

第二屆和平利用原子能國際會議文獻

原子核物理學及 儀器設備

3

中國科學院原子核科學委員會編輯委員會編

科學出版社出版

目 录

P / 268	宇宙輻射的研究对基本粒子知識的貢獻·····	(1)
P / 726	普通同步加速器中电子束的控制·····	(11)
P / 729	用氫气泡室研究高能物理·····	(20)
P / 952	在靜止和冒泡状态下水的輻射分解·····	(23)
P/1281	火花計数器对探测快中子的应用·····	(31)
P/1331	β 衰变的相互作用·····	(37)
P/1370	气泡室内径迹的畸变·····	(41)
P/1941	带电粒子的聚变鏈式反应·····	(44)
P/2083	測量小通量高能中子的仪器·····	(52)

宇宙輻射的研究对基本粒子知識的貢獻*

C. F. 包 威 尔**

1. 不稳定的基本粒子和它們的轉变
2. 宇宙輻射实验的任务
3. 用乳胶工作的优点
4. 次級粒子的識別
5. 高能核子相互作用的特征
6. 对新实验的需要

1. 我被邀請来作一个关于宇宙輻射的研究对基本粒子物理的貢獻和对未来展望的簡短报告,我的時間是有限的,我提議把我的陈述限制在最主要的特征上,并且以对这題目不是专家的人为演講对象.

不稳定的基本粒子和它們的轉变

2. 基本粒子性質的詳細特征是这一节会中下面要宣讀的論文的題目;因之,如果我只对与我的特別題目有关的方面进行評述,那将是合宜的. 表1. 中对粒子的分类指出近年

表1 基本粒子表

粒子种类	粒子記号	质量 m_c	同 位 旋	平 均 寿 命	反 粒 子
中微子	ν	0			$\bar{\nu}$
电 子	e^-	1			e^+
μ 介子	μ^-	206.8		2.1×10^{-6} 秒	μ^+
π 介子	π^+	273.1	1	2.6×10^{-8} 秒	π^-
	π^-	273.1		2.6×10^{-8} 秒	π^+
	π^0	264		$< 10^{-16}$ 秒	π^0
K 介子	K^+	966	1/2	1.3×10^{-8} 秒	K^-
	K^0	966		$\begin{cases} \tau_1 \sim 10^{-10} \text{ 秒} \\ \tau_2 \sim 10^{-7} \text{ 秒} \end{cases}$	$\bar{K}^0$
核 子	P^+	1836.9	1/2		P^-
	N^0	1838		13.5 分	$\bar{N}^0$
Σ 超子	Σ^+	2327	1	8×10^{-13} 秒	Σ^-
	Σ^-	2341		1.7×10^{-10} 秒	Σ^+
	Σ^0	2327		$< 10^{-13}$ 秒	Σ^0
Λ 超子	Λ^0	2185	0	3×10^{-10} 秒	$\bar{\Lambda}^0$
Ξ 超子	Ξ^-	2581	1/2	$\sim 10^{-10}$ 秒	(Ξ^+)
	(Ξ^0)				(Ξ^0)

* 第二届和平利用原子能国际会议文献"编号 A/CONF. 15/P/268, 联合王国, 1958 年 8 月, 原文为英文.

** 布里斯特耳大学

来两个重要的发现。第一,观察左边最先两纵行中所载的粒子,就可看出有带电+、-、0的三种 π 介子和带电+、0的两种 K 介子存在。已经发觉,把三种 π 介子看作是同一实体的三种带电态是很重要的。我们给这样一个粒子以一个新的量子数,同位旋 T :任一粒子带电态的数目是 $2T + 1$ 。如是, π 粒子的同位旋是1, K 介子的是 $1/2$,等等。

3. 过去二十年的实验表明,除开组成我们熟悉世界的原子的中子、质子和电子之外,自然界还存在着多种不稳定的粒子,即介子和超子。我们已知道的粒子的名单及其质量和平均寿命载在表1里。

4. 第二,现在已有坚强的凭据来支持这样的观点,即对应于自然界的任何一个粒子,都存在着一个反粒子。此外,对应于核粒子间的任何相互作用或转变,当一个运算把每一个粒子变换成它的反粒子时,微观物理定律是不变的。这叫做电荷共轭原理。如果一个粒子是带电的并且具有有限的磁矩,它的反粒子的对应量就有相等的大小但有相反的符号。粒子、反粒子对的质量和平均寿命是相等的。表1右边的一行表明了左边一行的粒子所对应的反粒子。

宇宙辐射实验的任务

5. 表2显示表1里所载粒子的衰变方式和确定它们存在的实验的性质。

表2 不稳定基本粒子的发现和它们的转变

粒 子	衰 变 方 式	辐 射 源	仪 器	反 粒 子
μ^+	$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$	宇宙射线	云室	μ^-
π^+	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$	"	乳胶	π^-
π^-	$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$	"	乳胶	π^+
π^0	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$	加速器	计数器	
	$\rightarrow \gamma + (e^+ + e^-)$	宇宙射线	乳胶	
K^+	$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$	宇宙射线	云室	K^-
	$\rightarrow \pi^+ + \pi^0$	"	云室和乳胶	
	$\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$	"	乳胶	
	$\rightarrow e^+ + \pi^0 + \nu$	"	乳胶	
	$\rightarrow \mu^+ + \pi^0 + \nu$	"	乳胶	
	$\rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$	加速器	乳胶	
K^0	$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$	宇宙射线	云室	$\bar{K}^0$
	$\rightarrow$ 其他方式	宇宙射线及加速器	云室和泡室	
N^0	$N^0 \rightarrow p^+ + e^-$	放射性	计数器	$\bar{N}^0$
Λ^0	$\Lambda^0 \rightarrow p^+ + \pi^-$	宇宙射线	云室	$\bar{\Lambda}^0$
Σ^+	$\Sigma^+ \rightarrow p^+ + \pi^0$	"	云室和乳胶	$(\bar{\Sigma}^-)$
	$\rightarrow N^0 + \pi^+$	"	乳胶	
Σ^-	$\Sigma^- \rightarrow N^0 + \pi^-$	"		$(\bar{\Sigma}^+)$
Σ^0	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$	加速器	泡室	$(\bar{\Sigma}^0)$
Ξ^-	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$	宇宙射线	云室	$(\bar{\Xi}^+)$

