

[英] A. P. 班福德 著

带电粒子束的输运

DAIDIAN
LIZISHU
DE
SHUYUN



内 容 简 介

本书全面地介绍了束流输运的理论、实践及有关问题。详细讨论了束流的性质，矩阵法，加速器的引出束，束流的电磁偏转装置，四极透镜，特殊的输运装置…等问题。

The Transport of Charged Particle Beams

A. P. BANFORD

带电粒子束的输运

A. P. BANFORD

[英]A. P. 班福德著

刘经之 严声清 译
陆善堃 吕建钦

张修智 校
陈佳洱

原子能出版社出版

(北京2108信箱)

原子能出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

☆

开本787×1092 $1/32$ ·印张7 $1/4$ ·字数160千字

1984年6月 第一版·1984年6月 第一次印刷

印数1—1100·统一书号：15175·514

定价：0.92 元

序 言

人们引进四极透镜并认识到刘维定理和相空间的重要意义已有十多年了，现在束流输运已发展成为一个独立的专业科目。这期间发表了许多论文、报告和实验报告，还有一些评论性文章。然而，据我所知，专就束流输运的理论、实践及有关问题编写的书，这还是第一本。在为本书广泛收集和调研文献的过程中，发现有许多工作是重复或近于重复的，其量之多使我吃惊。为了减少这种重复，我在本书中概括了七百篇以上的参考文献资料。

这本书首先是为加速器粒子束的设计者和用户写的，同时我也力图尽量广泛地照顾到其他读者的要求。我在书中用了较长的篇幅讨论诸如基本矩阵理论等问题，以期对从事加速器运行和电子束器件研制等有关领域工作的人员也有所帮助，尽管这样的写法可能使专家们厌烦。对于物理系和电机系的高年级学生，本书的一些章节不仅可作核子技术的补充教材，而且可使他们相信经典的物理概念在近代物理中继续起着重要作用。

列于分类资料目录中的评述性文章，多数集中于高能束的输运。为了平衡起见，我试图加入诸如聚束磁铁、静电四极透镜等只宜在低能下应用的设备。尽管本书的内容力求全面，但就所关心的专门部件而言，我仍集中于那些今天在实践中实际使用的装置。在理论方面，我尽力指明关于有限发散度束流的工作的许多重要结论。个人经验表明，许多初学者常常把带电粒子的输运仅仅作为“可见光光学”的延伸，结果导致种种令人窘困的错误结论。

本书的原材料，不消说，来自数百位作者发表的论文。

对于所有作者我都致以谢意。除了少量重要的例外，我没有引用未公开发表的实验室内资料。这些著作不供随意引用，因而也不包括在文献目录之中（在书中我写下了一些这样的材料，认为是我个人最大的过失）。我能有幸利用卢瑟福实验室的藏书及报告，对此及提供的其他方便，我要感谢秘书 J. M. 瓦伦丁 (Valentine) 博士。我深切地感谢 E. J. 伯吉 (Burge) 博士，是他使我明白了需要对这一问题作专门的论述，而且在工作的每个阶段上他都给予慷慨地支持并提出了许多忠告。在同 J. R. 瓦尔什 (Walsh) 先生的一系列讨论中我得到不少好处。感谢 I. 贝迟勒 (Batchlor) 夫人迅速而准确地打印了手稿。我还要感谢我的妻子琴 (Jean)，她画了许多图，而且每当我厌倦丧失信心时，她总是鼓励我不停息地工作下去。

作者

于英国旺蒂奇

1965年8月

目 录

序 言

第一章 绪论	(1)
1·1 单位制	(1)
1·2 电场	(2)
1·3 磁场	(3)
1·4 相对论力学	(5)
1·5 几种常见粒子的有关数据	(9)
第二章 束流的性质	(11)
2·1 相空间	(11)
2·2 刘维定理	(12)
2·2·1 由刘维定理导出的束流输运定律	(14)
2·2·2 发散度和接受度	(16)
2·2·3 实际或明显的违背刘维定理的情况 ...	(18)
2·3 有限发散度束流的性质	(21)
2·3·1 相空间平行四边形	(21)
2·3·2 相空间椭圆的由来	(22)
2·3·3 在无场区中标准束流的包迹	(26)
2·3·4 薄透镜对标准束的作用	(28)
2·3·5 在透镜与漂移长度组合系统中的标准束	(29)
2·4 点源光学-零发散度束流	(33)
第三章 矩阵法	(36)
3·1 基本的矩阵代数	(36)
3·2 对称系统的矩阵	(38)

