

[19] 中华人民共和国国家知识产权局

[51] Int. Cl.

H01J 3/12 (2006.01)

H01J 3/14 (2006.01)



[12] 发明专利申请公布说明书

[21] 申请号 200580022931.0

[43] 公开日 2007 年 7 月 11 日

[11] 公开号 CN 1998059A

[22] 申请日 2005.6.6

[21] 申请号 200580022931.0

[30] 优先权

[32] 2004.6.4 [33] US [31] 60/577,132

[86] 国际申请 PCT/US2005/019794 2005.6.6

[87] 国际公布 WO2005/119732 英 2005.12.15

[85] 进入国家阶段日期 2007.1.8

[71] 申请人 马萨诸塞州技术研究院

地址 美国马萨诸塞州

[72] 发明人 R·J·巴哈特 C·陈 J·周

[74] 专利代理机构 上海专利商标事务所有限公司

代理人 刘 佳

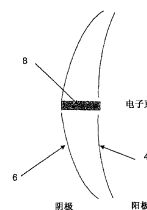
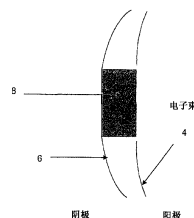
权利要求书 4 页 说明书 11 页 附图 18 页

[54] 发明名称

非轴对称带电粒子束系统

[57] 摘要

带电粒子束系统包括形成具有椭圆横截面的非轴对称束的非轴对称二极管。聚焦元件将磁场用于聚焦和传输该非轴对称束，其中该非轴对称束与聚焦元件的通道大致匹配。



1. 一种带电粒子束系统，包括：
非轴对称二极管，形成具有椭圆横截面的非轴对称束；以及
聚焦通道，将磁场用于聚焦和传输所述椭圆横截面束。
2. 如权利要求 1 所示的带电粒子束系统，其特征在于，所述带电粒子束具有均匀的横向密度分布。
3. 如权利要求 1 所示的带电粒子束系统，其特征在于，所述带电粒子束具有薄片状流分布。
4. 如权利要求 1 所示的带电粒子束系统，其特征在于，所述带电粒子束具有平行的纵向流分布。
5. 如权利要求 1 所示的带电粒子束系统，其特征在于，所述聚焦通道包括用于聚焦和传输所述带电粒子束的非轴对称磁场。
6. 如权利要求 5 所示的带电粒子束系统，其特征在于，所述非轴对称磁场包括非轴对称周期性磁场。
7. 如权利要求 5 所示的带电粒子束系统，其特征在于，所述非轴对称磁场包括非轴对称永久磁场。
8. 如权利要求 5 所示的带电粒子束系统，其特征在于，所述非轴对称磁场包括非轴对称周期性永久磁场。
9. 如权利要求 5 所示的带电粒子束系统，其特征在于，所述非轴对称磁场包括至少一个四级磁场。
10. 如权利要求 5 所示的带电粒子束系统，其特征在于，所述非轴对称磁场包括周期性四级磁场。
11. 如权利要求 2 所示的带电粒子束系统，其特征在于，所述聚焦通道包括用于聚焦和传输所述带电粒子束的非轴对称磁场。
12. 如权利要求 11 所示的带电粒子束系统，其特征在于，所述非轴对称磁场包括非轴对称周期性磁场。
13. 如权利要求 11 所示的带电粒子束系统，其特征在于，所述非轴对称磁场包括非轴对称永久磁场。
14. 如权利要求 11 所示的带电粒子束系统，其特征在于，所述非轴对称磁场

包括非轴对称周期性永久磁场。

15. 如权利要求 11 所示的带电粒子束系统，其特征在于，所述非轴对称磁场包括至少一个四级磁场。

16. 如权利要求 11 所示的带电粒子束系统，其特征在于，所述非轴对称磁场包括周期性四级磁场。

17. 一种非轴对称二极管，包括：

至少一个电端子，用于发射带电粒子；

至少一个电端子，用于建立电场并加速带电粒子以形成带电粒子束；

其中所述端子排列成使所述带电粒子束具有椭圆横截面。

18. 如权利要求 17 所述的非轴对称二极管，其特征在于，所述带电粒子束具有均匀的横向密度分布。

19. 如权利要求 17 所述的非轴对称二极管，其特征在于，所述带电粒子束由薄片状流分布表征。

20. 如权利要求 17 所述的非轴对称二极管，其特征在于，所述带电粒子束具有平行的纵向流分布。

21. 如权利要求 17 所述的非轴对称二极管，其特征在于，所述带电粒子束包括 Child-Langmuir 束。

22. 如权利要求 17 所述的非轴对称二极管，其特征在于，非轴对称磁场用于聚焦和传输椭圆横截面的带电粒子束。

23. 如权利要求 22 所述的非轴对称二极管，其特征在于，所述非轴对称磁场包括非轴对称周期性磁场。

24. 如权利要求 22 所述的非轴对称二极管，其特征在于，所述非轴对称磁场包括非轴对称永久磁场。

25. 如权利要求 22 所述的非轴对称二极管，其特征在于，所述非轴对称磁场包括非轴对称周期性永久磁场。

26. 如权利要求 22 所述的非轴对称二极管，其特征在于，所述带电粒子束具有均匀的横向密度分布。

27. 如权利要求 26 所述的非轴对称二极管，其特征在于，所述非轴对称磁场包括非轴对称周期性磁场。

28. 如权利要求 26 所述的非轴对称二极管，其特征在于，所述非轴对称磁场包括非轴对称永久磁场。

29. 如权利要求 26 所述的非轴对称二极管，其特征在于，所述非轴对称磁场包括非轴对称周期性永久磁场。

30. 一种形成非轴对称二极管的方法，包括：

形成至少一个用于发射带电粒子的电端子；

形成至少一个用于接收和/或加速带电粒子以形成带电粒子束的电端子；以及排列所述端子使所述带电粒子束具有椭圆横截面。

31. 如权利要求 30 所述的方法，其特征在于，所述带电粒子束具有均匀的横向密度分布。

32. 如权利要求 30 所述的方法，其特征在于，所述带电粒子束由薄片状流分布表征。

33. 如权利要求 30 所述的方法，其特征在于，所述带电粒子束具有平行的纵向流分布。

34. 如权利要求 30 所述的方法，其特征在于，所述带电粒子束包括 Child-Langmuir 束。

35. 一种形成带电粒子束系统的方法，包括：

形成包括具有椭圆横截面的非轴对称束的非轴对称二极管；以及

形成将磁场用于聚焦和传输所述椭圆横截面束的聚焦通道。

36. 如权利要求 35 所述的方法，其特征在于，所述带电粒子束具有均匀的横向密度分布。

37. 如权利要求 35 所述的方法，其特征在于，所述带电粒子束具有薄片状流分布。

38. 如权利要求 35 所述的方法，其特征在于，所述带电粒子束具有平行的纵向流分布。

39. 如权利要求 35 所述的方法，其特征在于，所述聚焦通道包括用于聚焦和传输所述带电粒子束的非轴对称磁场。

40. 如权利要求 39 所述的方法，其特征在于，所述非轴对称磁场包括非轴对称周期性磁场。

41. 如权利要求 39 所述的方法，其特征在于，所述非轴对称磁场包括非轴对称永久磁场。

42. 如权利要求 39 所述的方法，其特征在于，所述非轴对称磁场包括非轴对称周期性永久磁场。

43. 如权利要求 39 所述的方法，其特征在于，所述非轴对称磁场包括至少一个四级磁场。

44. 如权利要求 39 所述的方法，其特征在于，所述非轴对称磁场包括周期性四级磁场。

45. 如权利要求 36 所述的方法，其特征在于，所述聚焦通道包括用于聚焦和传输所述带电粒子束的非轴对称磁场。

46. 如权利要求 45 所述的带电粒子束系统，其特征在于，所述非轴对称磁场包括非轴对称周期性磁场。

47. 如权利要求 45 所述的带电粒子束系统，其特征在于，所述非轴对称磁场包括非轴对称永久磁场。

48. 如权利要求 45 所述的带电粒子束系统，其特征在于，所述非轴对称磁场包括非轴对称周期性永久磁场。

49. 如权利要求 45 所述的带电粒子束系统，其特征在于，所述非轴对称磁场包括至少一个四级磁场。

50. 如权利要求 45 所述的带电粒子束系统，其特征在于，所述非轴对称磁场包括周期性四级磁场。

非轴对称带电粒子束系统

优先权信息

本申请要求 2004 年 6 月 4 日提交的序列号为 60/577,132 的临时申请的优先权，该申请通过引用全部结合于此。

背景技术

本发明涉及带电粒子系统领域，尤其涉及非轴对称带电粒子系统。

高亮度的、空间电荷主导的、带电粒子（电子或离子）束的产生、加速和传输是真空电子装置和粒子加速器的设计 and 操作中最富挑战性的部分。如果其自身电场和自身磁场能量大于其热能，则该束称为空间电荷主导的。因为束的亮度与束的电流成正比、并与束截面面积和束温的乘积成反比，所以在高亮度束的设计中，在低温下产生并维持束是最关键的。如果束被设计成不停留在平衡状态，则在束中场与平均流能量以及热能之间发生相当大的交换。当束为空间电荷主导的时，在其传播时能量交换导致束温的增加（或束亮度的降低）。