1) 原文是 μ^- ,看来是 μ^+ 之误,故译如上。——译者。

根据粒子守恒定律似应作下列更改: $\mu^\pm$ 改为 $\mu^\mp$, $e^\pm$ 改为 $e^\mp$ 参看 M. Gell-Mann and A. H. Roseufeld Ann rev. Nucl sci I (1957) 407——校者。

6. 原子核物理学实验中高能粒子的主要来源是：(a)天然放射性；(b)宇宙辐射；和(c)大加速器。研究这些粒子的核转变现象的主要仪器是：(i)各种类型的计数器，包括闪烁屏；(ii)云室和泡室；和(iii)照相乳胶。表2显示宇宙辐射实验对不稳定基本粒子的存在和转变的知识所作的决定性贡献。

7. 表2里所载摘要的第二个方面是记录踪迹的装置对基本粒子知识的重要贡献。这样的装置有重要的优点，它们有时能使我们通过对于希罕事件个别例子的观察获得深远的结论。一般地说，当所研究的效应已为熟知以及有巨大统计权重的观察的累积具有中心重要性时，计数器和类似的装置就起着决定性的作用。

8. 宇宙辐射实验对不稳定基本粒子的发现，是和下述事实紧密联系着的：它经常供给我们以一个粒子源，其能量比我们所能人为产生的任何粒子的都大。真的，仅仅是大约十年前我们才能生产人工加速的具有足够能量的质子束来撞击原子核，以产生质量较小的介子。后来，当同步回旋加速器和质子同步稳相加速器开始运转时，才能用具有纯匀动能的 π 介子和 K 介子束来作实验，并且由此才能对粒子的性质和它们与物质相互作用时的结果进行详细的研究。

9. 由于对介子和超子的性质详细研究的结果，乃有可能建立一些描述它们彼此间相互作用的结果的定律，这些定律除了上面说过的特征例如同量旋和电荷共轭定律之外，还包括新的守恒定律，这就是后面一些论文的主题。

10. 过去三四年的进展指出，所有或者大多数平均寿命 $> 10^{-11}$ 秒的粒子现在我们已知道，或者能够根据已经确立的原理有把握地预料它们的存在。由对这些研究所用的多种智识看来，大概还待发现的粒子不是希有的就是寿命很短的。

11. 现时的实验装置使我们可能识别平均寿命不小于 10^{-11} 秒的短寿命粒子。实在说来，从原理上讲，寿命短至 10^{-13} 秒的粒子是可能识别的，比这还短命的粒子现在是很难查觉的。因此寿命在间隔 10^{-13} 到 10^{-20} 秒间的粒子可能存在，只是一直逃出了我们的观察。

12. 虽然现象极为丰富，对这一领域中的整理工作也获得重大的成就，但我们现在对这些新发现的根本意义还是极少洞察。自从汤川对理论推测给以一巨大刺激到现在已有二十年了，他那时提出了这一观念，即是，如同对应于带电粒子间的电磁场存在着自由粒子——辐射的光子——一样，对应于产生核子间凝聚力的核场就预期有‘重量子’。 π 介子的性质看起来极其接近地与他所预料的‘重量子’相对应，因此曾使人产生希望，以为在前进的路上已走了决定性的一步。但由于其它粒子的发现，事情变得明显了，即要描写观察到的复杂事实，汤川的概念是太简单了。对每一种新发现的粒子的描述引进一个新场的作法是不能令人满意的。

13. 在这种情况下，看起来有理由这样假定，即用宇宙辐射作的实验，除了它们的固有兴趣——因为它们使我们能研究具有巨大重要性的宇宙学问题——之外，可以再一次做出有用的贡献。宇宙辐射里的原始粒子具有能量高达 $\sim 10^{15}$ 电子伏特。如果我们对现有的 5×10^{10} 电子伏特的机器给以一个限度，那末，最低限度在今后十年内，原始宇宙射线里的有些粒子与我们能希望产生的比较，其能量是大过一千万倍的。有理由预料，由于能量等级的这样巨大的变化——六或七个数量级——，新效应一定会出现；并且，如果它们能得到解释，就会使我们现在的问题搞明白。当一些宇宙射线质子和核子碰撞时，在质心

坐标系里可利用的能量，远远超过用现时所计划的人工加速粒子束来作碰撞实验时所能得到的数值。在这样的碰撞中，巨大的能量可被利用来产生粒子、反粒子对，甚至任何具有巨大静止质量的都行。不同类型的相对产生频率是一个重要的研究项目。

14. 一方面上面的考虑提示又有很好的理由利用宇宙辐射里有些粒子的巨大能量，另一方面技术上的困难是很严重的。具有能量 10^{18} 电子伏特的原始宇宙射线粒子是如此的稀有，以至现时还只能利用它们在地球表面上大量布置的观察中心站所产生的效应来研究它们。一个具有能量 10^{17} 电子伏特的单个粒子，通过大气时，产生具有数以兆计的次级粒子——大多数是电子和介子——的级联，这些次级粒子散布在数量级为 1 平方公里的面积上。确定宇宙中产生如此高能粒子的物理过程是一个极有兴趣的问题，但从基本粒子物理学的观点来看，由海平面上产生的效应是很难得出有关原始粒子与核子第一次相互作用的重要结论的。这些效应是第一次碰撞之后在大气中发生的许多代的相互作用的结果。

用乳胶工作的优点

15. 对高能宇宙射线粒子所生的原始核相互作用进行研究时，对它们进行直接记录的实验具有巨大的优点。为了这个目的，过去五年中大家都用轻气球装载大的乳胶堆上升到 100,000 英尺的高度，在这个高度，上层空气的效应是微小的。原始宇宙辐射的能量分布和原始粒子通量的数值是这样的，在 20 小时的曝照中，一个具有 10 平方厘米¹⁾ 的收集面上将有一个具有能量 $> 10^{14}$ 电子伏特的粒子通过。因之有理由假定，用这个方法就可以对能量高到 $\sim 10^{15}$ 电子伏特的各别核子-核子碰撞进行详细研究，和对能量稍低的事件进行统计研究。能够这样记录的各种现象的例子示于图版中。