3.3	由刘维定理导出的单位行列式	(40)
3.4	简单光学元件的矩阵表示法	(42)
3.4.1	无场漂移空间	(42)
3.4.2	薄透镜	(43)
3.4.3	薄透镜的光学成象	(43)
3.4.4	对一般 2×2 矩阵的解析	(44)
3.5	矩阵中零元的意义	(45)
3.5.1	光学成象与尺寸准直	(45)
3.5.2	角度准直	(45)
3.5.3	望远镜系统	(46)
3.6	腰对腰输运	(47)
3.6.1	用一个薄透镜作腰对腰输运	(48)
第四章	加速器的引出束	(50)
4.1	离子源	(50)
4.1.1	离子源的类型	(51)
4.1.2	离子源束流的发散度	(52)
4.2	粒子在加速过程中的运动	(55)
4.3	圆形(轨道形)加速器的束流引出	(58)
4.3.1	散射引出和置靶	(58)
4.3.2	静电偏转	(59)
4.3.3	加速器共振的应用	(60)
4.3.4	再生引出	(60)
4.3.5	皮肖尼系统	(61)
4.4	发散度的测量	(62)
第五章	束流的电磁偏转装置	(70)
5.1	在磁场中的运动	(70)
5.1.1	在磁场内的径向运动	(70)

5.1.2	在磁场内的纵向运动	(74)
5.1.3	在磁铁边缘附近的径向运动	(75)
5.1.4	在磁铁边缘附近的纵向运动	(77)
5.1.5	垂直入射与垂直出射的均匀场磁铁 ...	(79)
5.1.6	有倾斜入射面和出射面的均匀场磁铁- 楔形磁铁	(82)
5.1.7	非均匀磁场 ($n \neq 0$)	(85)
5.1.8	束流中的动量展宽效应	(86)
5.1.9	磁铁的边缘场	(90)
5.1.10	磁铁设计	(91)
5.2	在静电场中的运动	(94)
5.2.1	均匀电场	(94)
5.2.2	径向电场	(95)
5.2.3	电场的形成	(99)
5.3	复合电磁场	(99)
5.4	能谱计与摄谱仪	(100)
第六章	四极透镜	(105)
6.1	四极场	(105)
6.2	粒子在磁四极场中的运动	(107)
6.2.1	粒子在聚焦平面中的运动	(108)
6.2.2	粒子在散焦平面中的运动	(111)
6.3	粒子在静电四极场中的运动	(112)
6.3.1	粒子在聚焦平面中的运动	(113)
6.3.2	粒子在散焦平面中的运动	(113)
6.4	四极透镜的设计	(114)
6.5	透镜的物理长度和有效长度	(117)
6.6	磁透镜与静电透镜的比较	(118)

6·7	四极透镜的组合·····	(120)
6·7·1	双元四极透镜·····	(120)
6·7·2	三元四极透镜·····	(123)
6·7·3	四极透镜的周期组合·····	(125)
6·8	象差·····	(129)
6·9	特殊设计的四极透镜·····	(131)
第七章	特殊运输装置 ·····	(138)
7·1	粒子分离器·····	(138)
7·1·1	交叉场分离器·····	(139)
7·1·2	射频分离器·····	(142)
7·1·3	其他分离方法·····	(145)
7·2	六极磁铁·····	(145)
7·3	用螺旋管聚焦·····	(147)
7·4	自旋方向的控制·····	(152)
7·5	束流导向·····	(153)
7·6	准直·····	(155)
7·7	能量衰减器·····	(157)
7·8	束流的清除·····	(158)
7·9	轴向运动的控制·····	(159)
7·9·1	射频散相匀能器·····	(159)
7·9·2	聚束磁铁·····	(162)
7·10	束导 ·····	(165)
7·11	束角 ·····	(166)
7·12	用轴向电流聚焦 ·····	(167)
7·13	束分裂 ·····	(167)
7·14	高磁场 ·····	(168)
第八章	束流输运线的设计方法 ·····	(174)