如果亮度降低未得到很好地抑制，则可导致束被真空电子装置和粒子加速器中的射频（RF）结构拦截，从而阻止其运行，尤其是高负荷运行。也可由于难以如加速器应用中常常需要的那样将束聚焦成较小的光斑尺寸，从而使来自加速器的束不可用。

高亮度、空间电荷主导、带电粒子束的设计依赖于平衡束理论和计算机建模。平衡束理论提供指导并设定确定的设计目标，而计算机建模提供设计中的详细实现。

尽管已知存在一些平衡态，但对于束设计者和用户，使得平衡态在连续束产生部分和连续束传输部分之间匹配已成为困难的任务，因为连续束产生的已知平衡态不能理想地匹配成连续束传输的已知平衡态的任一个。

例如，来自圆形二维（2D）几何形状的皮尔斯二极管（Pierce diode）的平衡态不能匹配到周期性四级磁场，以创建 Kapachinskij-Vladimirskij（KV）束平衡。通过截断无限、2D 平板状的皮尔斯二极管的平衡态的终端制成的矩形束破坏了该

平衡态。

然而，匹配于束系统设计的束的非理想性在该束在实际装置中传播时导致束温增高以及束的亮度降低。

发明内容

根据本发明的一个方面，提供了一种带电粒子束系统。该带电粒子束系统包括形成具有椭圆横截面的非轴对称束的非轴对称二极管。聚焦通道将磁场用于聚焦和传输非轴对称束。

根据本发明的另一方面，提供了一种非轴对称二极管。该非轴对称二极管包括至少一个用于发射带电粒子的电端子、和至少一个用于建立电场并加速带电粒子以形成带电粒子束的电端子。这些端子排列成使带电粒子束具有椭圆横截面。

根据本发明的又一方面，提供了一种形成非轴对称二极管的方法，包括：形成至少一个用于发射带电粒子的电端子，形成用于建立电场并加速带电粒子以形成带电粒子束的至少一个电端子，以及将所述端子排列成使带电粒子束具有椭圆横截面。

根据本发明的再一方面，提供了一种带电粒子聚焦和传输的通道，其中非轴对称磁场用于聚焦并传输椭圆横截面的带电粒子束。

根据本发明的另一方面，提供了一种设计带电粒子聚焦和传输通道的方法，该通道中非轴对称磁场用于聚焦并传输椭圆横截面带电粒子束。

根据本发明的又一方面，提供了一种设计接口的方法，该接口用于在非轴对称二极管与非轴对称磁场聚焦和传输通道之间匹配椭圆横截面的带电粒子束。

根据本发明的再一方面，提供了一种形成带电粒子束系统的方法。该方法包括形成包括具有椭圆横截面的非轴对称束的非轴对称二极管。此外，该方法还包括形成将磁场用于聚焦并传输该椭圆横截面束的聚焦通道。

附图说明

图 1A-1C 是示出非轴对称二极管的示意图；

图 2 是示出电势 Φ 的积分路径 C 的曲线；

图 3 是示出沿束轴不同位置处 $\Phi = 0$ 的电极的横截面的曲线；

图 4 是示出沿束轴不同位置处 $\Phi = V$ 的电极的横截面的曲线；

图 5 是示出椭圆横截面的良好限定平行束的电极几何形状的示意图；

图 6 是非轴对称周期性磁场的示意图；

图 7 是非轴对称周期性磁场的场分布的示意图；

图 8 是示出实验室以及旋转坐标系统的示意图；

图 9A-9E 是示出具有对应于： $k_{ox} = 3.22cm^{-1}, k_{oy} = 5.39cm^{-1}, \sqrt{k_z} = 0.805cm^{-1}$ ， $K = 1.53 \times 10^{-2}$ 的参数、且轴的周期长度 $S = 0.956 cm$ 的非轴对称束系统的广义包络方程的匹配解的曲线；

图 10A-10E 是示出选择了具有对应于 $k_{ox} = 3.22cm^{-1}, k_{oy} = 5.39cm^{-1}$ ， $\sqrt{k_z} = 0.805cm^{-1}$ ， $K = 1.53 \times 10^{-2}$ 的系统参数、轴的周期长度 $S = 0.956 cm$ 、和微小失配的非轴对称束系统的包络和流速的曲线；

图 11 是示出周期性四级磁场的聚焦参数的曲线；

图 12 是示出图 11 所示的周期性四级磁场中脉冲椭圆束平衡态的束包络的曲线；

图 13 是示出非轴对称周期性永久磁场的聚焦参数的曲线；以及

图 14 是示出图 13 所示的非轴对称周期性永久磁场中椭圆束平衡态的束包络的曲线。

具体实施方式

本发明包括具有新颖设计的非轴对称带电粒子束系统、以及非轴对称带电粒子二极管的设计方法。

非轴对称二极管 2 在图 1A-1C 中示意性地示出。图 1A 示出具有椭圆横截面 Child-Langmuir 电子束 8 的非轴对称二极管 2，该二极管具有阳极 4 和阴极 6。图 1B 是非轴对称二极管 2 的垂直横截面图，而图 1C 是非轴对称二极管 2 的水平横截面图，其中示出了电子束 8 以及阴极 6 和阳极 4。

电子束 8 具有椭圆横截面和 Child-Langmuir 流的特性。粒子从阴极 6 发射，并由阴极 6 与阳极 4 之间的电场加速。对于离子束，阴极和阳极的作用相反。

为了描述设计具有椭圆横截面的非轴对称二极管的方法，可引入椭圆坐标系 $(\xi, \eta, z; f)$ ，以常规笛卡尔坐标定义为：

$$x = f \cosh(\xi) \cos(\eta), \quad y = f \sinh(\xi) \sin(\eta), \quad z = z, \quad (1.1)$$

其中 $\xi \in [0, \infty)$ 是径向坐标， $\eta \in [0, 2\pi)$ 是角坐标，且 f 是恒定比例参数。在 $\hat{e}_z$ 方向流动、并具有均匀截面密度的平行流的 Child-Langmuir 分布的带电粒子束具有内部静电势：

$$\Phi(\xi, \eta, z) = V \left(\frac{z}{d} \right)^{4/3}, \quad (1.2)$$

其中可沿平坦的电荷发射表面定义 $\Phi(z=0)=0$ ，并沿平坦的电荷接收表面定义 $\Phi(z=d)=V$ 。

如果平面具有由表面 $\xi=\xi_0$ =常数所指定的椭圆形的横截面边界，则对于在 $z=0$ 且 $z=d$ 处的平面之间流动的、椭圆横截面的平行流、均匀截面密度的 Child-Langmuir 带电粒子束，存在解。由于构成束的粒子的空间电荷的相互排斥，该 Child-Langmuir 分布必须通过适当形状电极的构造施加外部电场来得到支持。所述电极的设计需要已知束外部的、在束的边缘满足适当边界条件的静电势：

$$\begin{aligned} \Phi(\xi_0, \eta, z) &= V \left(\frac{z}{d} \right)^{4/3}, \\ \frac{\partial}{\partial \xi} \Phi(\xi, \eta, z) \Big|_{\xi=\xi_0} &= 0. \end{aligned} \quad (1.3)$$

由于电势及其法向导数不依赖于表面 $\xi=\xi_0$ 指定，因此形成了椭圆柯西问题，对该问题由于作为所有椭圆柯西问题特征的误差的指数增加，标准解析和数值解方法不可用。本技术建立在二维 Radley 技术上，以便于用公式表示确定椭圆横截面的 Child-Langmuir 带电粒子束之外的静电势的完全 3D 问题解的方法。

在束的外部区域中，电势满足拉普拉斯方程，用椭圆坐标写成：

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{1}{F(\xi, \eta, z)} \nabla^2 F(\xi, \eta, z) \\ &= \frac{1}{F(\xi, \eta, z)} \left[\frac{2}{f^2 (\cosh 2\xi - \cos 2\eta)} \left(\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] F(\xi, \eta, z) \\ &= \frac{1}{Z(z)T(\xi, \eta)} \left[\frac{2}{f^2 (\cosh 2\xi - \cos 2\eta)} \left(\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] Z(z)T(\xi, \eta) \\ &= \underbrace{\frac{1}{T(\xi, \eta)} \frac{2}{f^2 (\cosh 2\xi - \cos 2\eta)} \left(\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) T(\xi, \eta)}_{-k^2} + \underbrace{\frac{1}{Z(z)} \frac{\partial^2}{\partial z^2} Z(z)}_{k^2} \end{aligned} \quad (1.4)$$

可按照常规的分变量方法，写成 $F(\xi, \eta, z) = Z(z)T(\xi, \eta)$ 并引入分离常数 k^2 。被分离的方程现在可以写成：

$$0 = \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k^2 \right) Z(z), \quad (1.5)$$

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{1}{T(\xi, \eta)} \left(\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \right) + k^2 \frac{f^2}{2} (\cosh 2\xi - \cos 2\eta) \\ &= \underbrace{\frac{1}{R(\xi)} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} R(\xi) + \frac{k^2 f^2}{2} \cosh 2\xi}_{a} + \underbrace{\frac{1}{\Theta(\eta)} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \Theta(\eta) - \frac{k^2 f^2}{2} \cos 2\eta}_{-a}, \end{aligned} \quad (1.6)$$

