

Accelerator

加速器保健物理

Physics

[美] H. W. 帕特森 R. H. 托马斯 著

原子能出版社

内 容 简 介

《加速器保健物理》内容丰富，对加速器辐射基本特性，基本粒子及其与物质的相互作用，辐射场的测量与辐射探测器，加速器的屏蔽，加速器的感生放射性及加速器保健物理纲要的实施等均有较详细的阐述并附有十二个测量实验的技术指南。本书是加速器辐射防护方面的一本很好的参考书，不但对这一领域的初学者有指导作用，而且对有一定经验的专业工作者也有参考价值。本书可供加速器操作人员，加速器辐射防护人员，及大专院校有关专业师生使用。

Accelerator Health Physics

H. Wade Patterson Ralph H. Thomas

ACADEMIC PRESS, INC. 1973

加速器保健物理

H. W. 帕特森 R. H. 托马斯 著

刁会昌 王义民 杜德林 等译

王义民 等校

原子能出版社出版

(北京 2108 信箱)

北京印刷一厂印刷

(北京西便门)

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

☆

开本 $787 \times 1092 \frac{1}{16}$ ·印张 24·字数 476 千字

1983年 月第一版·1983年 月第一次印刷

印数 1— ·统一书号: 15175·507

定价: 2.95元

写给“加速器保健物理”中文译本

我们怀着骄傲和愉快的心情，听说“加速器保健物理”将要翻译成中文出版。

本书是从事粒子加速器工作四十余年经验的结晶，更重要的是本书曾在劳伦斯·伯克利实验室 1967—1971 年间举办的一系列培训班上得到了进一步提高。

劳伦斯·伯克利实验室是在美国和西欧对加速器辐射问题产生浓厚兴趣的时期举办这些培训班的。在这一时期内，还召开了几个学术会议——布鲁克海文（1965 年）、伯克利（1967 年）和斯坦福（1969 年）。会上发表的学术论文是极有用的资料。

国际上对加速器辐射问题一直十分重视。1962 年 1 月，法国在巴黎主持召开了第一届高能粒子加速器屏蔽国际会议。1971 年，欧洲核研究中心组织了高能加速器和宇宙射线问题的国际会议。1977 年，日本筑波的高能物理国家实验室组织了一次有关加速器屏蔽的学术会议。

劳伦斯·伯克利实验室培训班的精神正在 Ettore Majorana 科学文化中心（西西里，埃里斯）得到继续发扬。在这个研究中心里，由国际辐射损伤和防护学校主持，于 1975 年举办了高能辐射剂量学和防护培训班；1977 年，举办了用于辐射迁移和剂量学的计算机技术培训班；1979 年，举办了剂量学和辐射防护在医学上新进展的培训班。我们很高兴地想到国际辐射损伤和防护学校的校长 A. 林迪博士，在我们办班的那个时期，就是劳伦斯·伯克利实验室保健物理小组的成员，当时他还亲自为培训班作过几次学术报告。

由于加速器保健物理学科的发展，国际上出现了好几种教科书。在此应该特别提及的有巴比尔写的“感生放射性”，弗雷塔格写的“高能辐射防护”，以及扎伊采夫、柯莫茨可夫和苏切夫合著的“加速器屏蔽”。近来，一些国家和国际机构都表示它们对加速器辐射问题感兴趣。1977 年，美国国家辐射防护审议会发表了第 51 号报告——“用于 0.1—100 MeV 粒子加速器设施的辐射防护设计规范”。1978 年，国际辐射单位与测量委员会发表了第 28 号报告——“有关高能粒子相互作用和剂量学的基本问题”；1979 年，国际原子能机构发表了“电子直线加速器运行中的辐射安全问题”的报告。

世界各国都重视加速器保健物理，这极大地鼓舞着我们，因为我们认为，在加速器上遇到的问题乃是辐射防护中最复杂的问题。因此，透彻了解加速器的辐射现象可为保健物理学家提供可靠的基础，无论他（她）在环境监测、个人剂量学、屏蔽研究、医学物理，或在反应堆物理等领域内，将从事那一项基础研究。

1978 年 1 月，一个科学代表团参观了劳伦斯·伯克利实验室，并听取了我们在加速器保健物理方面所作的经验介绍。劳伦斯·伯克利实验室的保健物理培训班，在某种意义上讲，又重新恢复了，这是这次访问的一个成果。1980 年，孙岳和吴靖民两位学者在劳伦斯·伯克利实验室工作期间，除进行其它活动外，曾参加了同过去很类似的培训班。我们就“加速器保健物理”一书的许多问题，同这两位学者进行了讨论，他们建议把这本书翻译成中文，以便于中国学生阅读。这就是本书中文译本的来由。为此，我们要感谢他们的建议。同时，我们还要感谢张文浩女士，她为中文译本的出版付出了辛勤劳动。我们希望，本书将对我国加速器保健物理工作者有所裨益。

H. 韦德·帕特森 （劳伦斯·利弗莫尔实验室）

拉尔夫·H. 托马斯 （劳伦斯·伯克利实验室）

目 录

序言	1
第一章 基本粒子及其与物质的相互作用	3
第二章 辐射场的特性与测量	22
第三章 粒子加速器及其辐射环境	54
第四章 人体对电离辐射的反应	90
第五章 辐射场的测量和辐射探测器	112
第六章 加速器的屏蔽	185
第七章 加速器的感生放射性	285
第八章 加速器保健物理纲要的实施	312
附录 实验室指南	335
略语	380

序 言

加速器保健物理是保健物理的一部分，而保健物理这一专业则是致力于研究人及其周围环境对于无正当理由的射线照射的防护问题。直到最近，注意加速器保健物理的还只有少数人，主要是在世界各地较大规模的核物理实验室和高能物理实验室中工作的人，在这些实验室内粒子加速器多用于基础研究。

然而经验告诉我们，今天的许多研究工具在迅速地改进以适合成为明天的常用工具。无疑，现在的粒子加速器就属于此列。

在过去几年中，粒子加速器在工业和医学上的应用有了稳定的增长。最新的估计表明，这种加速器数目的增长率是每年 200 台（或每年约为世界总数 2000 台的 10%）；其中约有一半正在美国建造。与此同时还有一种趋势，就是把各类高强度和高能量加速器（它们在技术上是完全可以实现的）应用到广泛的学科范围内去解决许多新的和各种各样的问题。