8.1 未经分析的束流线·····	(174)
8.1.1 数值计算·····	(176)
8.1.2 专用图表·····	(179)
8.1.3 模拟计算机·····	(181)
8.1.4 数字计算机程序·····	(183)
8.2 动量选分系统·····	(185)
8.3 消色差系统·····	(188)
8.4 分离束的设计·····	(190)
第九章 运行中的束流系统 ·····	(195)
9.1 未经分析的束流线·····	(195)
9.1.1 从直线加速器和直流加速器中 引出的束流·····	(195)
9.1.2 从圆形加速器中引出的束流·····	(198)
9.2 消色差系统·····	(199)
9.3 分离束流线·····	(201)
9.4 μ 子束流线 ·····	(203)
第十章 安装、调试和运行 ·····	(209)
10.1 准直合轴 ·····	(209)
10.2 悬浮导线模拟 ·····	(210)
10.3 供电系统 ·····	(212)
10.4 磁场测量 ·····	(214)
10.5 真空系统、气包和束窗 ·····	(214)
10.6 束流大小和位置的测定 ·····	(216)
10.7 辐照问题 ·····	(218)

第一章 绪 论

支配带电粒子束输运装置运行的物理定律为数并不多，而且形式也都很简单。其中大多数已为有必要阅读此书的人所熟知。但在本书的第一章中我们所以要略加叙述，一方面为了便于参考，另一方面则是为了引进一些标记符号和计量单位。在后面各章中，凡有必要参考前面各章节之处，书中皆已注明，所以，对有些读者来说，可以直接阅读第二章。在那里，我们引入了刘维定理和相空间的概念，并依此表明，带电粒子束的输运并不像一般人想像的那样，仅仅是可见光光学的推广。

1.1 单 位 制

带电粒子在电场和磁场中要受到力的作用，在叙述这些力的关系式之前，我们先把以后要采用的单位制讨论一下。在束流输运工作中，没有一种单位制是通用的，所以在文献中，我们会遇到各种各样的规定，这里也很难强使其统一起来。本书将采用的可能是一种应用最广的单位制，即厘米-克-秒制 (c. g. s 制)。少数作者愿意使用米-千克-秒制 (M. K. S 制)，另外，还有人喜欢用英制长度单位，所以如在表示磁场梯度时，我们会遇到高斯英寸这样的单位。至于电量单位，我们将会看到，若用电子伏表示能量，用 gauss-cm (高斯-厘米) 或 MeV/c 表示动量，则在最终的公式中将不会明显的包含粒子的电荷。

1.2 电 场

电荷为 e 的粒子在电场 E 中所受的力 F_E 具有与电场相同的方向且其数值为

$$F_E = eE \quad (1.1)$$

利用该式和牛顿第二定律，我们就可以建立粒子在任一已知场中的运动方程。这种方程原则上是可解的，由此可给出粒子的位置，在这里，粒子的位置是时间或某种待分析设备的轴向距离的函数。在束流输运工作中，束流偏离中心射线的偏角一般都是很小的，所以可以应用傍轴法，即近似采用 $\sin\theta \approx \theta$ 。另外，如果我们把场在平衡轨道附近作泰勒展开并利用二项式定理，那就可使运动方程线性化。例如，在 5.2.2 节中，我们就用这种方法研究了粒子在静电偏转装置中心平面上的运动。如果在偏离平衡轨道的位移中只保留一次项，则方程常常可被简化为 $\ddot{r} = \pm Kr$ 的形式。我们知道，这种方程的解是圆函数或双曲函数。

在线性化过程中，经常利用无电荷空间的麦克斯韦尔方程 $\text{div}E = 0$ 。因为与我们有关的几乎只是聚焦装置和偏转装置，而其中的场与沿平衡轨道的距离无关，所以，在 x 和 y 皆与运动方向垂直的情况下，在笛卡尔坐标系中，方程 $\text{div}E = 0$ 简化为：