其中可在横向方程中进行另一分离, 写成 $T(\xi, \eta) = R(\xi)\Theta(\eta)$ 并引入分离常数 a 。因此最后方程为:

$$0 = \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} R(\xi) - \left(a - \frac{k^2 f^2}{2} \cosh 2\xi \right) R(\xi), \quad (1.7)$$

$$0 = \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \Theta(\eta) + \left(a - \frac{k^2 f^2}{2} \cos 2\eta \right) \Theta(\eta). \quad (1.8)$$

所分离的横向方程的解分别称为径向马提厄函数 (Radial Mathieu Function) $R(\xi)$ 和角度马提厄函数 (Angular Mathieu Function) $\Theta(\eta)$, 而所分离的纵向方程的解可容易地用指数 $Z(z) \propto e^{\pm kz}$ 表达。

电势的解现在表示成共同满足 Φ 的边界条件的可分离解的叠加。可写成:

$$\Phi(\xi, \eta, z) = \int dk \left[A(k) e^{kz} \int B(a) R_a(\xi; k) \Theta_a(\eta; k) da \right], \quad (1.9)$$

其中引入了幅度函数 $A(k)$ 和 $B(a)$, 且积分路径并未指定。为了满足沿束边缘 Φ 的边界条件, 使用伽吗函数的解析延拓, 可写成:

$$z^{4/3} = \frac{1}{\Gamma(-\frac{4}{3})} \frac{i}{2 \sin(\frac{4\pi}{3})} \int_C e^{kz} k^{-7/3} dk, \quad (1.10)$$

其中积分路径围绕图 2 所示的分支切割取得。

则可将边界条件写成:

$$\begin{aligned} \Phi(\xi_0, \eta, z) &= V \left(\frac{z}{d} \right)^{4/3} \\ &= \frac{V d^{-4/3}}{\Gamma(-\frac{4}{3})} \frac{i}{2 \sin(\frac{4\pi}{3})} \int_C e^{kz} k^{-7/3} dk \\ &= \int dk \left[A(k) e^{kz} \int B(a) R_a(\xi_0; k) \Theta_a(\eta; k) da \right]. \end{aligned} \quad (1.11)$$

通过选择 C 作为表示 Φ 的积分路径, 并使下式成立以满足边界条件:

$$A(k) = \frac{V d^{-4/3}}{\Gamma(-\frac{4}{3})} \frac{i}{2 \sin(\frac{4\pi}{3})} k^{-7/3}, \quad (1.12)$$

和

$$\int B(a) R_a(\xi_0; k) \Theta_a(\eta; k) da = 1. \quad (1.13)$$

物理系统要求关于 η 周期性且关于 $\eta = 0$ 和 $\eta = \pi/2$ 对称的解。通常, 角度马提厄函数 $\Theta(\eta)$ 不是周期性的。其实, 周期性解只对分离常数 a 的某些特征本征值上升。存在 4 组无限、离散、对称性质不同的本征值, 由 a_{2n} , a_{2n+1} , b_{2n} , b_{2n+1} 表示, $n \in \{0, 1, 2, \dots\}$ 。仅本征值组 a_{2n} 和对应的由 $\Theta(\eta) = ce_{2n}(\eta; k)$ 表示的余弦-椭圆解

具有适当对称性，且对 a 的积分变成如下形式的和：

$$1 = \sum_{n=0}^{\infty} B_{2n} R_{a_{2n}}(\xi_0; k) ce_{2n}(\eta; k). \quad (1.14)$$

此外，一组解 ce_{2n} 在具有期望对称性和周期性性质的函数空间上是正交且完备的。因此可将单位量展开为：

$$1 = \sum_{n=0}^{\infty} ce_{2n}(\eta; k) \frac{\int_0^{2\pi} ce_{2n}(\eta; k) d\eta}{\int_0^{2\pi} |ce_{2n}(\eta; k)|^2 d\eta}. \quad (1.15)$$

则通过如下选择来满足 Φ 的边界条件：

$$B_{2n} = \frac{\int_0^{2\pi} ce_{2n}(\eta; k) d\eta}{\int_0^{2\pi} |ce_{2n}(\eta; k)|^2 d\eta}, \quad (1.16)$$

和

$$R_{a_{2n}}(\xi_0; k) = 1. \quad (1.17)$$

电势的法向导数沿束表面为零的条件表示：

$$\left. \frac{\partial}{\partial \xi} R_{a_{2n}}(\xi; k) \right|_{\xi=\xi_0} = 0, \quad (1.18)$$

其中，与 $R_{a_{2n}}$ 的边界值和本征值 a_{2n} 一起，完全满足二阶径向马提厄方程。则可通过标准方法将其积分以便确定径向解。

因此，可重写 Φ 的表达式为：

$$\Phi(\xi, \eta, z) = \frac{Vd^{-4/3}}{\Gamma(-\frac{4}{3})} \frac{i}{2 \sin(\frac{4\pi}{3})} \int_C dk \left[k^{-7/3} e^{kz} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} ce_{2n}(\eta; k) R_{a_{2n}}(\xi; k) \frac{\int_0^{2\pi} ce_{2n}(\eta; k) d\eta}{\int_0^{2\pi} |ce_{2n}(\eta; k)|^2 d\eta} \right\} \right]. \quad (1.19)$$

许多方法可用于估算特征值 a_{2n} 和相应的角度马提厄函数 ce_{2n} 。它们可通过标准方法积分。实际上，仅无限数组的前几项需要保留，以将相对误差减小到小于 10^{-5} 。沿路径 C 的积分可转换成复值函数沿实线的定积分，且因此也可通过标准方法估算。

一旦已知电势分布，就可使用求根方法来确定可放置恒定电势电极的表面。数值模型已开发成根据上述理论和上述解的方法来确定这些电极的形状。对于半长轴半径为 6 毫米和半短轴半径为 0.6 毫米的 10:1 椭圆束情形，样品电极设计在图 3

和 4 中示出。这些电极用于沿束边缘施加解析导出的电势分布，而束边缘又用于限制束并将其保持为 Child-Langmuir 形式。

三维带电粒子光学工具 Omni-Trak 已用于模拟电荷粒子以图 3 和 4 中几何形状的发射和传输。图 5 中示出的所得粒子轨迹如理论所预测的确是平行的。Omni-Trak 模拟的结果也提供了对上述解析方法的确认。

通常希望通过切除一部分电荷收集板来提取该束并将其注入另一装置。这样做将改变问题的边界条件，从而上述解不再准确，然而，由相对较小的切除引入的误差可以忽略，且适当的电极形状相对于由以上说明的方法提供的形状基本不变。

应注意，在阴极与阳极之间电势的中间可添加附加电极，以有助于实施 Child-Langmuir 流条件。上述规定允许对它们进行设计。对于电荷收集板，阴极和中间电极都不需要任意延伸靠近束边缘，以实施 Child-Langmuir 流条件。这些电极最靠近束的部分可切除，而对束的解无本质影响。

沿物理装置中相似的线，不能在横向无限延伸电极。解析指定的电极对应于由真空和/或其它绝缘材料分隔、并（在远离束的一些区域）偏离解析指定轮廓的导体的表面。然而，由于电极远端部分的影响随着与束边缘的距离而呈指数衰减，因此只要偏离发生在距束边缘足够远处，就可忽略这些偏离对束分布的影响。

图 5 示出 Omni-Trak 模拟，其中电极的有限性是显然的且不影响带电粒子束的平行流。注意，图 5 示出电荷收集表面 10、电荷发射表面 14、平行粒子轨迹 12、以及解析设计电极 16。通过用等势面平衡电极几何形状，本文详细设计的解析方法指定了电荷发射表面 14 和电荷收集表面 10 的精确几何形状以及外部导体 16 的精确几何形状。这些外部导体可保持在任何电势，然而通常使用两个外部导体——一个保持发射器电势且另一个保持收集器电势。符合该几何形状设计的带电粒子系统产生如图 5 所示椭圆横截面的高质量、薄片状、平行流的 Child-Langmuir 束。

作为一说明示例，用于聚焦和传输非轴对称束的非轴对称周期性磁场在图 6 中示出。图 6 示出用于形成周期性磁场的磁极片 18 和磁体 19。磁极片是任选的并可在其它实施方式中去除。磁场的周期由线 20 定义。场分布在图 7 中示出。注意，图 7 示出由图 6 的磁极片 18 和磁体 19 形成的磁力线。

对于高亮度、空间电荷主导的束，动力（发射度）效应小得可以忽略，且束可由低温流体方程充分地描述。在近轴近似中，cgs 单位制中时间稳定流（ $\partial/\partial t = 0$ ）稳态低温流体方程是：

$$\beta_b c \frac{\partial}{\partial s} n_b + \nabla_{\perp} \cdot (n_b \mathbf{V}_{\perp}) = 0, \quad (2.1)$$

$$\nabla_{\perp}^2 \phi^s = \beta_b^{-1} \nabla_{\perp}^2 A_z^s = -4\pi q n_b, \quad (2.2)$$

$$n_b \left(\beta_b c \frac{\partial}{\partial s} + \mathbf{V}_{\perp} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{X}_{\perp}} \right) \mathbf{V}_{\perp} = \frac{q n_b}{\gamma_b m} \left[-\frac{1}{\gamma_b^2} \nabla_{\perp} \phi^s + \beta_b \hat{\mathbf{e}}_z \times \mathbf{B}_{\perp}^{ext} + \frac{\mathbf{V}_{\perp}}{c} \times B_z^{ext}(s) \hat{\mathbf{e}}_z \right], \quad (2.3)$$