加速器用途的扩大，要求熟悉加速器辐射防护问题的人的数目也有一个相应的增加。对保健物理学家提出的挑战任何地方都没有在加速器装置上的多，因为加速器的辐射环境是极其复杂的，而且测量方法也不是为人们所熟知的。如果要避免错误，必须对新装置上的屏蔽和剂量学问题给予特别的注意。

这种需要首先被美国原子能委员会运行安全部的 E. J. Vallario 所认识到，他在 1966 年建议加利福尼亚州劳伦斯伯克利实验室(Lawrence Laboratory, Berkeley)开展一个有关加速器保健物理的灵活训练计划。

1967 年举办了第一期，经过六年之后已经发展成一个可以持续进行的组织计划。由于学生的要求每年不同，所以确切的研究方向只有在班级的人员组成知道之后才能制定出来。在这种情况下，不管学生来自工业、大学、国家实验室或是政府机关，我们都试图给学生制定一种适合于他们的课程。从伯克利保健物理组抽出的讲师和教员组成了一个基本的“自己的队伍”，从而保证了这种灵活性。为了防止出现任何“狭隘的”观点或“派别路线”——特别是在管理学和指导思想方面，邀请了来访的学者提出不同的或甚至是相反的观点。用这种方法向学生提供了有关加速器保健物理学的一个可靠的技术基础和对管理问题有一个开阔的视野。

整个课程约历时 4 周，大概有 60 小时的正规讲课并附加 60 小时左右的实践活动，其中包括对实验室内各加速器的运行巡测。还有适当的时间在学生之间及学生和教员之间进行讨论。这个课程的目的是培养一批在加速器辐射安全方面有专长并且在先进的加速器辐射监测方面接受同等训练的保健物理学家。各种各样的加速器（调频的和扇形聚焦的回旋加速器；质子同步加速器；重离子加速器；能量范围广泛的各式电子加速器）以及劳伦斯辐射实验室的工作人员在加速器辐射测量、仪器设计、屏蔽方面的放射生物学和加速器设计方面的 30 多年经验，使得这个实验室成为进行这一课程的理想场所。我们希望通过这一课程的学习将能在加速器防护领域内使得保健物理的测量有较大的一致性并使各测量结果的相互比较变得容易些。

因为得不到适当的教科书，因此很快意识到必须有一本专门手册。本书吸取了作者们差不多 50 年来有关加速器工作的共同经验的精华；还吸取了作者们在有关“美国原子能委

员会专门会员资格计划”和“伯克利加速器保健物理训练班”的加速器保健物理教学训练中的相当丰富的经验。本书强调了普遍原理，对于那些为一般水平的保健物理学家所不熟悉的、但为了清楚地了解加速器辐射问题所必须的材料，已经首次以合适的方式组织起来。本书包含了一个全面的参考文献目录。

我们知道这项任务的重大，在一个业已如此广阔而又迅速发展的领域内我们的知识是有限的，因而我们是怀着有些胆怯的心情来尝试完成这项任务的。对加速器辐射问题的一般认识是在不断增进之中，因而这样的一本书在它写成之前就有些过时了。不过我们与十三世纪的中国学者邵同 (Tai T'ung) 有共同的看法，他说 (意译)：

“我虽然期待尽善尽美，但我的著作没有结束，我将设法搜集我能求得的一切劳动成果。”^①

不过，一些过去曾经参加过这一训练课程的学生对初稿所作的良好评论，曾使我们受到鼓励。如果本书对促进加速器保健物理的研究有所帮助的话，我们就将感到满意。

若无很多人的鼓励和支持的话，这种性质的工作是不敢尝试的。劳伦斯伯克利实验室保健物理组工作的同事们，曾经帮助我们发展“加速器保健物理训练班”并对本书提出有益的意见。J. B. McCaslin、A. J. Miller、A. Rindi、J. T. Routti、A. R. Smith、L. D. Stephens 和 H. W. Wollenberg 等人对附录的编写准备工作作出了贡献。

Roger Wallace 帮助制定本教科书的纲要并且还安排了供训练班用的讲演计划。一些其他的同事曾将自己在加速器保健物理若干方面的宝贵经验慷慨地告诉我们。其中许多人曾给“伯克利加速器保健物理训练班”做过演讲，如巴塔维亚 (Batavia) 国家加速器实验室的 H. Howe 先生讲“关于线能量传递的能谱测量学和 Bonner 球的应用”，斯坦福直线加速器中心 (SLAC) 的 T. M. Jenkins 先生讲“关于电子直线加速器上的辐射防护”，阿贡肿瘤医院的 L. H. Lanzl 教授讲“关于辐射事故”，前斯坦福直线加速器中心现哈佛医学院的 G. K. Svenssen 教授讲“关于电离室的理论”。在我们的教科书中很借重他们的讲义及其补充说明。肯特州立大学的 R. Madey 教授允许我们利用他的论文“核子加速器概要” (Springer-Verlag 出版) 的摘要；欧洲原子能联营的 D. Nachtigall 博士给了我们有关雷姆计的有益指点；而前伯克利现欧洲核研究中心 (II) 的 J. T. Routti 博士提供了能谱展开技术的处理方法。对劳伦斯伯克利实验室的 R. Budnitz 博士的有益的意见和建设性批评致以谢意。

我们真诚地感谢 Ellen E. Cimpher 和 Mary L. Long 为本书的手稿多次打字。最后的但并非不重要的是：没有劳伦斯伯克利实验室的技术情报部的慷慨而又令人愉快的帮助，这本书不能问世，我们谨表谢意。老练而又幽默的编辑 Charlotte E. Mauk 努力改进了手稿的文体；Marthamae Snyder 肩负着最后版本的艰巨任务；Evelyn Grant、Barbara Atkinson 和 Robert Stevens 绘制了全部插图；而 Loretta Lizama 联系出版事宜。为了避免冗长的名单，在这里省去了对本书的许多方面做过帮助的所有人的姓名，我们对他们一并表示感谢。

我们怀着感激的心情回忆起美国原子能委员会运行安全部的 Edward J. Vallario 先生在建议和支持加速器保健物理训练计划方面的远见卓识和首创精神以及他对写作本书的鼓励。我们也感激原子核教育和训练部的鼓励和财政支持。