16. 具有很大能量的质子所产生的蜕变的标记特征是次级粒子的高度平行性，由这一特性，获得了‘喷射注’的名称。这是由于碰撞核子质量中心系统的巨大速度；参看图 1。在这系统里，两个相互作用的核子以相等相反的速度相互接近，在碰撞中产生的次级粒子以相等的几率和二核子的任一个的运动方向成一角度发射出来。因之，在实验室坐标系里，两组介子出现在两个圆锥体的界限内，一个圆锥体狭窄而另一个则散开得多，分别对应于前进的和被撞击的核子。在有些情况里，狭窄圆锥体的半角可以小于 0.01° 。

17. 次级粒子的角分布提供了现时可用的最好方法之一，用来确定相互作用质心的系统的速度，从而确定原始粒子的能量。这样，如果次级粒子在实验室坐标系里对于一个原始粒子运动方向的中值碰出角是 η ，那末，原始粒子的能量就由下式给出：—— $E_p \sim 2/\eta^2$ 千兆电子伏。

次级粒子的识别

18. 识别由这样的蜕变里射出的次级粒子的本性是一个有巨大困难的技术问题，因为它们大多数的运动速度是在极端的相对论性区域里。在研究少数速度较低的粒子时，可以通过对它们的电离比值——它由每单位长度踪迹里的颗粒数给出——和它们通过乳胶时发生的多次散射的测量来求出它们的质量，因而对它们进行识别。粗略地说，电离比值

1) 原文是 cm，看来是 cm² 之误，所以改译如上——译者。

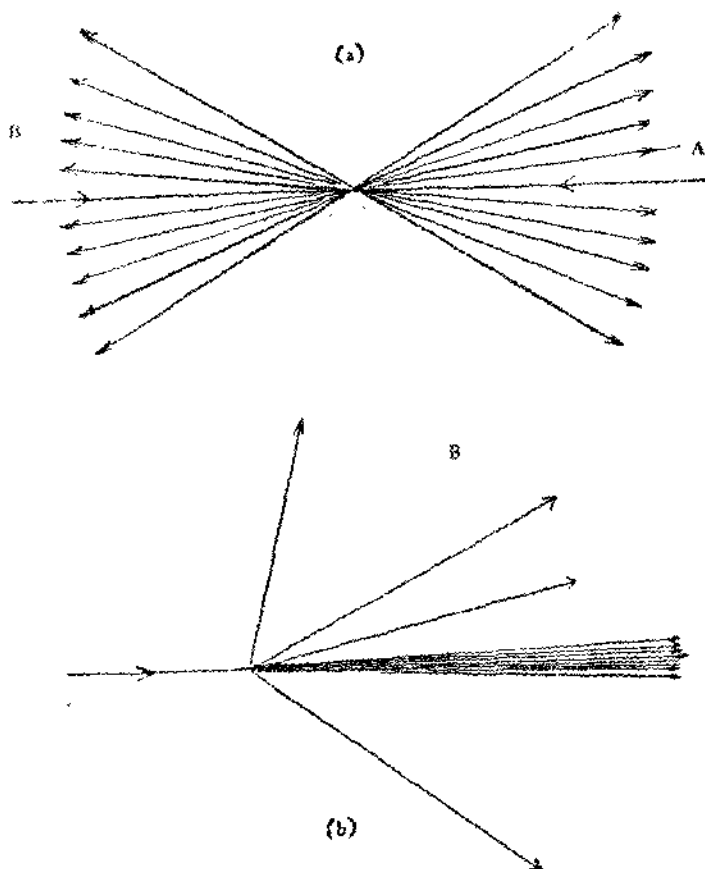


图1 两个孩子碰撞结果示意图。在(a)里，两个孩子以相等速度彼此接近，碰撞中产生的次级粒子对这两个运动方向对称地散开。在(b)里碰撞的结果是照它们出现在实验室坐标系里的情形表示的；有一个狭窄的圆锥体A对应于和射来的核子联系着的粒子，而一个散开的“圆锥体”则对应于那些与被击核子联系着的粒子。

给出粒子的速度，而散射给出动量 $\times$ 速度的量度，因之两个测量导致对质量的估计。但这样的慢粒子很少由高能粒子的碰撞产生，而对那些以很接近光速的速度运动的粒子来说，这种方法是不再能应用的；对于粒子的很大动量变化，电离比值变化很小。

19. 虽然有这些困难，还是有可能用下法证明，在‘喷射注’里产生的次级粒子的大多数是起因于 π 介子。现在已有坚强的凭据指明，丢开统计涨落不管，阳的、阴的、和中性的介子是以相等的数目产生的。 π^0 介子迅速地转变为 γ 射线，而这些东西，当它们通过乳胶时由于与原子核的电磁相互作用的结果而物质化¹⁾，就产生电子对。观察离高能蜕变样品原点一定距离以内的地方产生的这样的电子对的数目，就可以估计出对应的中性 π 介子的数目，因而也可以估计出带电 π 介子的数目。用这样的方法求出，大约有70%的带电次级粒子起因于 π 介子，阴的阳的数目相等。

20. 研究次级粒子本性问题的另一途径是确定带电的和中性的次级粒子的相对数目，这些次级粒子以‘喷射注’的形式放出以后，在它们通过乳胶时产生进一步的蜕变。如果

1) 这是唯心的质能互变论的假法——S.P.S.