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} = 0 \quad (1.2)$$

而在圆柱坐标系中，则为

$$\frac{\partial}{\partial r}(rE_r) + \frac{\partial}{\partial z}(rE_z) = 0 \quad (1.3)$$

我们所以用电子伏作为带电粒子的能量单位，是因为我

们研究的大多数粒子所带的电荷，其数值常常等于一个电子的电荷。当一个电荷为 e 的粒子横过电位差 V 而被加速时，获得的能量 W 为

$$W = eV \quad (1.4)$$

如果 e 为电子的电荷， V 为一伏，则能量就是一电子伏，其数值等于 1.6×10^{-12} 尔格。还常用 keV（千电子伏）和 MeV（兆电子伏），并把 10^9 eV 叫做 BeV 或 GeV（B 是 Billion——千兆的缩写，用于美洲大陆，G 是 Giga 的缩写，用于其他各地）。对于多电荷粒子，例如带三倍于电子电荷的粒子，必须注意，当它通过一伏的电位差时，它要得到 3eV 的能量。至于与能量 W （以 eV 为单位）相对应的速度，当然还要决定于粒子的质量。由于在这当中还可能包括相对论效应的问题，所以我们将推迟到 1.4 节中对此进行讨论。

1.3 磁 场

严格的说，这里说的磁场应该叫做“磁感应场”，用符号 B 表示，其单位为高斯，因为实质上是这个感应场决定着给带电粒子的作用力。用奥斯特为单位量度的磁场强度是一种理论上的抽象。但是，为简便起见，磁感应场常被称作磁场而且用 H 来表示。在本书中我们也将沿用这种作法并用高斯作为磁场 H 的量度单位。

在磁场中，作用于带电粒子上的力要比在电场中更复杂一些。首先，这里的作用力与粒子的速度有关，其次是力的方向垂直于磁场方向（由北极至南极）和粒子运动方向所组成的平面。力的方向并随之而得的加速度的方向可根据夫累