我们的这项工作是在美国原子能委员会的赞助下进行的。

① 作者感谢前《旧金山编年史》工作人员 James Benét，他使我们注意到这条语录。

第一章 基本粒子及其与物质的相互作用

本章目录

引言

基本粒子

概念

动能、总能量和动量

通量密度

能谱

截面

分截面

基本粒子的相互作用

电磁相互作用

重带电粒子

电子

碰撞损失

辐射损失

光子

韧致辐射的衰减

中子

参考文献

参考书目

引 言

一个辐射场可以通过组成它的那些粒子来研究它的最基本的形式。“描述辐射场的最简单的方法就是设法计量量子或粒子（‘射线’）的数目。为了描述不同点上的辐射场，就必须对每个点上的单位面积和单位时间内的射线数目进行计数”（ROE W 68）。

在保健物理的大多数分支中，都习惯地用诸如照射量、吸收剂量和剂量当量这样一些积分量来定量地描述辐射场。读者将会发现，本书以后还要再次提到的一个题目就是：这样一种方法在加速器保健物理中是不够用的。为了使一位保健物理学家能够在加速器上恰当地完成下列任务，诸如个人剂量测量、辐射测量仪器的设计和调试、一般辐射的和粒子束的剂量测量、屏蔽设计或感生放射性的测定等，则“根据组成辐射场的那些粒子”来推断辐射环境的详细组分将是一个不可缺少的工作。对于加速器来说，这个事实大概首先为 Moyer 所认识（MOY B 52 a, MOY B 52 b, MOY B 54, MOY B 58）。随后，几位作者对这个问题作了讨论（LAD M 69, RIN A 72）。

过去的十年间，测定粒子加速器所产生的中子谱的一些方法有所发展，对于测定剂量当量来说，这些方法的精确度是足够的了（GIL W 68; ROU J 69）。现在，把这些中子谱转换成剂量当量的工作也已为人们所熟悉（PAT H 71, GIL W 68, SHA K 69）。处理辐射测量问题的这种方法在反应堆上也日益受到重视，而且事实上任何需要对中子进行测量的地方亦如此（STO D 71, IAEA 63）。Sidwell 和 Wheatley（SID J 68）指出了这种方法在探讨光子剂量学时的某些优点。

基 本 粒 子

Segre 曾对基本粒子在概念上的一些困难作了如下的告诫：

“‘基本粒子’的完整概念，包括它的定义，都还没有明确地确定下来。有人由于认为某些粒子要比其它粒子起一种更基本的作用曾经作了用不同的方法对粒子进行分类的尝试……。可是直到现在，在这些有雄心的论题中，还没有一个能对牢固地确立它自己的粒子概念分类作出充分的论断”。[引自 Emilio Segrè 所著《Nuclei and Particles—An Introduction to Nuclear and Subnuclear Physics》]。但是，我们先不管他的告诫如何，仍然把物理学中已知的“基本”粒子的主要特性列在表 1.1 中。

按照质量的增加顺序，把基本粒子分成四类是合适的：

- a. 光子；
- b. 轻子；
- c. 介子；
- d. 重子。

第一类只包括光子（电磁辐射量子）这一种粒子。第二类包括比质子轻的自旋为 $1/2$ 的所有粒子。第三类包括质量介于轻子和质子之间的粒子，它们的自旋皆为零。第四类包

括质量等于或大于质子的重粒子。

表 1.1 基 本 粒 子

种 类	符 号 和 名 称		自 旋 ($\hbar$)	奇异性 (用于 粒子)	质 量		平 均 寿 命 (s)
	粒 子	反粒子			(MeV)	(me)	
重子							
超子	Ξ^- (克西或级联)	$\bar{\Xi}^-$	$\frac{1}{2}$	-2	1320.8 ± 0.2	2584.7	$(1.74 \pm 0.05) \times 10^{-10}$
	Ξ^0 (克西0或级联0)	$\bar{\Xi}^0$	$\frac{1}{2}$	-2	1314.3 ± 1.0	2572.0	$(3.06 \pm 0.40) \times 10^{-10}$
	Σ^- (西格玛-)	$\bar{\Sigma}^-$	$\frac{1}{2}$	-1	1197.08 ± 0.19	2342.6	$(1.58 \pm 0.05) \times 10^{-10}$
	Σ^0 (西格玛0)	$\bar{\Sigma}^0$	$\frac{1}{2}$	-1	1192.3 ± 0.3	2333.2	$< 1.0 \times 10^{-14}$
	Σ^+ (西格玛+)	$\bar{\Sigma}^+$	$\frac{1}{2}$	-1	1189.41 ± 0.14	2327.6	$(0.788 \pm 0.027) \times 10^{-10}$
	Λ (拉姆达或拉姆达0)	$\bar{\Lambda}$ 或 $\bar{\Lambda}_0$	$\frac{1}{2}$	-1	1115.40 ± 0.11	2182.8	$(2.62 \pm 0.02) \times 10^{-10}$
核子	n (中子)	$\bar{n}$	$\frac{1}{2}$	0	939.550 ± 0.005	1838.6	$(1.01 \pm 0.03) \times 10^3$
	p (质子)	$\bar{p}$	$\frac{1}{2}$	0	938.256 ± 0.005	1836.1	稳 定
介子							
K 介子	K^0	$\bar{K}^0$	0	1	498.0 ± 0.5	974.5	50% K_1 , 50% K_2
	K_1^0 或 K_1	$\bar{K}^0$					$(0.92 \pm 0.02) \times 10^{-10}$
	K_2^0 或 K_2						$(5.62 \pm 0.008) \times 10^{-8}$
	K^+	$\bar{K}$	0	1	493.8 ± 0.2	996.3	$(1.229 \pm 0.008) \times 10^{-8}$
π 介子	π^+	π^-	0	0	139.60 ± 0.05	273.2	$(2.551 \pm 0.026) \times 10^{-8}$
	π^0	(π^0)	0	0	135.01 ± 0.05	264.2	$(1.80 \pm 0.29) \times 10^{-10}$
轻子							
μ 子	μ^-	μ^+	$\frac{1}{2}$		105.659 ± 0.002	206.8	$(2.2001 \pm 0.0008) \times 10^{-6}$
电子	e^-	e^+	$\frac{1}{2}$		0.511006 ± 0.000002	1.000	稳 定
中微子	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	$\frac{1}{2}$		$0 (< 4\text{keV})$		稳 定
	ν_e	$\bar{\nu}_e$	$\frac{1}{2}$		$0 (< 0.2\text{keV})$		稳 定
光子	γ	(γ)	1		0		稳 定