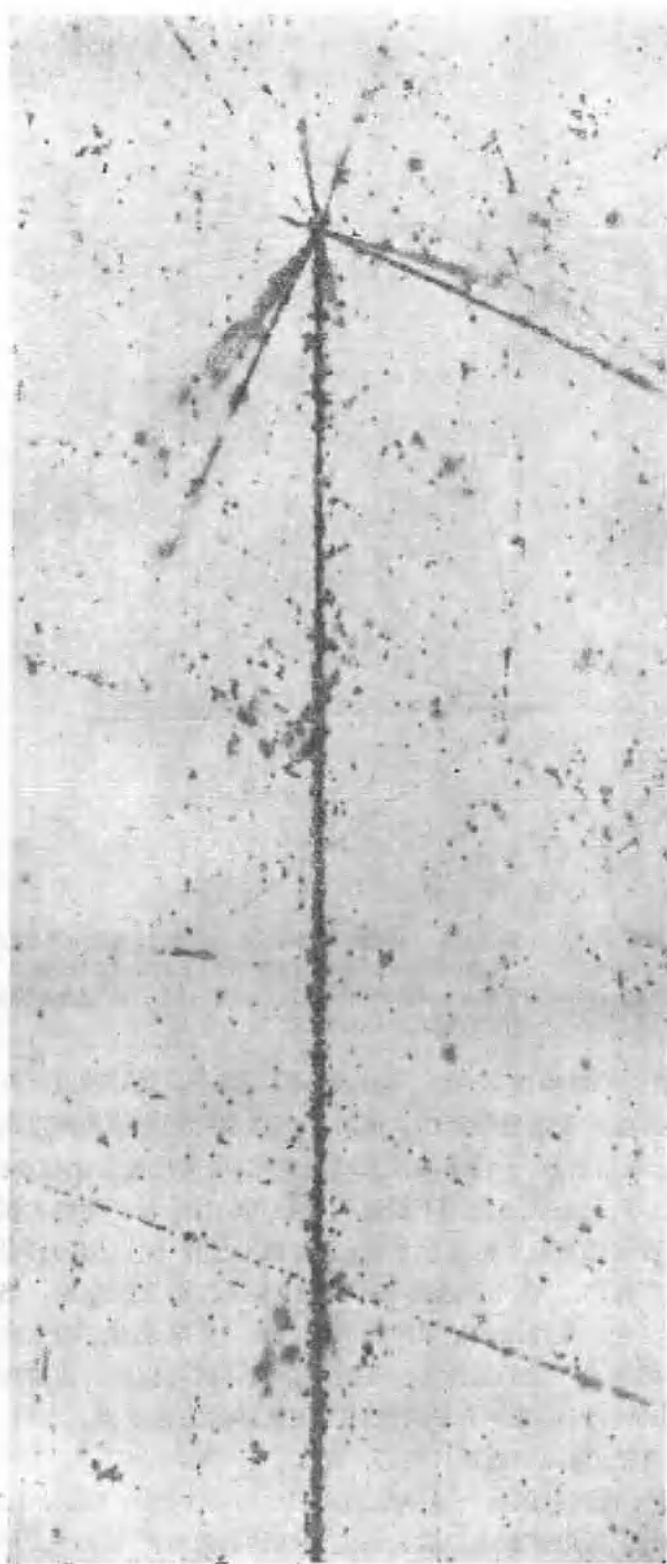


图2 一个宇宙辐射原始质子与乳胶中的一个原子核碰撞时产生的粒子的标志“喷射注”。次级粒子的中央黑心由大约五十条踪跡組成，比較分散的次级粒子的各別踪跡可以区别开来，原始粒子的能量大约有50,000 千兆电子伏特。

