. Winternitz, K.C. Gendreau, M.A. Hassounah, J.W. Mitchell, W.H. Fong, W.-T. Lee, F. Gavril 和 Z. Arzoumanian, 《X 射线在未来太空导航和通信中的作用》, 第 36 届 AAS 年会制导与控制会议, 科罗拉多州布雷肯里奇, 2 月 1 日至 6 日 2013 年。

²⁹ S. Shi-Bin, X. Lu-Ping, Z. Hua 和 G. Na, *Chin. Physics B* 24, 094215 (2015)。

³⁰ S. Li-zhi, Z. Bao-sheng, 和 L. Yong-an, *Proc. SPIE* 9207, 920716 (2014)。

³¹ H. Li, X. Tang, S. Hang, Y. Liu 和 D. Chen, *J. Appl. Phys.* 121, 123101 (2017)。

³² J.R. Harris, J.G. Neumann 和 P.G.O. Shea, “强度的调节马里兰大学电子环中的电子束”, 载于 2005 年自由电子激光会议, 加利福尼亚州斯坦福, 8 月 21-26 日 2005 年。

³³ 参见 iac.isu.edu 了解更多信息。

³⁴ 请参阅 <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html> 更多信息。