其中 $s = z$, q 和 m 分别是粒子电荷和静止质量, $\gamma_b = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_b^2}}$ 是相对质量因子, 使用 $\beta_z \equiv \beta_b = \text{常数}$, 且自身电场 $\mathbf{E}^s$ 和自身磁场 $\mathbf{B}^s$ 从标量势 ϕ^s 和矢量势 $A_z^s \hat{\mathbf{e}}_z$, 即 $E^s = -\nabla_{\perp} \phi^s$ 以及 $B^s = \nabla \times A_z^s \hat{\mathbf{e}}_z$ 。

寻找方程(2.1)-(2.3)的如下形式的解:

$$n_b(\mathbf{x}_{\perp}, s) = \frac{N_b}{\pi a(s)b(s)} \Theta \left[1 - \frac{\tilde{x}^2}{a^2(s)} - \frac{\tilde{y}^2}{b^2(s)} \right], \quad (2.4)$$

$$\mathbf{V}_{\perp}(\mathbf{x}_{\perp}, s) = [\mu_x(s)\tilde{x} - \alpha_x(s)\tilde{y}] \beta_b c \hat{\mathbf{e}}_{\tilde{x}} + [\mu_y(s)\tilde{y} + \alpha_y(s)\tilde{x}] \beta_b c \hat{\mathbf{e}}_{\tilde{y}}. \quad (2.5)$$

在方程 (2.4) 和 (2.5) 中, $\mathbf{x}_{\perp} = \tilde{x} \hat{\mathbf{e}}_{\tilde{x}} + \tilde{y} \hat{\mathbf{e}}_{\tilde{y}}$ 是图 8 中示出的旋转坐标中的横向偏移; $\theta(s)$ 是椭圆形相对于实验室坐标旋转的角度; 如果 $x > 0$ 则 $\Theta(x) = 1$, 且如果 $x < 0$ 则 $\Theta(x) = 0$; 函数 $a(s)$ 、 $b(s)$ 、 $\mu_x(s)$ 、 $\mu_y(s)$ 、 $\alpha_x(s)$ 、 $\alpha_y(s)$ 、和 $\theta(s)$ 可自洽地确定 (参看方程(2.11)-(2.15))。

对于自身电场和自身磁场, 对方程 (2.2) 和 (2.4) 求解以获得标量和矢量势:

$$\phi^s = \beta_b^{-1} A_z^s = -\frac{2qN_b}{a+b} \left(\frac{\tilde{x}^2}{a} + \frac{\tilde{y}^2}{b} \right). \quad (2.6)$$

对于具有轴周期长度为 S 的 3D 非轴对称周期性磁场, 可将其描述为基本模式,

$$\begin{aligned} \mathbf{B}^{ext}(\mathbf{x}) = B_0 & \left[\frac{k_{0x}}{k_0} \sinh(k_{0x}x) \cosh(k_{0y}y) \cos(k_0s) \hat{\mathbf{e}}_x \right. \\ & \left. + \frac{k_{0y}}{k_0} \cosh(k_{0x}x) \sinh(k_{0y}y) \cos(k_0s) \hat{\mathbf{e}}_y - \cosh(k_{0x}x) \cosh(k_{0y}y) \sin(k_0s) \hat{\mathbf{e}}_z \right], \end{aligned} \quad (2.7)$$

进一步将其展开到横向维度的最低阶数以得到:

$$\begin{aligned} \mathbf{B}^{ext}(\mathbf{x}) & \approx B_0 \left[\frac{k_{0x}^2}{k_0} \cos(k_0s) x \hat{\mathbf{e}}_x + \frac{k_{0y}^2}{k_0} \cos(k_0s) y \hat{\mathbf{e}}_y - \sin(k_0s) \hat{\mathbf{e}}_z \right] \\ & = B_0 \left[\cos(k_0s) \left(\frac{k_{0x}^2 \cos^2 \theta + k_{0y}^2 \sin^2 \theta}{k_0} \tilde{x} - \frac{k_{0x}^2 - k_{0y}^2}{2k_0} \sin(2\theta) \tilde{y} \right) \hat{\mathbf{e}}_{\tilde{x}} \right. \\ & \quad \left. + \cos(k_0s) \left(-\frac{k_{0x}^2 - k_{0y}^2}{2k_0} \sin(2\theta) \tilde{x} + \frac{k_{0x}^2 \sin^2 \theta + k_{0y}^2 \cos^2 \theta}{k_0} \tilde{y} \right) \hat{\mathbf{e}}_{\tilde{y}} - \sin(k_0s) \hat{\mathbf{e}}_z \right]. \end{aligned} \quad (2.8)$$

在方程 (2.7) 和 (2.8) 中,

$$k_0 = \frac{2\pi}{S}, \quad (2.9)$$

$$k_{0x}^2 + k_{0y}^2 = k_0^2. \quad (2.10)$$

3D 磁场由三个参数 B_0 , S 和 k_{0x}/k_{0y} 具体表示。

使用方程 (2.5), (2.6) 和 (2.8) 中的表达式, 可示出: 如果动态变量 $a(s)$ 、 $b(s)$ 、 $\mu_x(s) \equiv a^{-1}da/ds$ 、 $\mu_y(s) \equiv b^{-1}db/ds$ 、 $\alpha_x(s)$ 、 $\alpha_y(s)$ 、和 $\theta(s)$ 满足于广义束包络方程:

$$\frac{d^2a}{ds^2} + \left[-\frac{b^2(\alpha_x^2 - 2\alpha_x\alpha_y) + a^2\alpha_y^2}{a^2 - b^2} + \sqrt{\kappa_z} \frac{k_{0x}^2 - k_{0y}^2}{k_0} \cos(k_0s) \sin(2\theta) - 2\sqrt{\kappa_z} \alpha_y \sin(k_0s) \right] a - \frac{2K}{a+b} = 0, \quad (2.11)$$

$$\frac{d^2b}{ds^2} + \left[\frac{a^2(\alpha_y^2 - 2\alpha_x\alpha_y) + b^2\alpha_x^2}{a^2 - b^2} + \sqrt{\kappa_z} \frac{k_{0x}^2 - k_{0y}^2}{k_0} \cos(k_0s) \sin(2\theta) + 2\sqrt{\kappa_z} \alpha_x \sin(k_0s) \right] b - \frac{2K}{a+b} = 0, \quad (2.12)$$

$$\frac{d}{ds} (a^2 \alpha_y) - \frac{ab^3(\alpha_x - \alpha_y)}{a^2 - b^2} \frac{d}{ds} \left(\frac{a}{b} \right) - 2\sqrt{\kappa_z} \cos(k_0s) \frac{k_{0x}^2 \cos^2 \theta + k_{0y}^2 \sin^2 \theta}{k_0} a^2 - 2\sqrt{\kappa_z} a \frac{da}{ds} \sin(k_0s) a = 0, \quad (2.13)$$

$$\frac{d}{ds} (b^2 \alpha_x) - \frac{a^3 b(\alpha_x - \alpha_y)}{a^2 - b^2} \frac{d}{ds} \left(\frac{b}{a} \right) - 2\sqrt{\kappa_z} \cos(k_0s) \frac{k_{0x}^2 \sin^2 \theta + k_{0y}^2 \cos^2 \theta}{k_0} b^2 - 2\sqrt{\kappa_z} b \frac{db}{ds} \sin(k_0s) = 0, \quad (2.14)$$

$$\frac{d\theta}{ds} = \frac{a^2 \alpha_y - b^2 \alpha_x}{a^2 - b^2}, \quad (2.15)$$

其中

$$\sqrt{\kappa_z} \equiv \frac{qB_0}{2\gamma_b \beta_b mc^2} \quad \text{且} \quad K \equiv \frac{2q^2 N_b}{\gamma_b^3 \beta_b^2 mc^2}. \quad (2.16)$$

则满足平衡连续方程和力方程 (2.1) 和 (2.3)

方程(2.11)-(2.15)通过变换 $(s, a, b, a', b', \alpha_x, \alpha_y, \theta) \rightarrow (-s, a, b, -a', -b', -\alpha_x, -\alpha_y, \theta)$ 具有时间反演对称。这说明方程(2.11)-(2.15)描述的动态系统具有超对称平面 $(a', b', \alpha_x, \alpha_y)$ 。

开发了数值模型以解出广义包络方程(2.11)-(2.15)。即, 总共有七个函数 $a(s)$ 、 $b(s)$ 、 $a'(s)$ 、 $b'(s)$ 、 $\alpha_x(s)$ 、 $\alpha_y(s)$ 、和 $\theta(s)$ 待解。对于匹配解, 动态系统的时间反

演对称要求 $(a', b', \alpha_x, \alpha_y)$ 在 $s = 0$ 时为零, 因此, 仅仅对应于匹配解的三个初始值 $a(0)$ 、 $b(0)$ 、和 $\theta(0)$ 需要通过使用牛顿法来确定。对于选择了对应于: $k_{ox} = 3.22\text{cm}^{-1}$, $k_{oy} = 5.39\text{cm}^{-1}$, $\sqrt{k_z} = 0.805\text{cm}^{-1}$, $K = 1.53 \times 10^{-2}$ 的参数、且轴的周期长度 $S = 0.956\text{cm}$ 的非轴对称束系统, 广义包络方程的匹配解在图 9A-9E 中示出。