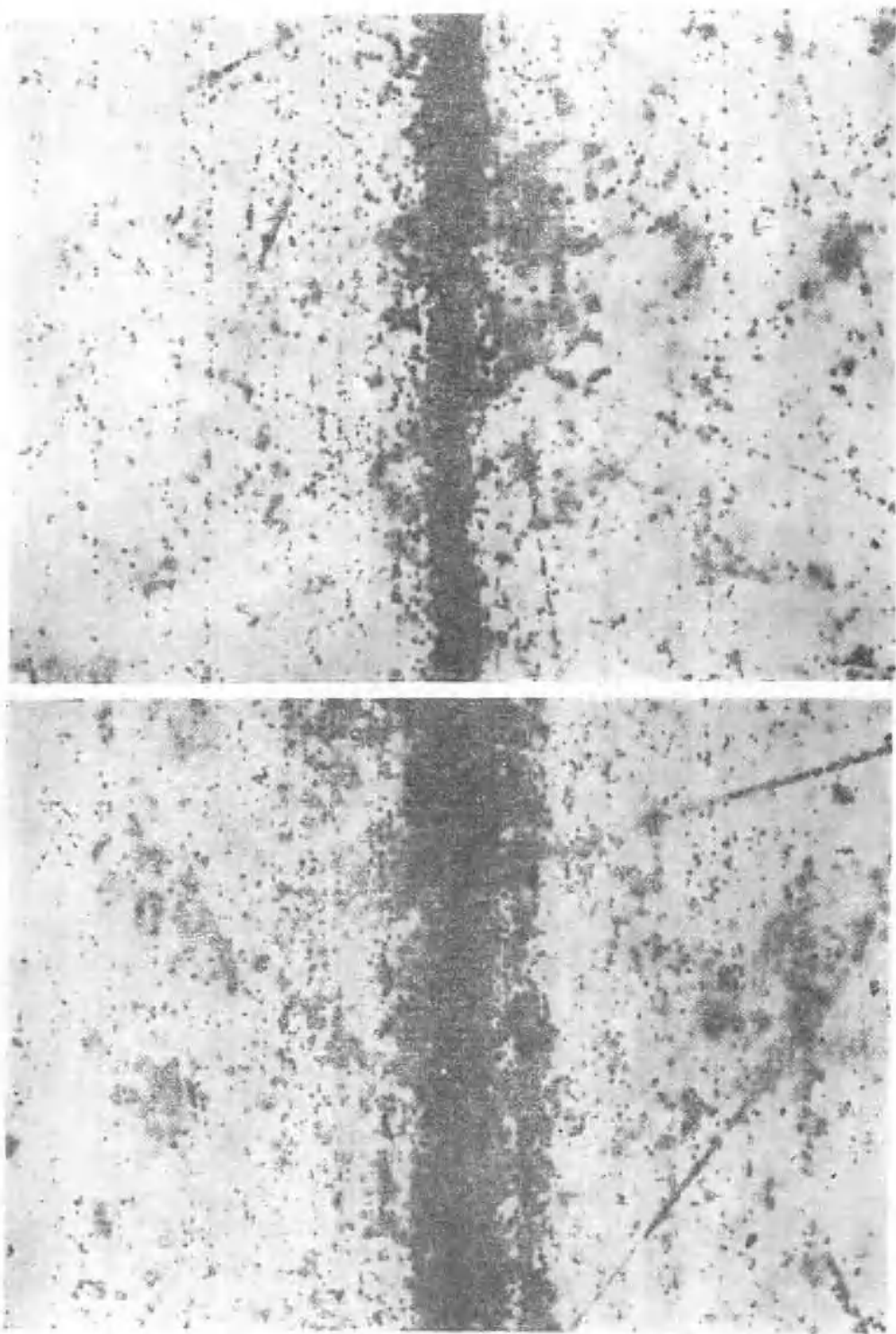


图3 能量大于 10^{15} 电子伏特的一个高能原始粒子通过一块铅板后再通过乳胶时产生的次级粒子，
踪跡的浓密中心部分主要是起因于电磁级联的发展。

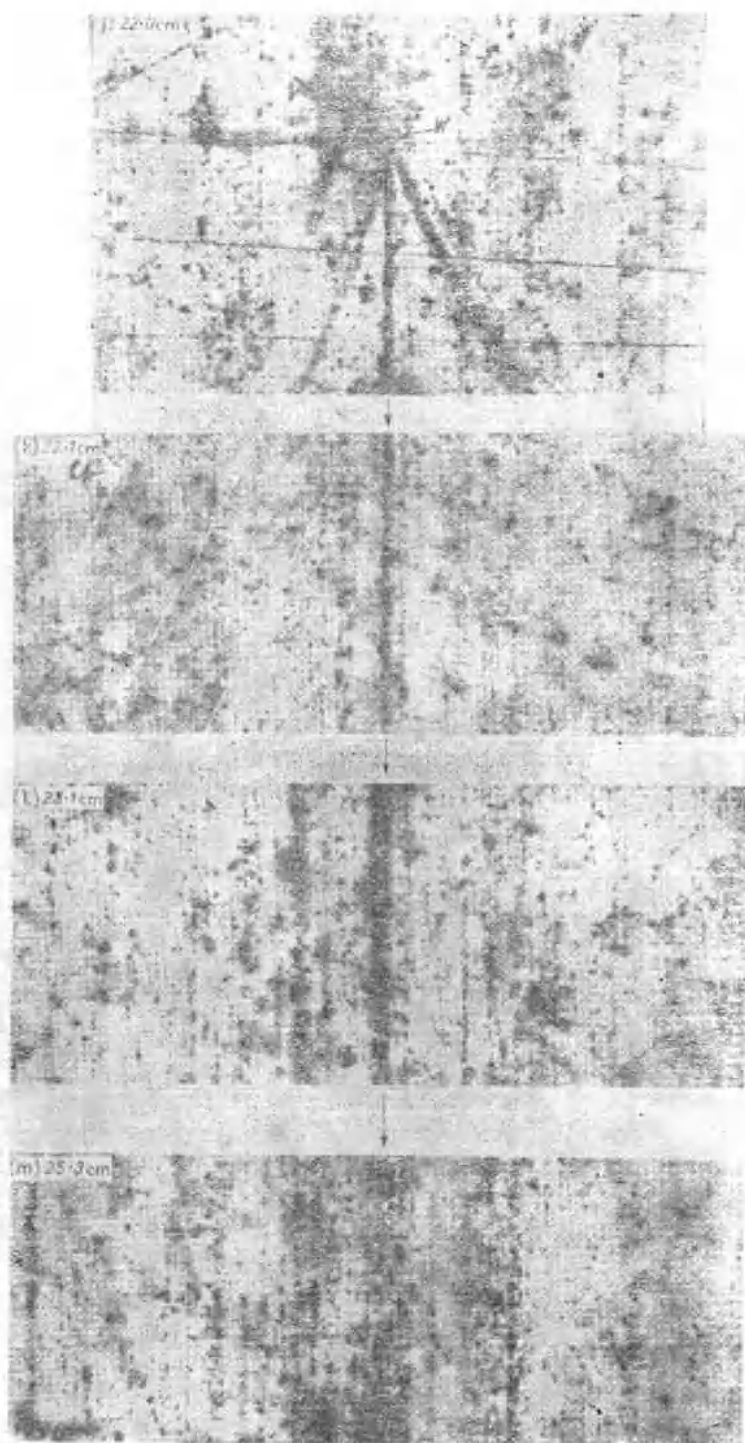


图4 一个原始宇宙射线粒子进入一个大乳胶堆时在W点与它有联系的大级蜕变。这个蜕变在离原始粒子进入点22厘米处发生。由“喷射注”的角分散度推出蜕变的估计能量大约是 10^{13} 电子伏特。照片指出在这样的事件中次级粒子顺着主要能流方向的显著趋势。一般的本底踪跡起因于发展着的“软性级联”。

把注意力限制在‘喷射注’的‘核心’上，任何次级蜕变通常都容易认出，因为它们产生的第三代粒子和在原始相互作用中产生的粒子级联的主要能量流准确地成一直线——参看图版。任何观察到的、由带电粒子产生的次级蜕变可能是起因于 π 介子、K介子、核子和反核子、或超子。另一方面，由于中性粒子引起的蜕变只有极小极小的一部分能够归因于 π^0 介子，因为 π^0 介子的平均寿命是很短的；观察到的那些是起因于中性K介子、中子、反中子等等。因为在带电簇射粒子中 π 介子所占比例已经知道，因此就可以估计产生蜕变的各种粒子的相对数目，一方面是 π 介子，另一方面是较重的粒子——K介子、核子等。结果指出，产生蜕变的带电的和中性的重粒子的数目近似地相等，这一结果与它们是具有同量数 $1/2$ 的粒子的观点相合——参看表1。

高能核子间相互作用的特征

21. 核子间相互作用的两个重要特征已由大量证据表明为：——当两个核子相互作用时，守恒定律要求以新粒子和它们的动能的形式出现的能量不能大于可利用的总能的某一确定部分。如果初始能量的这一部分完全在次级粒子中出现，那末这种碰撞就叫做完全非弹性的。现在已肯定地明了，在很高能量——高于10电子伏特——的情况下，可利用的能量中观察到以次级粒子形式出现的一部分与最大可能的数值相比通常是颇为微小的。常常有这样的事出现，入射核子带着它的最初能量的大部分，譬如说80%，从碰撞中跑出来。我们说这样的碰撞表现微小的“非弹性”。

22. 其次，已经查出，次级粒子在质心系里的角分布在不同碰撞里变化很大。有时候，即使在质心系里，次级粒子也紧密地限制在与两个相互接近核子的方向相近的方向上；有时候，它们几乎是各向同性地散开。这些差别似乎取决于不同碰撞的碰撞参数。看起来，对于能量在相当狭小范围内的质子间的碰撞结果的累积，有可能提供和核子结构有紧密联系的重要知识。

对新实验的需要

23. 为了改善已经收集的结果的统计权重和精密度，重要的是要得到很大的乳胶堆的长时间曝照。具有总体积100升的乳胶堆就可能允许对乳胶中发生的个别蜕变进行详细得多的分析。它们将允许通过对于与一个特别事件有联系的次级和三级蜕变的研究，来对原始粒子的能量进行比较准确的估计，并且对不同种类的次级粒子的相对数目进行比较准确的确定。