铭左手定则 确定（见图 1·1）。在场 H 中，作用力 F_H 的数值可由下式给出：

$$F_M = Hev \quad (1.5)$$

其中 v 是垂直于 H 的速度分量。如果把 (1.5) 式 写为 向量叉乘的形式，则可把夫累铭定则规定的方向特性表示出来

$$\mathbf{F}_M = e\mathbf{v} \times \mathbf{H}$$

但在本书中我们不用这种形式，因为在分析束流输运部件时，向量的方法不仅没有什么优越性，反而会使书写过分繁杂。

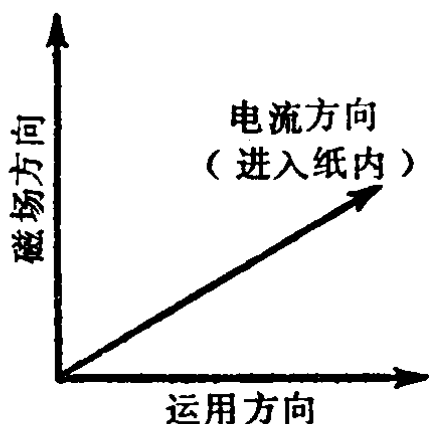


图1·1 决定正粒子在磁场中受力方向的夫累铭左手定则。场的方向是由N极到S极。对于负粒子，其电流方向与运动方向相反

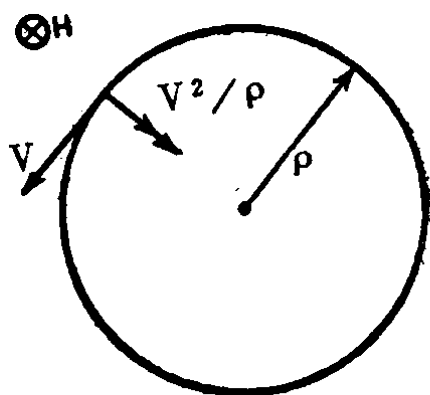


图1·2 正粒子在均匀磁场（垂直进入纸面）中的圆形轨道。双箭头表示向心加速度

由上述可见，平行于 H 运动的粒子是不受磁场的作用的，而且，与电场的情况相反，粒子的能量不会由于静磁场的作用而发生变化。

利用下列二方程之一，即无电流区与无磁极区的麦克斯韦尔方程

$$\text{cur}/H = 0 \quad \text{或} \quad \text{div}H = 0$$

并用上节中处理电场的方法，可以把运动方程线性化。

如果仅限于前述之二维空间的情况，则在笛卡尔坐标系中，方程 $\text{curl}/H = 0$ 可以简化为

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = 0 \quad (1.6)$$

而在圆柱坐标系中则为

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = 0 \quad (1.7)$$

我们先来研究一下粒子在不随时间变化的均匀磁场中的运动，因为这可以使我们用磁刚度来表示粒子的动量。一个速度为 v 并在与均匀磁场 H 垂直的方向上运动的粒子，它所受的力为 $H_{\perp} v$ 。由于这个力随时都与粒子的运动方向垂直，所以粒子不能从磁场中获得能量，而只能被迫沿圆形轨道运动（见图 1.2）。因为向心加速度等于 v^2/ρ ，则根据牛顿第二定律可得

$$H_{\perp} v = mv^2/\rho \quad \text{或} \quad H\rho = mv/e \quad (1.8)$$

其中 m 是粒子的相对论质量（见下面 1.4 节）， ρ 为圆形轨道的半径。乘积 mv 为粒子的动量，当电荷给定时， mv 同样可用乘积 $H\rho$ 来表示。一般常把这一数值用括号括起来写为 $(H\rho)$ ，称其为磁刚度。

在下一节中，我们将讨论一些相对论关系式，关于与各种动量相对应的速度问题，也像对电子伏一样，一起推到下节末尾去解决。

1.4 相对论力学

在我们所研究的粒子中，除能量特别低的情况外，其他粒子的速度皆可与光速相比。因此，我们必须在能量、动量和速度之间应用相对论关系式。在这里，我们将不加证明的

陈述这些关系式，同时还将表明，在速度特低时，这些关系式就简化为由基础力学所熟悉的形式。一个质量为 m_0 的粒子其静止能量 W_0 由下式给出

$$W_0 = m_0 c^2 \quad (1.9)$$

其中 c 是光在真空中的速度。如果粒子的动能为 T ，则其总能量 W 即为 $W_0 + T$ 。这样，粒子就有了一个有效质量或相对论质量，并表示为

$$W = W_0 + T = mc^2 \quad (1.10)$$

由此可见， m 与能量有关， m_0 为静止质量。在本章末，我们列出了一些粒子的 W_0 值。

动量 p 是根据相对于观察者的速度确定的，其表达式为

$$p = mv \quad (1.11)$$

如上所述，这里的 m 本身也与速度有关。

最后，我们引入能量和动量之间的相对论关系式，即

$$W^2 = W_0^2 + p^2 c^2 \quad (1.12)$$

将 (1.9)，(1.10) 和 (1.11) 各式代入 (1.12) 式，就可以导出一个用 m_0 和 v 表示 m 的关系式

$$m = m_0 (1 - v^2/c^2)^{-\frac{1}{2}} = m_0 (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} = m_0 \gamma \quad (1.13)$$

在这里，我们引入并定义了两个无量纲的量

$$\beta = v/c; \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} = m/m_0 = 1 + T/W_0 \quad (1.14)$$

对于静止粒子， $\beta = 0$ ， $m = m_0$ 及 $\gamma = 1$ 。但是，不管动能 T 多高， β 总不能超过 1，而在接近这一相对论极限时，动量 T 的增大表现为 m 的增大，而速度的变化是很小的。

利用二项式定理可以得到上述各关系式在低速度时的形式。从 (1.14) 式我们可得

$$T = m_0 c^2 \left[-1 + \left(1 + \frac{\beta^2}{2} + 3\frac{\beta^4}{8} + \dots \right) \right]$$