特别地, 图 9A 示出与函数 $a(s)$ 和 $b(s)$ 相关联的包络。图 9B 是旋转角 $\theta(s)$ 的曲线表示。图 9C 是示出速度 $\mu_x(s) \equiv \frac{1}{a} \frac{da}{ds}$ 的曲线。图 9D 是示出速度 $\mu_y(s) \equiv \frac{1}{b} \frac{db}{ds}$ 的曲线。图 9E 是示出 3D 非轴对称磁场中平坦、椭圆形、均匀密度带电粒子束的速度 $\alpha_x(s)$ 和 $\alpha_y(s)$ 相对于轴距离 s 的曲线。

从带电粒子二极管到聚焦通道的匹配在试验中可能不完美。如果失配不稳定, 则它可能破坏束。然而, 对微小失配束的研究表明对于微小失配包络是稳定的。

例如对于选择了对应于: $k_{ox} = 3.22\text{cm}^{-1}$, $k_{oy} = 5.39\text{cm}^{-1}$, $\sqrt{k_z} = 0.805\text{cm}^{-1}$, $K = 1.53 \times 10^{-2}$ 的系统参数, 且轴的周期长度 $S = 0.956\text{cm}$ 、 θ 具有 5% 的初始失配(即 $\theta(s=0) = \theta_{\text{匹配}}(s=0) \times (1.05)$)的非轴对称束系统, 包络和流速在图 10A-10E 中示出。

特别地, 图 10A 示出与函数 $a(s)$ 和 $b(s)$ 相关联的包络。图 10B 是旋转角 $\theta(s)$ 的曲线表示。图 10C 是示出速度 $\mu_x(s) \equiv \frac{1}{a} \frac{da}{ds}$ 的曲线。图 10D 是示出速度 $\mu_y(s) \equiv \frac{1}{b} \frac{db}{ds}$ 的曲线。图 10E 是示出 3D 非轴对称磁场中平坦、椭圆形、非均匀密度带电粒子束的速度 $\alpha_x(s)$ 和 $\alpha_y(s)$ 相对于轴距离 s 的曲线。

通过本文描述的技术, 可设计保持椭圆横截面的均匀密度、薄片状带电粒子束的非轴对称磁场聚焦通道。

可说明如何使来自非轴对称二极管的椭圆带电粒子束匹配到周期性四级磁场。在近轴近似中, 该周期性四级磁场描述为

$$\mathbf{B}^{\text{ext}} = \left(\frac{\partial B_x^q}{\partial y} \right)_0 (y\hat{\mathbf{e}}_x + x\hat{\mathbf{e}}_y). \quad (3.1)$$

匹配的概念在图 11 和 12 中示出。

图 11 示出磁聚焦参数的示例

$$k_q(s) = \frac{q}{\gamma_b \beta_b m c^2} \left(\frac{\partial B_x^q}{\partial y} \right)_0 \quad (3.2)$$

它关联于具有电荷 q 、静止质量 m 、和轴动量 $\gamma_b \beta_b m c$ 的带电粒子束的周期性四级磁

场。

图 12 示出如上所述的周期性四级磁场中脉冲椭圆束平衡的包络。

二极管的平衡态与周期性四级磁场的平衡态在 $s = 0$ 的匹配是可实现的，因为两个平衡态的横向密度分布和流速在 $s = 0$ 是相等的。特别地，横向粒子密度在束椭圆内一致且横向流速在 $s = 0$ 处为零。

而且，可说明如何如本文所述地使来自非轴对称二极管的椭圆带电粒子束匹配到非轴对称周期性永久磁场。在近轴近似中，非轴对称永久磁场由式 (2.8) 描述。匹配的概念在图 13 和 14 中示出。

图 13 示出磁场聚焦参数的示例

$$\sqrt{\kappa_z(s)} = \frac{qB_z(s)}{2\gamma_b\beta_b mc^2} \quad (4.1)$$

它关联于具有电荷 q 、静止质量 m 、和轴动量 $\gamma_b\beta_b mc$ 的带电粒子束的非轴对称周期性永久磁场。

图 14 示出非轴对称周期性永久磁场中平坦、椭圆束平衡态的包络。椭圆的角度呈现微小摆动。然而，这些摆动可通过使用磁场分布的更高纵向谐振来校正。

二极管的平衡态与非轴对称周期性永久磁场的平衡态在 $s = 0$ 的匹配是可实现的，因为两个平衡态的横向密度分布和流速是相等的。特别地，横向粒子密度在束椭圆内均匀，且横向流速在 $s = 0$ 处为零。