24. 乳胶中的高能事件有一重要特征，那就是它们能够容易被识别并且和那些为数极多的低能蜕变区别开来，这是因为它们产生的电子级联时常能够用肉眼看见。由于这个特征和次级粒子的强平行性，就有可能把大的堆在大气顶上曝照几天，而不致使多到几百万倍的低能事件的本底达到难以容忍的程度。用常用的方法对这样一个堆在显微镜下的完全研究需要数千人·年，但是其中大多数的高能事件能够容易地用肉眼找出。

25. 从原则上讲，要将这样一个重量400公斤的堆受到照射，最令人满意的方法是将它装在卫星上，使它在地球大气之外，譬如说，一星期。当然，这样一个措施一定要等待取回问题的完全解决；在这件事没有作到以前，我们只能满足于用自由气球在很大高度进行历时两三天照射。这种措施现在正在计划着。由于使很大的堆受到照射需要巨大的费

用,以及对个别事件进行详细分析这一工作的艰苦性,整个领域是一个很适宜于国际科学合作的领域。

普通同步加速器中电子束的控制*

C. L. Hammer*, L. J. Laslett**

I. 引言

准确地控制一个普通弱焦聚的同步加速器的电子束,以击中它里面一个靶子的速率,对于实测的性能,非常必要。例如,激发和测量短的半寿命,或是测定中子飞过的时间都需要尽可能短的突发的束。有时数量级要短到一微秒的千分之几。而在另一极端,用符合法测量由光分解产生的核碎片需要千分之几秒的延长的突发束。除了这些考虑之外,为了使同步加速器适合多方面的用途,我们应该抽出高产额的电子束。为要达到这些目的,我们发展了微扰技术,并且用了依阿华 (Iowa) 州立大学75兆电子伏的同步加速器作出了典型的测验。

我们采用过两种方法来取得束的短突发。一种方法^[1,2]是用激发自由振荡的半整数*** (half integral) 共振来破坏径向稳定性。另一方法是使平衡的轨道迅速地崩溃或扩张。第一种方法能使电子束大约在十转左右击中一个靶子。这样产生的粒子轨道与方位角有关,因此可以用它来抽出电子束。第二种方法对于束的毁灭虽较慢些,但对于激活实验却很适合。在这种实验中,控制所产生的轭致辐射的方向极为重要。这两种方法都利用同步加速器磁场的微扰。束的延时脉冲是用调频加在同步加速器的射频系统上获得的。

II. 延时的束

从一个同步加速器得到束的延时脉冲的普通方法是用射频系统的振幅调制,在靠近导磁场的峯的地方以减弱射频的场强,因此,辐射的损失使电子束逐渐收缩达于靶上。但这方法对于较低能量的加速器不能适用,由于辐射损失很小,靠近导磁场的峯处,仅需很弱的射频场强,就能够维持电子束。因为这个低射频(强度——译者)的要求,所以射频空腔可运用到离共振足够远的状态;这样可以挪动平衡轨道到一个内置靶子的边缘,从而供给一个相当长的束脉冲。用依阿华州立大学的同步加速器可以得到时延为毫秒的束脉冲。我们可将它与4.4毫秒的总加速时间对比一下。

依阿华州立大学的同步加速器的加速系统包括占有真空管一段的射频空腔和一个调频调阴极的振荡器。调频是由转动电容来改变栅极线路的电长度 (electrical length) 获得的 (见图1A)。为了使栅极线路与引导磁场能同步地改变并具有适当相位,转动电容用一个同步电动机来开动。这电动机的能量来自经过一个可变相移线路的同步加速器的电

* 第二届和平利用原子能国际会议文献,编号 A/CONF. 15/P/726, 美国, 1958年6月,原文为英文。

** 美国原子能委员会,依阿华 (Iowa) 州立大学埃姆斯 (Ames) 实验室。

*** 又名参数共振——校者。

源。調頻的規律是按电容叶片作成的形状来完成。在不用調制的时候，为了保証合适的工作条件，我們把电动机联在直流电源上，使电容的叶片固定在它們的正常位置。

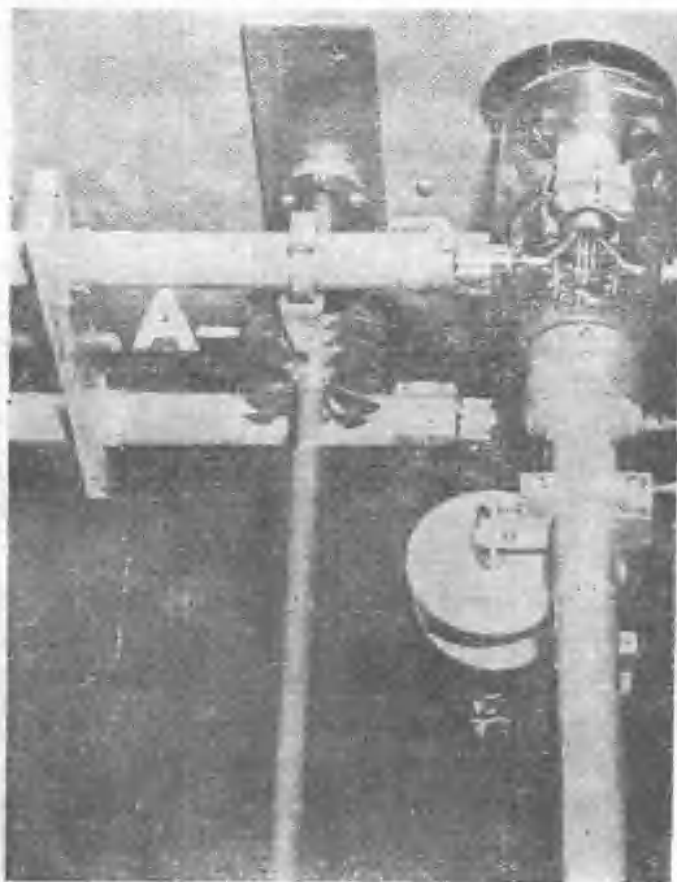


图1 射頻振盪器示出在栅极线路A区的旋轉电容

III. 磁 微 扰

产生磁扰的綫圈主要是想用来改变控制場的焦聚作用的，場系数 $n \equiv -\left(\frac{r_0}{B_0}\right)\left(\frac{dB}{dr}\right)$ 。这些綫圈(如图2所示)是放在同步加速器的真空管上。綫1綫2所載的电流的方向是由紙面向外的，綫3綫4是由紙面向內的，它們产生的合成磁場和由一四极透鏡所产生的磁場近似，这一透鏡的作用是产生一个沿着軸向焦聚，沿着径向反焦聚的力。图3示出在真空室中間平面上微扰磁場的结构。我們把一个 $0.5\mu f$ 的电容器充电到4000伏，然后用我們^[1,2]描述过的触发式火花空隙經過金属綫放电，就可以得着电流。接头 a, c (图2——譯者)可用以改变整个引导磁場的場系数，接头 b, e 只能用在有限方位角內产生变化(图中所示为180度)。必須注意图2所示的電綫裝置實質上只影响真空室所占的区域的磁場，因此所起的迴旋加速作用可以忽略。