概 念

除了详细说明组成辐射场的粒子的种类外，还必须叙述这些粒子的能量和空间分布。为了测量辐射场并对它们进行屏蔽，还必须了解辐射与物质的相互作用。在这里，对所需要的某些基本概念给出了一个简短的评述。若要了解更全面的讨论，可以参阅国际辐射单位与测量委员会 (ICRU) 的出版物 (ICRU 69, ICRU 70, ICRU 71)，或参阅 Roesch 和 Attix (ROE W 68) 以及 Kase 和 Nelson (KAS K 72) 等人所写的评论文章。

动能、总能量和动量

许多早期的加速器是根据电压降原理工作的，在这种加速器里，通过电势差的加速作用，将带电粒子的电势能转换成动能。范德格喇夫 (Van de Graaff) 加速器就是一个典型的例子 (参阅第三章)。

所以用电子伏 (eV) 作单位来测量动能就变成了习惯，这里 1 eV 相当于带有 1 个电子电荷的粒子通过电势差为 1 伏特的电场时所获得的动能：

$$1\text{eV} = 1.602 \times 10^{-12} \text{erg}$$

最常用的一些倍数单位是 keV, MeV 和 GeV (10^9eV)。

在加速器保健物理中，许多待测量的粒子具有相当高的能量，它们的运动服从相对论运动学。

粒子的静止能量 W_0 定义为

$$W_0 = m_0 c^2 \quad (1)$$

式中 m_0 ——粒子的静止质量，

c ——光速。

而粒子的总能量 W 由

$$W = m c^2 \quad (2a)$$

$$= m_0 c^2 (1 - \beta^2)^{-1/2} \quad (2b)$$

给出，式中 m ——粒子的观测质量，

$$\beta = v/c.$$

粒子的动能 E 由下式给出：

$$E = W - W_0 = (m - m_0) c^2 \quad (3)$$

根据式(1)和式(2a)得出，

$$\beta = \frac{v}{c} = \left[1 - \left(\frac{W_0}{W} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4)$$

粒子的动量 p 是

$$\begin{aligned} p = m v &= m \beta c = \frac{1}{c} (W^2 - W_0^2)^{1/2} \\ &= \frac{1}{c} [E(E + 2W_0)]^{1/2} \end{aligned} \quad (5)$$

由式(5)我们可以看到：在动能很高的情况下 ($E \gg 2W_0$)，

$$p \approx \frac{E}{c} \approx \frac{W}{c} \quad (5a)$$

式(5a)说明了为何在加速器物理学中经常用 MeV/c 或用 GeV/c 作为单位来表示粒子的动量。

通 量 密 度

一个辐射场，可以用详细说明在给定的时间内通过单位面积的射线（粒子径迹）的数目来描述。

所研究的最简单的情况是：所有的射线都是平行的（图 1.1 a）。在 p 点附近的一小面积 dA 上，对通过单位面积的射线进行计数就可以确定 p 点的通量密度（认为在此小面积上的通量密度实质上是均匀的）。由图 1.1 (a) 我们可以看到，穿过小面积 dA 的射线数目正比于 $\cos \theta$ ；这里 θ 是 dA 的法线与束流方向之间的夹角。当 $\theta = 0$ 时，在 dt 时间内，穿过面积 dA 的射线数目 dn 最大；而粒子通量密度 ϕ （它是一个标量）被定义为：

$$\phi = \frac{dn}{dA dt} \quad (6)$$

当辐射场是由沿许多不同方向运动的粒子所组成时，在这种辐射场里，通量密度也可以用公式(6)确定，但这时 dn 是在 dt 时间内，穿过小圆面积 dA 的迴转球面的射线（粒子径迹）的数目（图 1.1 b）。

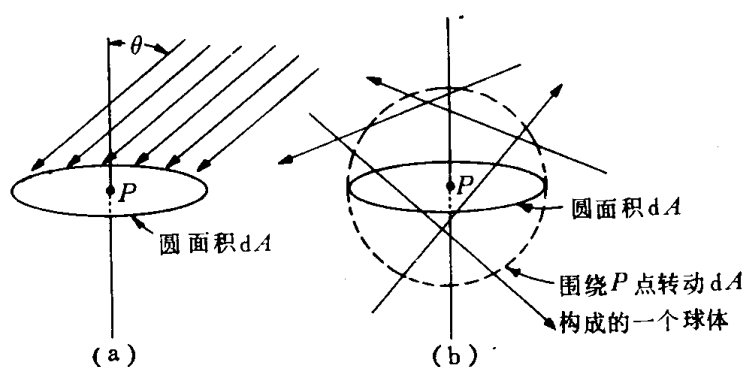


图 1.1 在单方向和多方向辐射场里的通量密度和注量
引自 Roesch 和 Attix 的资料。

能 谱

对于保健物理的目的来说，只知道某一点上的一种核素的所有粒子的通量密度通常是不够的。还需要对这些粒子的能量分布加以详细说明，有时还需要详细说明它们的空间分布。动能为 E 到 $E + dE$ 之间的粒子通量密度记作 $\phi(E)dE$ ，而作为 E 之函数的参量 $\phi(E)$ 则定名为微分能谱。