本文描述的匹配过程示出非轴对称二极管与带电粒子束的非轴对称磁场聚焦通道之间的高质量接口。

该束系统会在期望高亮度、低发射度、低温度的束的真空电子装置和粒子加速器中得到应用。

虽然本发明已对其若干较佳实施方式进行了说明和描述，但是在不背离本发明的精神和范围的情况下可对其形式和细节进行各种改变、删节和添加。

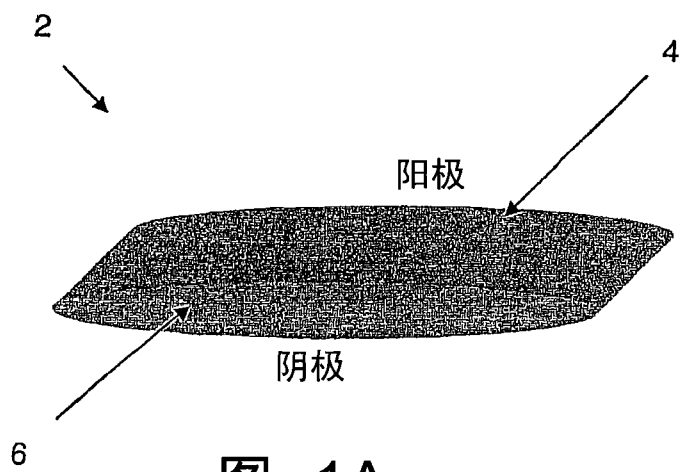


图 1A

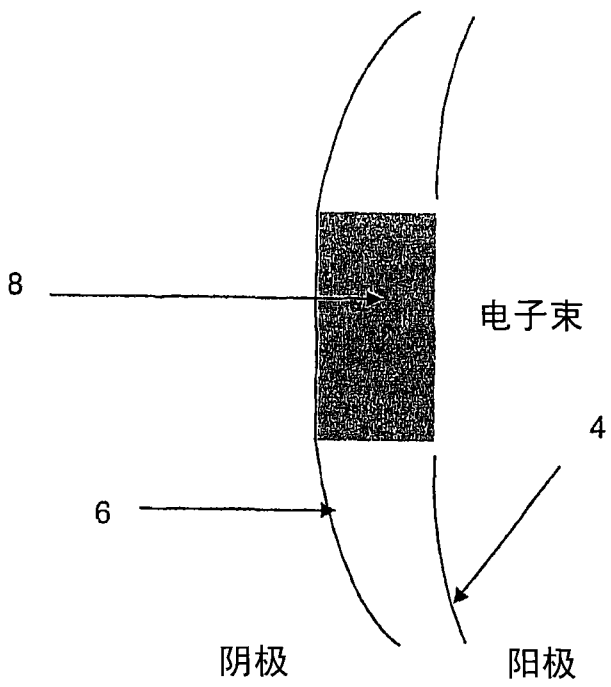


图 1B

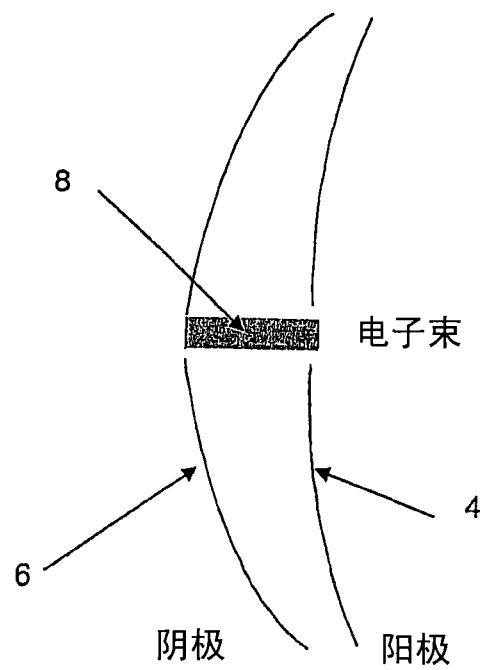


图 1C

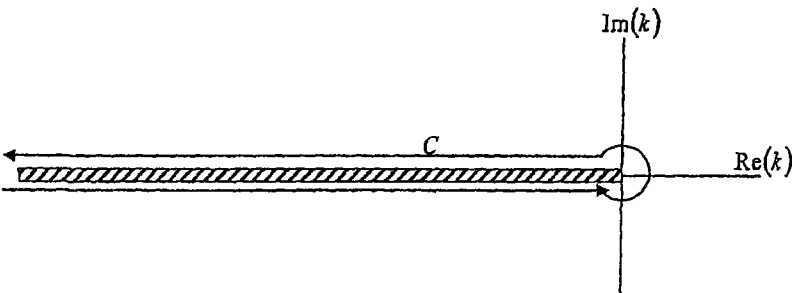


图 2

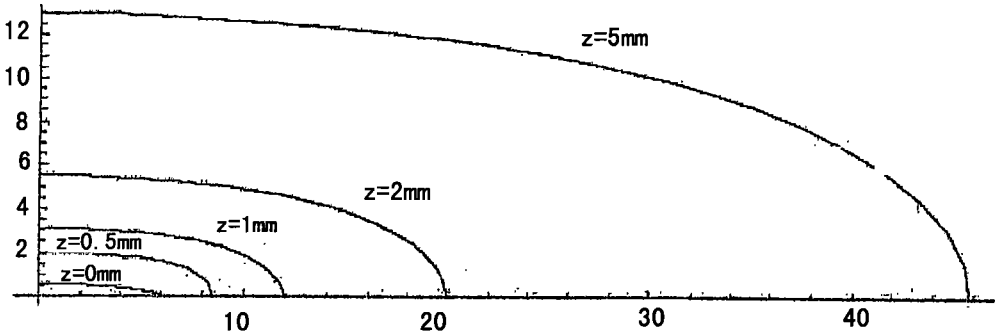


图 3

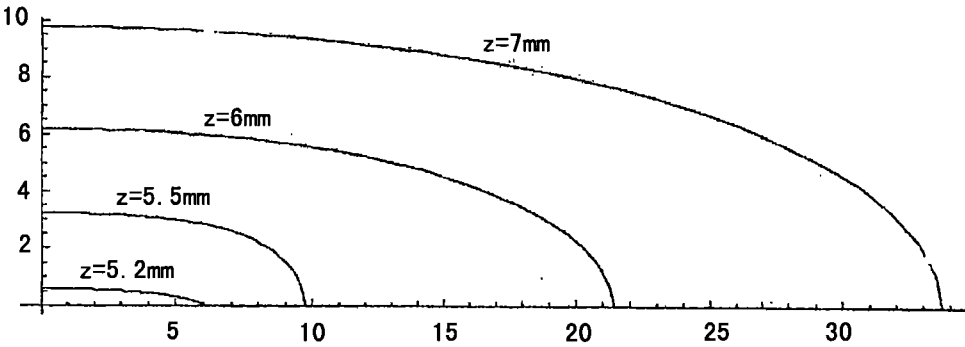