A. 与方位角无关的微扰

若是微扰被应用到整个360度，那么工作点就会被推到与 $n=1$ 有关联的整数共

振*。如果将微扰线圈的磁场中心安排在正常平衡轨道的外面(或是里面),这些轨道就会向内(或向外)被推动,并能在达到整数共振以前截击靶子。对于一个大体上随着时间线性增加的微扰,描述径向自由振荡线性近似的方程式是:

$$d^2X/d\theta^2 + [(1-n_1) - K(1-3\gamma)\theta]X = -K\gamma(1-\gamma)\theta, \quad (1)$$

并且

$$1 + X = r/r_0$$

$$1 + \gamma = b/r_0$$

式中

r = 电子的径向位置

θ = 电子的方位角

r_0 = 无微扰时平衡轨道的半径

b = 中心线的径向位置

n_1 = 无微扰时引导场的系数

$K\theta$ = 微扰引导场的系数,
 $-(b/B_0)(d\Delta B/dr)$

方程式(1)的齐次部分的解,可用

3 次的贝塞耳函数表示,它的特殊解可以用这些贝塞耳函数的积分表

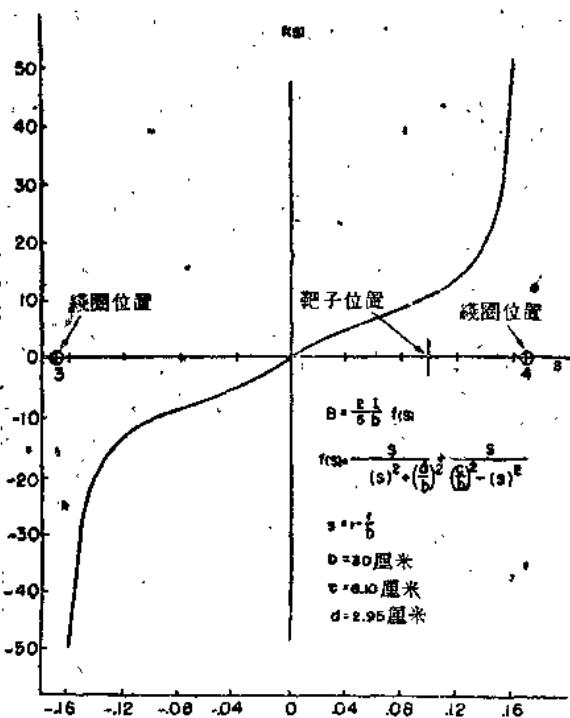


图3 在真空室的中間平面內的微扰磁場。

* 又名外共振——校者。

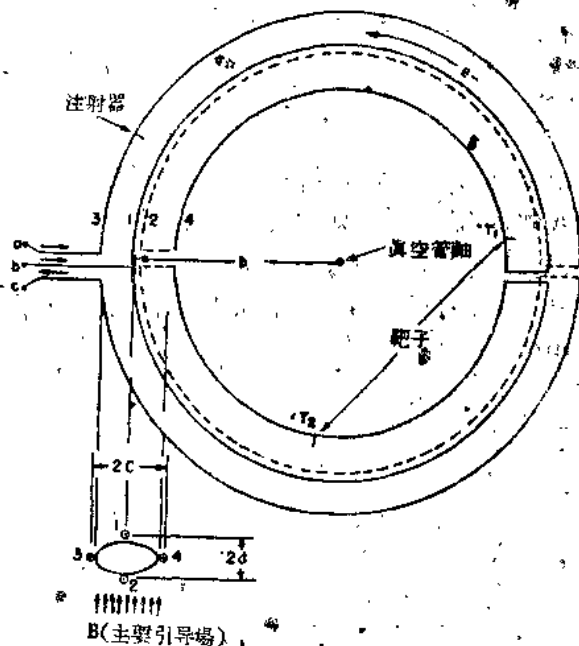


图2 考虑到可能的靶子在真空管上产生微扰场的靶子应有的位置,如果用180度的线圈,并由b和c通过电流,靶子 T_1 的位置是典型的。

示。在这里我們感到兴趣的是用绝热近似求这方程式的解就够了,因为

$$|(3/2)K(1-\gamma)[1-n_1 - K(1-3\gamma)\theta]^{-1}| \ll 1. \quad (2)$$

于是方程式(1)描述围绕平衡轨道的振荡。这轨道的半径是

$$X_{平衡} = -K\gamma(1-\gamma)\theta[1-n_1 - K(1-3\gamma)\theta]^{-1} \quad (3)$$

振荡的振幅与惯常的阻尼因数成正比,

$$\text{振幅} \propto [1-n_1 - K(1-3\gamma)\theta]^{-1/2}. \quad (4)$$

必须注意:设 $\gamma > 0$, 即线圈的中心是在比平衡轨道更大的半径上,那么平衡轨道就会缩小到更小的半径;设 $\gamma < 0$, 则结果相反。并且明显地可以看出,用一个 n -型的微扰代替均匀场的好处,因为使方程式(3)的分母接近于零,就可以得到平衡轨道很大

的变化。我們用实验观测加上微扰以后电子束打击内在靶子的时间，证实了这个分析的正确性。用依阿华州立大学的同步加速器，

$$1 - n_1 = 0.4$$

$$\gamma = \frac{(b - r_0)}{r_0} = 1.95/28.05$$

$$K = 0.0365 I / B_0,$$

式中 I 和 B_0 分别为在时间 t (即束开始打击靶子时)，磁内的电流和引导场的值。表 1 示出我們测验的结果。观察束脉冲的时间 Δt 的结果也在表中示出。 $r_0 \Delta X$ 测量的这一数量的获得，是由测量使电子束移动到靶子的边缘所必需的射频频率的最小变化，并且也包括了对于振幅变化的微小修正，根据方程式(4)所示，当使用磁场抽束时，这一修正是在意料之中的。