所有各种能量的通量密度 ϕ 由下式给出：

$$\Phi = \int_0^{\infty} \phi(E) dE \quad (7)$$

而积分通量密度 $\Phi(>E')$ 由

$$\Phi(>E') = \int_{E'}^{\infty} \phi(E) dE \quad (8)$$

给出。

截 面

在描述粒子的相互作用时，截面是一个极其重要的概念。我们来考察入射到一个厚度为 dx 的薄吸收板上的强度为 I (粒子/cm²·s) 的粒子束。如果每立方厘米吸收介质内含有 N 个核，则发生相互作用的入射粒子数目 dI 将正比于 I 和 $N dx$ ；

$$-dI \propto IN dx$$

或

$$-dI = \sigma NI dx \quad (9)$$

式中 σ 是一个比例常数，它代表每个核的有效相互作用截面。

对式(9)积分得到

$$I(x) = I(0)e^{-N\sigma x} \quad (10)$$

式中 $I(x)$ ——在深度 x 处的粒子强度，

$I(0)$ ——入射粒子的强度。

乘积 $N\sigma$ 通常称为吸收系数，并用 μ 表示：

$$\mu = N\sigma \quad (11)$$

而它的倒数称为衰减长度，常用 λ 表示：

$$\lambda = \frac{1}{\mu} = \frac{1}{N\sigma} \quad (12)$$

在加速器屏蔽理论中, 这些概念是特别重要的(第六章)。

分 截 面

在核反应中所产生的粒子的角分布和能量分布, 是用分截面表示的。在立体角 Ω 和 $\Omega + d\Omega$ 之间能量介于 E 和 $E + dE$ 范围内的粒子的产生几率用

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega}$$

表示。这些分截面在适当的能量范围内和空间里的积分给出了由式 (10) 所确定的总截面 (GRE A 55)。

基本粒子的相互作用

由 Segrè 关于基本粒子的那段引文中我们可以看出, 如果对基本粒子的特性作详尽的讨论, 就不可避免地要涉及到哲学和纯理论学科领域里的知识。而这种讨论已超出了本书的范围和作者本人的能力了。

幸运得很, 对于我们的目的来说, 这样的讨论是不必要的, 况且我们的目的只是着眼于解决实际问题的方法。与加速器保健物理学家有关的四种主要辐射类型是:

- a. 电磁辐射(光子, 例如 X 和 γ 辐射)。
- b. 电子(包括正电子)。
- c. 质量可与氢原子的质量相比的重带电粒子 (例如: 质子、氦核、 α 粒子)。
- d. 中子。

此外, 在高能量下, 我们还必须研究核相互作用产生的带电 π 介子及其衰变产物—— μ 子 (见表 1.1)。

生物损伤的基本原因是辐射在活组织里产生出一些离子。可以胜任辐射剂量测量的一些适用的技术, 是建立在对于辐射能量赖以传递给物质的物理现象以及伴生的电离过程的认识上。

在高能量下, 例如在粒子加速器上, 电离常常是通过两种不同的机制发生的。高能粒子(包括光子)结受核相互作用后可以产生光子以及带电荷的(例如质子、氦核、 α 粒子、 $\pi^\pm$ 介子)或不带电荷的(中子)次级重粒子。光子、电子和重带电粒子都能经历电磁相互作用。产生电离的这些过程在保健物理中是相当重要的。

电 磁 相 互 作 用

重 带 电 粒 子

有关低速重带电粒子之吸收的一个特征是: 它们在物质中有一个确定的射程(图 1.2)。对比之下, 光子或中子在物质中的吸收呈指数关系, 而电子则仅有一个很不确定的射程。

现在对电离引起的能量损失已有了相当程度的了解, 在许多有关核物理学的基础教程中已作了讨论(见参考书目), 感兴趣的读者可参阅那些对阻止本领理论作了详细讨论的有

关文献。Turner 对 Bohr 和 Bethe 在这方面的贡献作了简短的评论(TUR J 67);而 Fano 则讨论了 Bethe 的阻止本领理论如何发展为现在的应用形式(FAN U63)。Bethe 和 Ashkin(BET H53), Northcliffe(NOR L63), Steward(STE P68)以及 Kase 和 Nelson(KAS K72)则作了更加全面的评论。

在这里就我们的目的来说,用 Bethe 公式(LIV M 37)来表示重粒子与原子中的电子在碰撞过程中的能量损失是足够精确的了:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{碰撞}} = \frac{4\pi z^2 e^4 N Z}{m v^2} \left[\ln\left(\frac{2 m v^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \right] \quad (13)$$

式中 ze ——运动粒子的电荷,
 v ——运动粒子的速度,
 m ——电子的静止质量,
 N ——吸收体的原子密度,
 Z ——吸收体的原子序数,
 I ——介质的有效电离势。

我们可以把式(13)写成下面这样一种形式:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = z^2 \cdot f(v) \quad (14)$$

式中 $f(v)$ 是速度的某种函数。不言而喻,由式(14)得知,速度相同的粒子其碰撞过程中的能量损失正比于 Z^2 。请记住,一个粒子的动能 E 可由下式给出:

$$E = M g(v) \quad (15)$$

式中 $g(v)$ 仅是速度的函数。由此得到下列结论:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{碰撞}} = z^2 h\left(\frac{E}{M}\right) \quad (16)$$

式中 $h(E/M)$ 仅仅是 (E/M) 的函数。所以当粒子的能量用每单位质量的动能表示时,它的阻止本领便正比于 z^2 。

因此,一旦作为动能函数的质子的能量损失已知时,则由上面的考察得知,我们可以把这个能量损失写成为任一重粒子的动能的函数。空气对几种粒子的阻止本领与动能之间的函数关系(在标准压力和标准温度下)如图 1.3 所示。(对于能量约大于 50 MeV 的质子、 α 粒子和氦核不必考虑核碰撞这一点是很重要的一参阅第三章。)例如,对一些重带电粒子, Rich 和 Madey (RIC M 54), Atkinson 和 Willis (ATK J 57), Bichsel (BIC H 63), Barkas 和 Berger (BAR W 64), Fano (FAN U 64) 以及 Janni (JAN J 66) 建立起了一