图 4

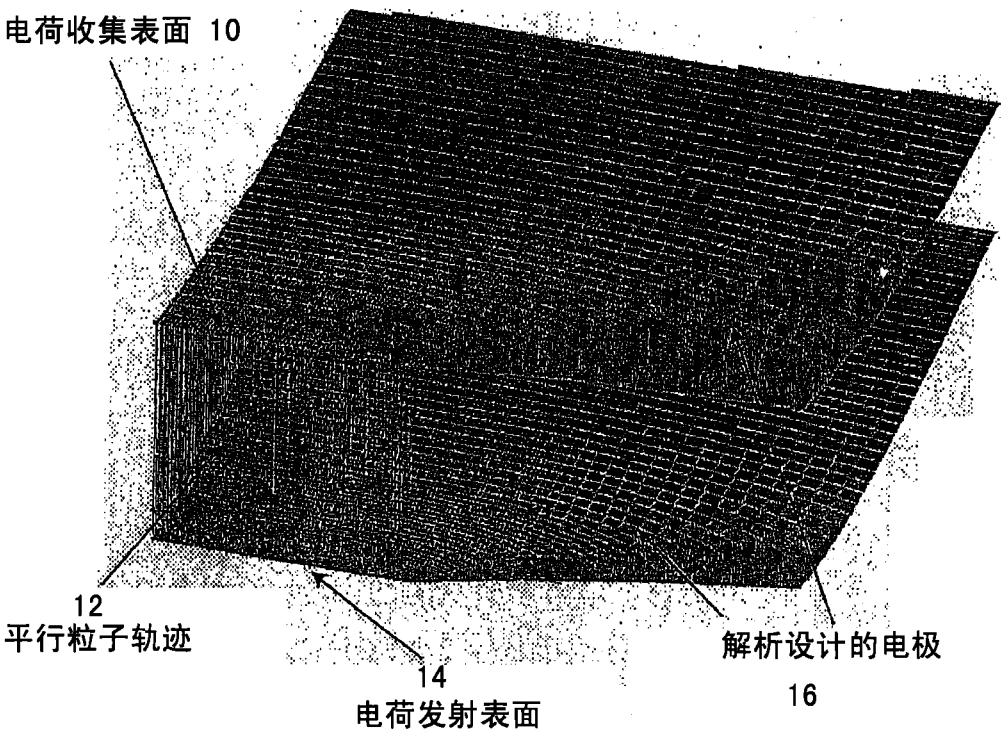


图 5

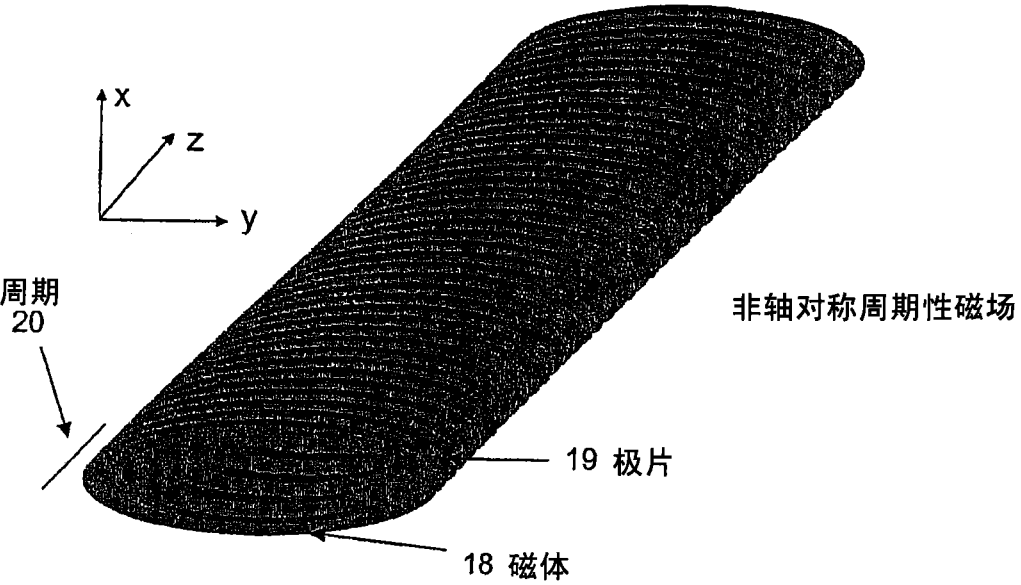


图 6

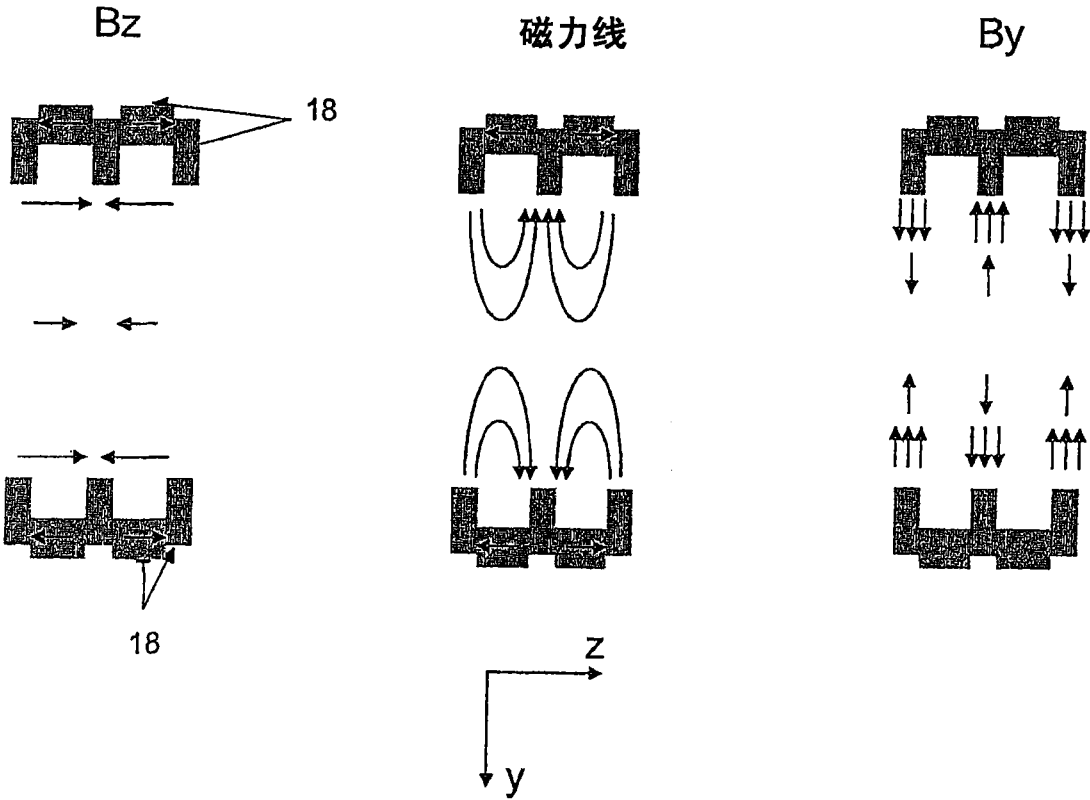


图 7

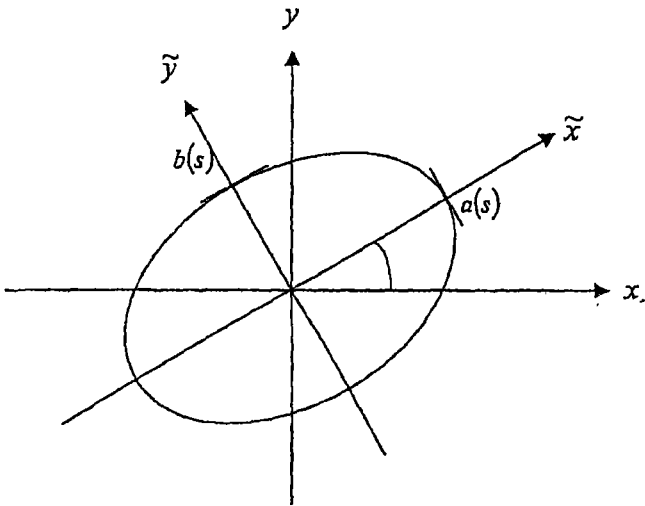


图 8

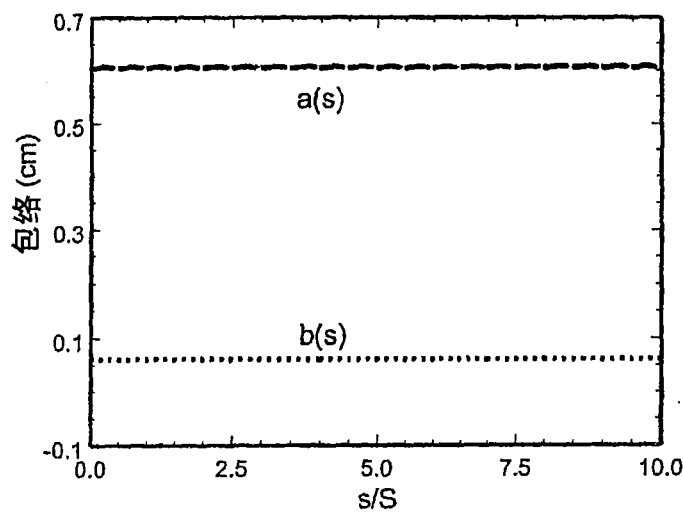


图 9A

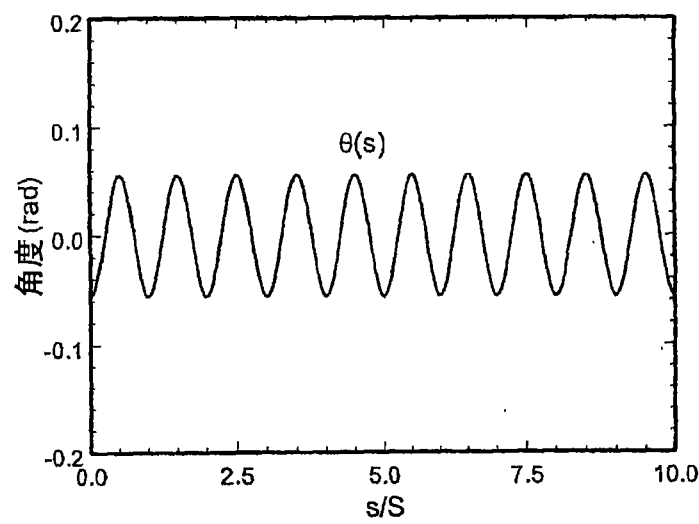


图 9B

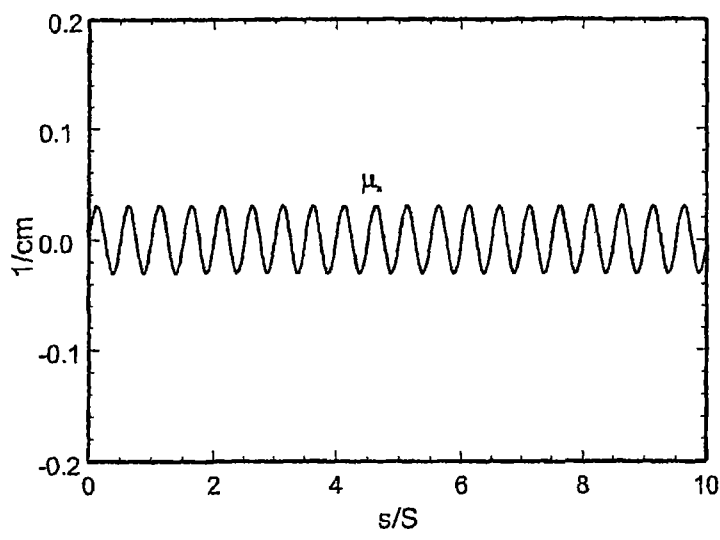


图 9C

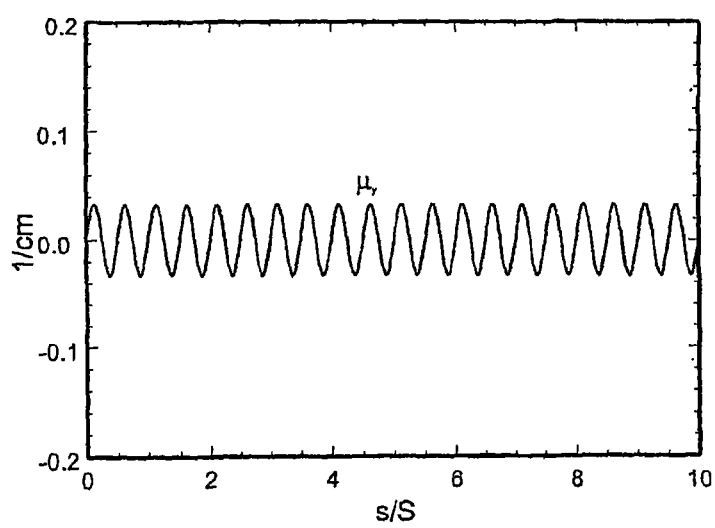


图 9D

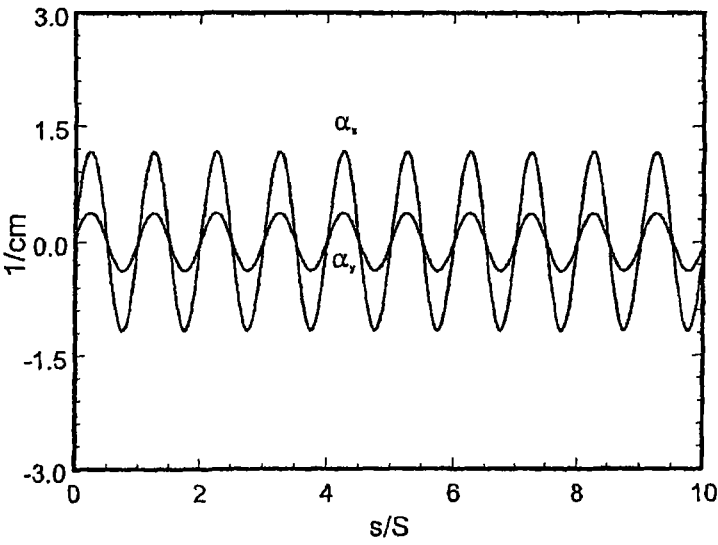


图 9E