$$= \frac{1}{2} m_0 v^2 + 3m_0 v^2 \beta^2 / 8 + \dots$$

此式中的第一项即为 T 的一般非相对论表达式。当 $\beta = 0.115$ 时 ($\gamma = 1.007$, 相当于 6.6 MeV 的质子或 3.5 keV 的电子), 非相对论 T 比相对论 T 低 1%; 而当 $\beta = 0.258$ 时 ($\gamma = 1.03$, 相当于 31 MeV 的质子或 17 keV 的电子), 低 5%。图 1.3 是 β 随 γ 的变化曲线。由该图可以看到, 当能量很高时, β 渐近于 1。当 $\gamma = 7.1$ 时 (相当于 6.7 GeV 的质子或 3.6 MeV 的电子), β 值比其极限值 $\beta = 1$ 小 1%; 而当 $\gamma = 3.1$ 时 (相当于 2.9 GeV 的质子或 1.6 MeV 的电子), 低 5%。

$$W^2 = W_0^2 + p^2 c^2$$

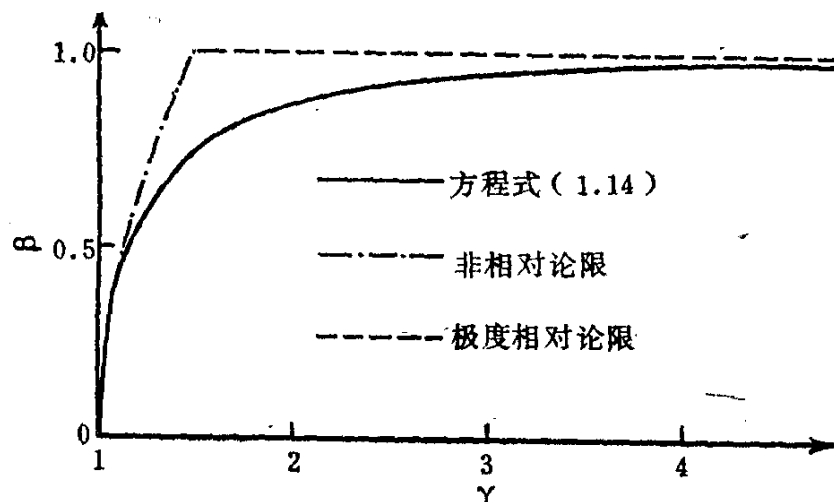


图1.3 由1.14式导出的速度-能量曲线

图中表明, 曲线逐渐接近于 $\beta = 1$ 。

按照同样的方法，也可把表示动量的关系式 (1.11) 写为

$$p = m_0 v \gamma = m_0 v + \frac{1}{2} m_0 v \beta^2 + \dots \quad (1.15)$$

当 $\beta = 0.14$ ($\gamma = 1.01$ ，相当于 9.4MeV 的质子或 5keV 的电子) 时，非相对论形式的动量 $m_0 v$ 比上式中的 p 低 1%，而当 $\beta = 0.32$ ($\gamma = 1.05$ ，相当于 47MeV 的质子或 25keV 的电子) 时，低 5%。

将能量-动量方程 (1.12) 重加整理后可写为

$$p^2 c^2 = T(2W + T)$$

而当 $T \ll W_0$ 时，写作

$$p = (2mT)^{1/2} = (2W_0 T)^{1/2} / c$$

当粒子的速度很高时，该式的精度也是很高的。例如，当 $\beta = 0.272$ ($\gamma = 1.04$ ，相当于 38MeV 的质子或 20keV 的电子) 时，其误差为 1%；而当 $\beta = 0.552$ ($\gamma = 1.20$ ，相当于 190MeV 的质子或 100keV 的电子) 时，误差为 5%。

(1.11) 式的极度相对论形式为

$$pc = T + W_0$$

由此得出的 p 值，在 $\gamma = 100$ 时（相当于 94GeV 的质子或 50MeV 的电子）高 1%，而当 $\gamma = 20$ 时（相当于 19GeV 的质子或 10MeV 的电子）高 5%。图 1.4 绘出了相对论能量-动量关系曲线，同时还示出了高能及低能限。

如果能量用 MeV 来量度，则由方程 (1.12) 可见，动量就要用 MeV/c 作单位。另外，再考虑到 $(H\rho)$ (见 (1.8) 式) 和电子伏 (见 (1.4) 式) 的定义，即得

$$p(\text{MeV}/c) = 3 \times 10^{-4} (H\rho) \quad (\text{高斯-厘米}) \quad (1.16)$$

利用三角函数关系，可使计算相对论能量、动量和速度