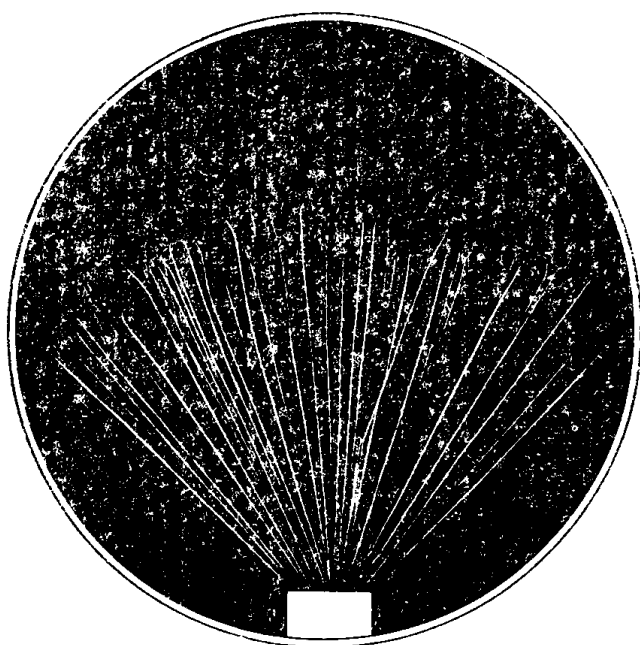


图 1.2 用云室记录的 ^{210}Po 的若干 α 粒子径迹的简图
 重带电粒子的确定的射程清晰可见。引自 Halliday 的资料。

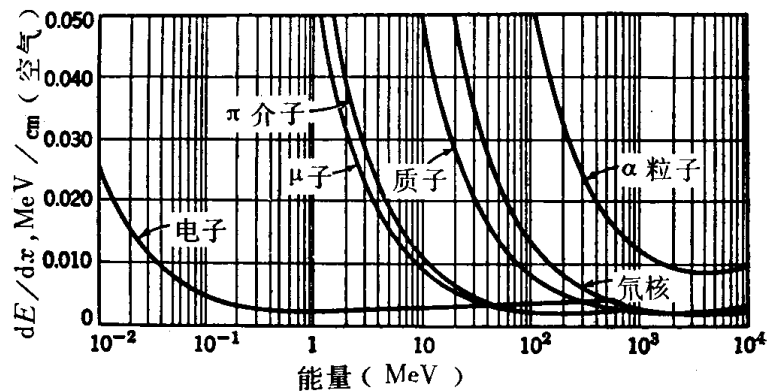


图 1.3 空气(在标准温度和标准压力下)对不同粒子的阻止本领
引自 Halliday 的资料。

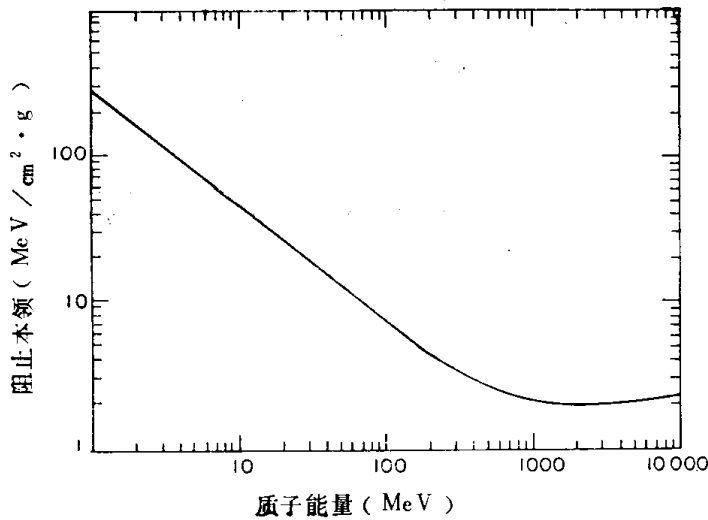


图 1.4 水对质子的阻止本领
引自 Rich 和 Madey 的资料。

个很广泛的碰撞阻止本领的数据表。这些计算数值表与现有的实验数据符合得极好。水(原子组成近似于人体组织)对动能在 1 MeV 到 1 GeV 之间的质子的碰撞阻止本领,如图 1.4 所示。

对于某一特定的重粒子,一旦碰撞能量损失与能量的函数关系已知,那它在某一吸收介质中的射程就可以确定。平均射程 $\bar{R}$ 可写成

$$\bar{R} = \int_0^R dx = \int_0^R dE / \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{碰撞}} \quad (17)$$

通过对式(17)进行积分,就能简单地确定出平均射程 $\bar{R}$ 。在粒子的能量大大超过 1 MeV/amu 时,利用前面的 Bethe 公式[式(13)],便可以得出良好的平均射程估计值。但在低能量时, Bethe 公式就不能用了。一个重粒子,由于减速作用,碰撞阻止本领最终将必然变成零,可是式(13)恰预示着一个稳定的增大。发生这种错误的原因是:没有考虑到当运动着的粒子在其速度降至可与吸收介质的原子中的轨道电子的速度相差不多时由这种粒子所引起的电子的随机俘获和损失。在(0.01—1 MeV)/amu 之间的能量范围内,我们所依据的是一些实验测量值,Whaling 对此作了总结(WHA W 58)[他所用的资料来源于 Phillips (PHI J 53), Reynolds 等(REY H 53), Milani 等(MIL S 58)和 Northcliffe(NOR L 63)]。图 1.5 表明了按照 Northcliffe 对实验数据的估算而得到的铝对各种离子的阻止本领。当这些数据与表中 >1 MeV/amu 的数据相结合时,就在 0.01/amu 直到大于 10 MeV/amu 这个范围内得到了极其可靠的阻止本领的估计值。

电 子

电子在物质里的吸收比重粒子在物质里的吸收要复杂得多。这种复杂性的出现是由于有两种机制影响着能量的损失过程。除原子碰撞外,当核电磁场使电子偏转时,也会发生辐射损失。

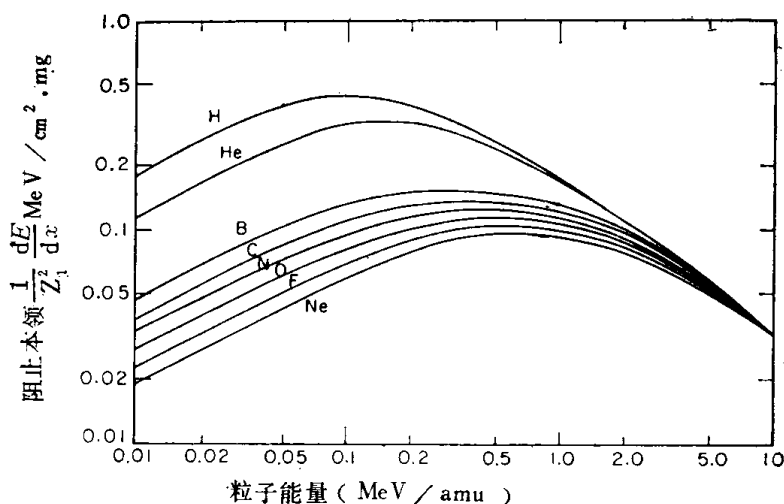


图 1.5 铝对不同离子的阻止本领
引自 Steward, (依据 Northcliffe) 的资料。

于是, 总能量损失 $dE/dx_{\text{总}}$ 现在可写成:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{总}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{碰撞}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{辐射}} \quad (18)$$