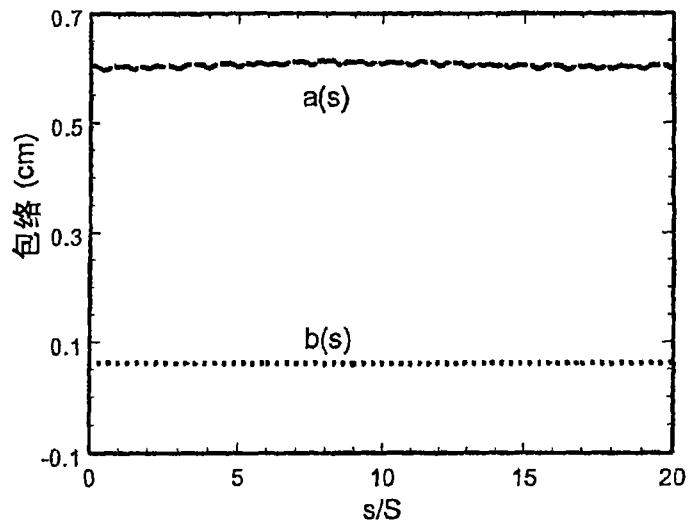


图 10A

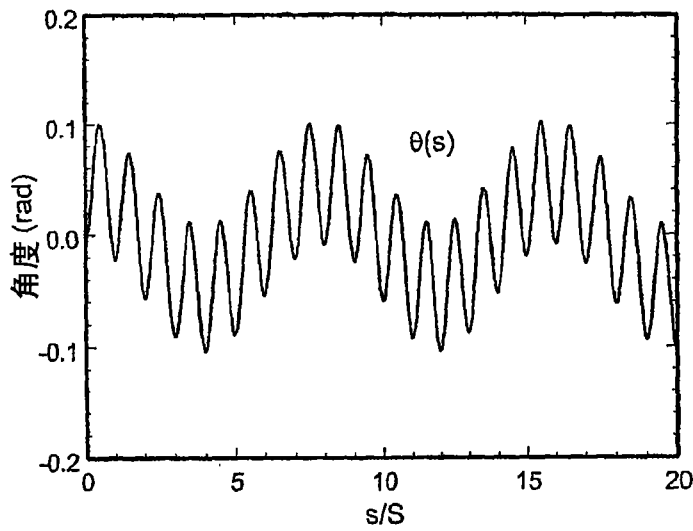


图 10B

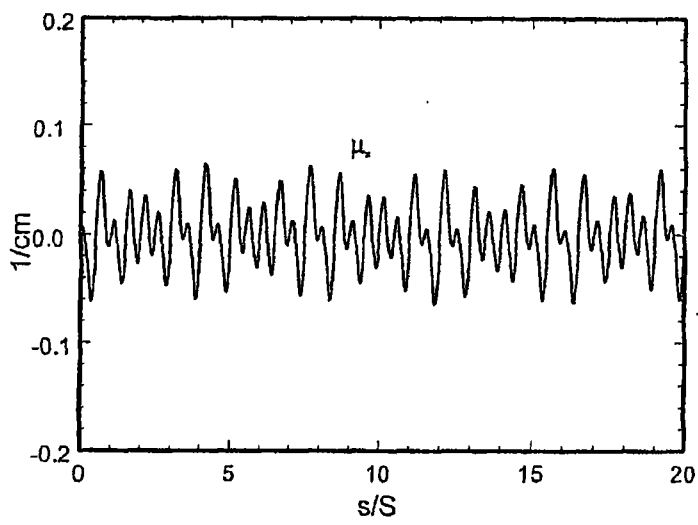


图 10C

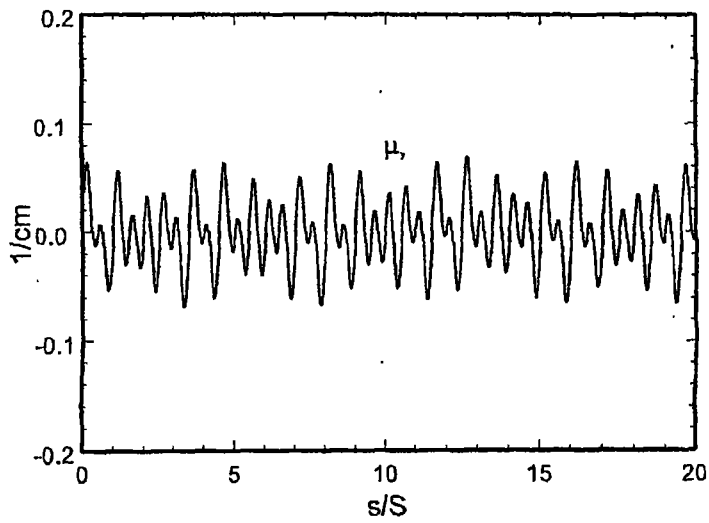


图 10D

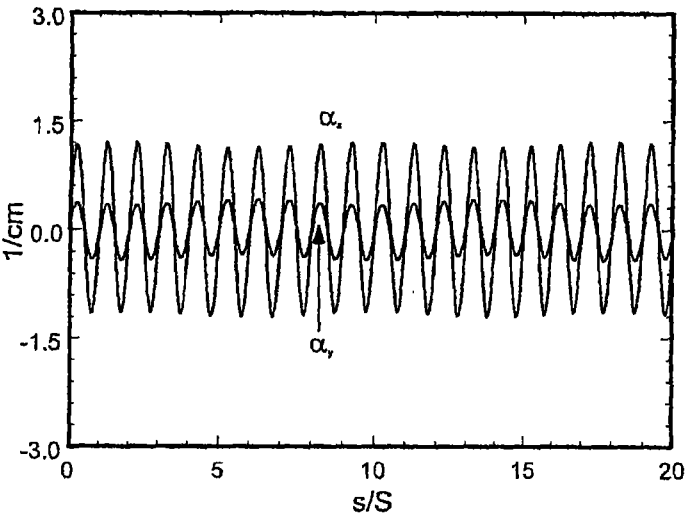


图 10E

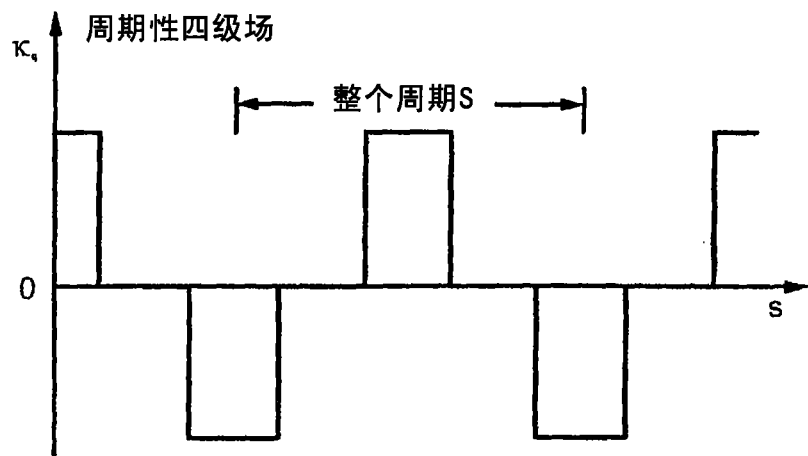


图 11

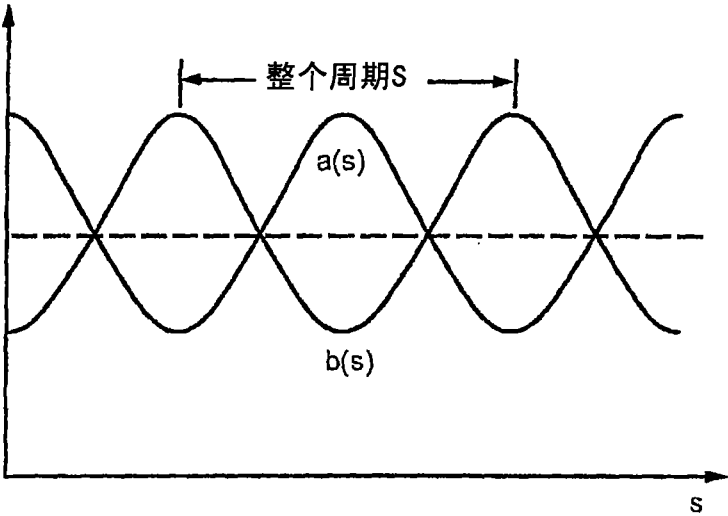


图 12

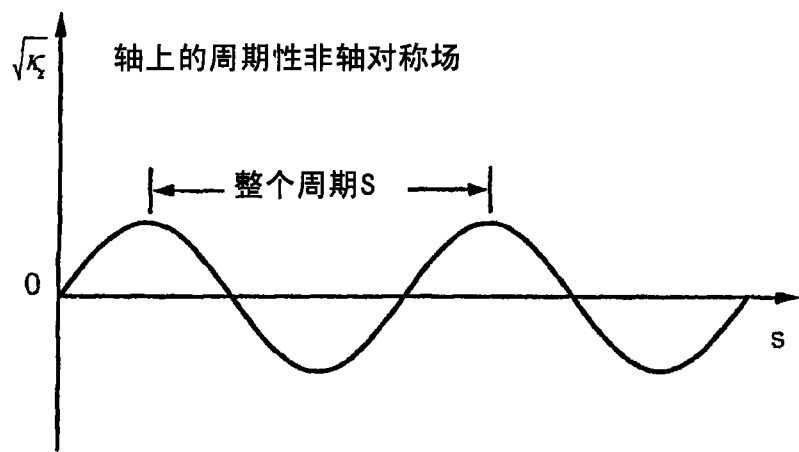


图 13

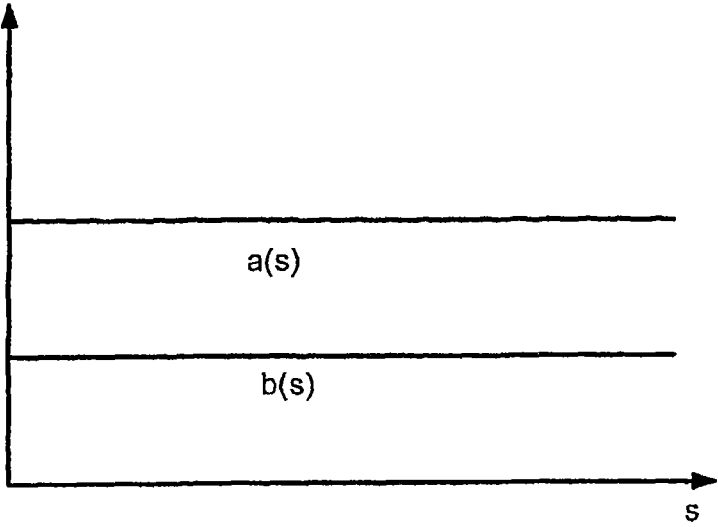


图 14