式中后一项代表辐射损失。图 1.6 说明了在不同的电子能量下两种机制的相对重要性。

碰撞损失

在低能量下 ($\leq 2mc^2$, 相当于 1 MeV 左右), 我们可以看到, 由电离引起的能量损失比辐射引起的能量损失更为重要。

碰撞能量损失与重带电粒子的情况[式(13)]非常相似:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{碰撞}} = \frac{4\pi e^4 N}{mc^2} \left\{ \log \frac{2mc^2}{I} - \frac{3}{2} \log(1-\beta^2)^{1/2} - 0.9772 \right\} \quad (19)$$

在相同的粒子速度值 β 下, 到能量达 10 GeV/amu 为止, 方程式(19)与重粒子的相应表达式相差决不大于 10%。

辐射损失

一个被加速的带电粒子要辐射电磁能。当带电粒子在原子核旁通过时, 便获得加速度。对于电子, 由于它的质量很小, 故这种加速常常足以使它发生偏转, 在这种情况下, 便将发射出辐射。这种辐射称为轫致辐射。X射线管发射出来的X射线连续谱, 就是这种辐射的一个很好的实例(参阅第三章)。

在另一种情况下也会产生轫致辐射, 这就是当电子沿圆周轨道运动时, 例如在电子感应加速器中。通常, 这种轫致辐射的强度是如此之低, 以至于就保健物理而言, 这种辐射可以忽略不计; 但是 Shurcliffe (SHU W 72) 指出过这种辐射也并不总是可以忽略的。他曾在理论上对可能存在于 Cambridge 电子加速器上电子束贮存器(平均电流 5 mA, 能量为 3

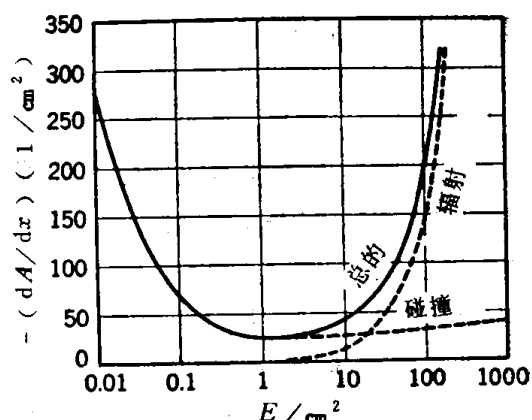


图 1.6 电子在铅中的能量损失机制
引自 Halliday 的资料。

(GeV)附近可接近区域的剂量率做了估算, 这个剂量率高达 10^4 rem/s 。

从理论上能很好地求出辐射能量损失, Bethe 和 Heitler(BET H 34)给出了在 高能(对于电子, $E \gg 0.5 \text{ MeV}$)情况下的能量损失为

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{辐射}} = \frac{4 Z(Z + \xi) e^4 N}{137 m^2 c^4} E [\ln(183 Z^{-1/3}) + 1/18] \quad (20)$$

在这个方程中, 除了参数 ξ 以外, 其它的符号都是我们所熟悉的; 参数 ξ 给出了由于轨道电子的影响而产生的贡献。 ξ 值是 Bethe 和 Ashkin(BET H 53)给出的, 他们指出, 这个参量从对氢的 1.40 平稳地变化到对铀的 1.14。

方程(20)表明, 辐射损失与动能 E 成正比, 并大致正比于 $(z/m)^2$ 。对于一个已知的粒子, 式(20)可写成为:

$$-\frac{dE}{dx}_{\text{辐射}} = \frac{E}{L} \quad (21)$$

式中 L 对一种已知的靶物质来说是个与能量无关的常数。积分后得到

$$E = E_0 e^{-x/L}$$

式中 E_0 是粒子的初始能量; 而 L 是一个被称为辐射长度的物理量。显然有如下关系(参阅第三章和第六章):

$$\frac{1}{L} = \frac{4Z(Z + \xi) e^4 N [\ln(183 Z^{-1/3}) + 1/18]}{137 m^2 c^4} \quad (22)$$

[重粒子也能够由辐射过程而损失能量, 但这种损失与 m^2 成反比, 因此这种损失极其微小。有几位作者曾讨论了高能 μ 子的能量损失(HAY P 63, THO R 64, DES H 68, THE D 70)。当能量超过 10 GeV 时, 辐射损失就变得重要了, 特别是在原子序数较高的物质中更是如此。图 1.7 展示了在几种不同物质中, μ 子的能量损失与能量的函数关系。在目前所能达到的能量范围内, 质子和较重粒子所产生的辐射能量损失可以忽略不计。]

由于辐射和碰撞这两种能量损失机制的影响, 使得电子不能像质子和其它重粒子那样有固定的射程。首先, 电子通过物质时的轨道不是直的, 在它们与原子中的电子相碰撞时, 将会遭到大的偏转, 由于这个原因, 在吸收体的两点之间电子所通过的物质的实际数量, 可能有很大的变化。因此, 同一能量的电子, 并不能被同样数量的物质所阻止。其次, 正如我们所看到的那样, 辐射能量损失引起的吸收呈指数关系。

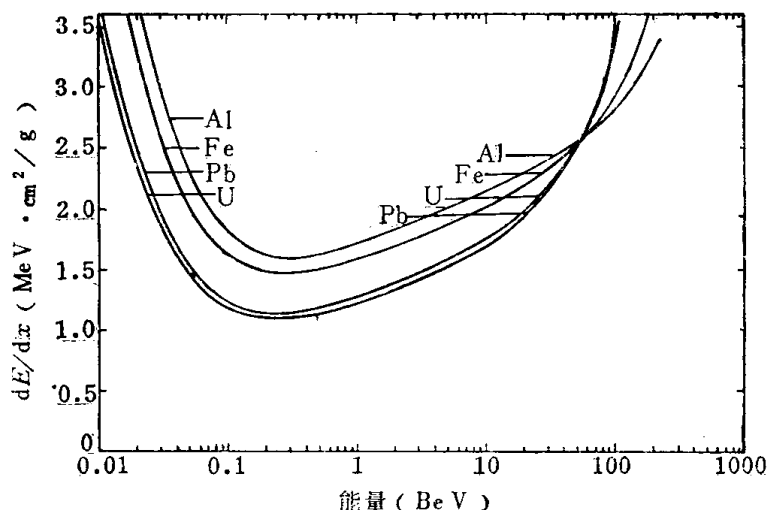


图 1.7 μ 子的能量损失
引自 Thomas 的资料。

图 1.8 表明了一个用电离室作探测器测量单能电子在铝中吸收的典型实例。显然,有效射程可以有不同的定义,但是这些数据能重复出现的最大特征即在于吸收曲线的直线部分与厚度轴线的截距(见图 1.8)。这个截距即所谓外推射程。

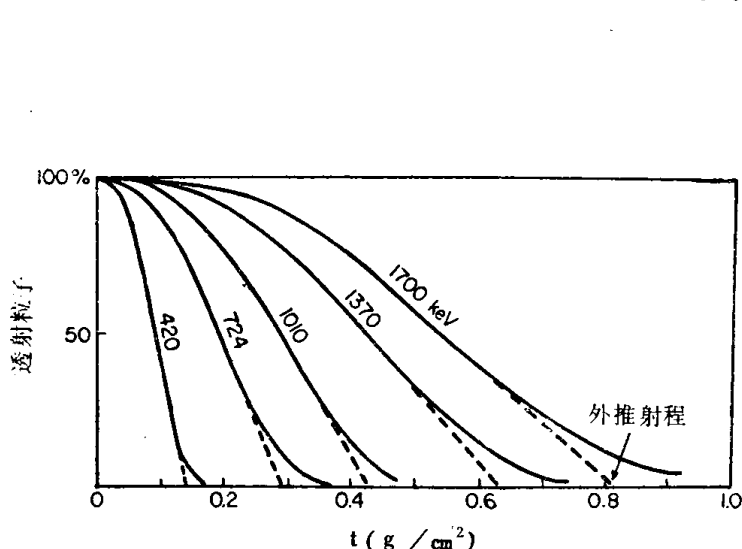


图 1.8 单能电子的吸收(依据 Bichsel 的资料)

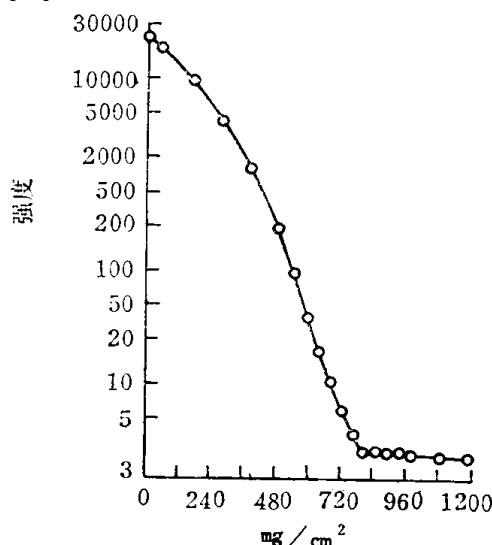


图 1.9 ³²P 发射的 β 粒子的吸收(依据 Halliday 的资料)

图 1.9 表明了一个对于连续 β^- 粒子谱而得到的典型吸收曲线。通常把吸收曲线与本底曲线能相当清楚地确定出来的交点选作最大射程 $R_{\text{最大}}$ 。

对于各种实用目的来说,连续 β^- 粒子谱的最大射程($R_{\text{最大}}$)与能量等于 β^- 粒子谱的最大能量的单能电子的外推射程相等。这一点从图 1.10 上可以看到,此图综合了有关单能电子和 β^- 粒子的一些作为能量之函数的电子射程的经验测定值。依据这些经验数据, Katz 和 Penfold (KAT L 52)提出了一个射程经验关系式:

$$R_0(\text{mg/cm}^2) = 412 E^n \quad (\text{用于 } 0.01 \text{ MeV} \leq E \leq 3 \text{ MeV}) \quad (23 a)$$

式中

$$n = 1.265 - 0.0954 \ln E,$$

$$R_0(\text{mg/cm}^2) = 530 E - 196 \quad (\text{用于 } 1 \text{ MeV} \leq E \leq 20 \text{ MeV}) \quad (23 b)$$

图 1.10 表明, 这些描述实验数据的公式是多么的好啊!

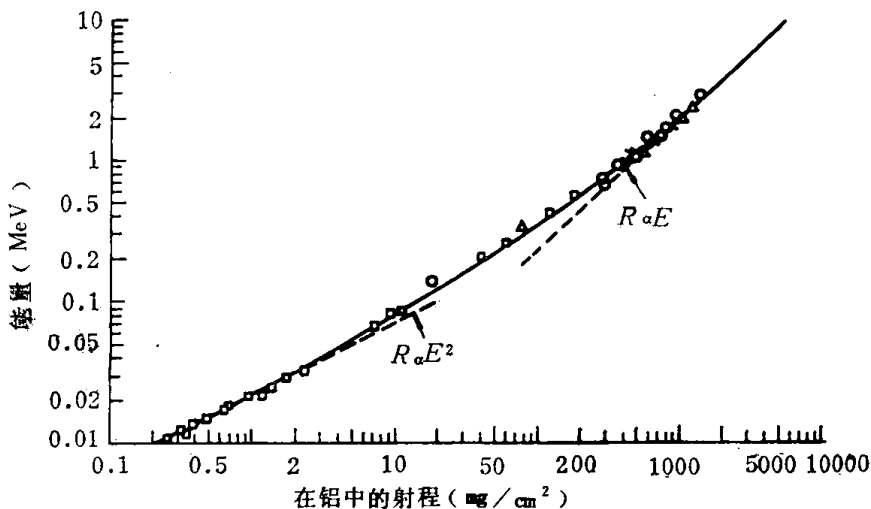


图 1.10 电子的射程-能量数据

引自 Evans 的资料。

□ Schonland; ○ Varder; △ Madgwick; X Marshall and Ward.