表 1

B_0 (高斯)	I (安培)	t (微秒)	Δt (微秒)	$r_0 \Delta X$ 計算 ² (厘米)	$r_0 \Delta X$ 測量 ² (厘米)
4310	629	1.96	1.25	1.06 ± 0.10	1.06 ± 0.02
3105	425	1.21	0.68	0.97 ± 0.10	1.02 ± 0.02
2331	344	0.96	0.45	1.08 ± 0.10	0.97 ± 0.02

² $r_0 \Delta X$ 計算是用 K, γ, B_0 等等的观测数据由方程式(3)算出的， $r_0 \Delta X$ 測量是由实验度量的。

B. 依赖于方位角的微扰

前面我們指出过^{1,2}，一个有效的方法使电子感应加速器或同步加速器内的电子束迅速地扩张或崩溃是在于产生一与方位角有关的场系数 n ，这样能把工作点推到一个不稳定区域。用这个方法所需的电流比用 360 度微扰所需的要小一些，并且如在第一段所指出，轨道的特性有利于击中放在真空室内一个方便的方位角上的靶子。

在开始加上微扰以后，若它对于时间是恒量、但对于方位角系分阶段的恒量时，粒子的詳細轨道可以用直接的方法获得；用惯常的矩阵³是方便的，即使微扰不严格地是恒量^{1,2}，这些方法还是很有价值的，不过不能象用另外的分析方法一样，能给出一般工作时的清晰图形。

关于下面分析的实验证明，請讀者参考以前的工作^{1,2}。此外，最近用亚利斯-查耳墨斯 (Allis-Chalmers) 公司出品的装备有一个磁警器 (magnetic peeler) 的电子感应加速器作出的实验证明：当用微扰方法时，外束的强度增加了一倍，并且磁警器的位置的敏感度显著地減少了。

1. 直接用矩阵的計算。在加速器沒有微扰的部分，场系数保持原有值 n_1 不变，但是在有微扰线圈的区域 (取其中心位于 $\theta = 0$)，我們改变场系数 n_2 的数值，使工作点被推到不稳定的区域，这一区域是被 $\cos \sigma = -1$ 的諸綫所限制着 (見圖 4)⁵。在用 180 度綫圈时，若 $n_2 \cong n_1 = 0.786$ ，工作点就进入这区域；但当微扰足够地被增强时，工作点就会在另一个稳定边界，在 $n_2 \cong n_1 = 1.71$ 处，离开这区域。在这不稳定区域内有关的轨道，系为包含一个升幂因子乘一个周期为 4π 弧度的周期因子的解所支配着。为了把注射器和靶子安装在最适宜的地方，我們需要决定这个解的波节和最大值的位置，我們可以从綫

圖中心算起,以 $\pi + \theta_0$ (模數 2π) 表示波節的角方位,以 θ_1 表示最大值的位臵,這些位置的決定,是由于下列的考慮: (i) 自 $\theta = -\pi + \theta_0$ 開始并且沒有位移的軌道,當它到達 $\theta = \theta_1$ 時,具有斜度為零的特性; (ii) 當軌道繼續到 $\theta = \pi + \theta_0$ 時,它的位移又變為零。以適當的矩陣相乘,對於一個長為 $(1-a)2\pi$ 的微擾綫圈,這些條件就可立即導致以下的方程式:

設 $\theta_1 \leq (1-a)\pi$:

$$(1-n_2)^{\frac{1}{2}} \tan\{(1-n_2)^{\frac{1}{2}}[(1-a)\pi + \theta_1]\} = (1-n_1)^{\frac{1}{2}} \cot\{[(1-n_1)^{\frac{1}{2}}[a\pi + \theta_0]]\} \quad (5a)$$

和

$$(1-n_2)^{\frac{1}{2}} \tan\{(1-n_2)^{\frac{1}{2}}[(1-a)\pi - \theta_1]\} = (1-n_1)^{\frac{1}{2}} \cot\{(1-n_1)^{\frac{1}{2}}[a\pi + \theta_0]\} \quad (5b)$$

由這二個方程式可以求 θ_1 和 θ_2 的數值。

設 $\theta_1 \geq (1-a)\pi$, (但是 $\theta_0 \leq a\pi$):

$$\cos[(1-n_1)^{\frac{1}{2}}(\theta_0 - \theta_1 + \pi)] = 0$$

或是

$$(1-n)^{\frac{1}{2}}(\theta_0 - \theta_1 + \pi) = \frac{\pi}{2} \quad (6a)$$

和

$$(1-n_1)^{\frac{1}{2}}(1-n_2)^{\frac{1}{2}} \cos\{(1-n_1)^{\frac{1}{2}}[\theta_1 - \theta_0 + (2a-1)\pi]\} \cot\{(1-n_2)^{\frac{1}{2}}(1-a)2\pi\} = (1-n_1)^{\frac{1}{2}} \sin\{(1-n_1)^{\frac{1}{2}}[\theta_1 - (1-a)\pi]\} \cos[(1-n_1)^{\frac{1}{2}}(a\pi - \theta_0)] + (1-n_2)^{\frac{1}{2}} \cos\{(1-n_1)^{\frac{1}{2}}[\theta_1(1-a)\pi]\} \sin[(1-n_1)^{\frac{1}{2}}(a\pi - \theta_0)] \quad (6b)$$

由方程式(5)與(6)可以導出一些特殊結果。

(a) 以後我們將要見到,在第一個穩定邊界有關軌道的特征是 $\theta_0 = \theta_1 = 0$; 因此可以立刻算出 n_1 的值。對於一個 180 度的綫圈 ($a = \frac{1}{2}$) 我們得出 $n_1 = 0.78568$ 。

(b) 當 $n_2 - n_1$ 的值是小的時候,我們可以用 n_1 展開方程式(5ab)來求 θ_0 和 θ_1 的近似值。設 $a = \frac{1}{2}$, $n_1 = 0.6$, 我們得出 $\theta_0 \cong 4.57(n_2 - n_1)^{\frac{1}{2}}$ 和 $\theta_1 \cong 6.78(n_2 - n_1)^{\frac{1}{2}}$ 。

(c) 當 $\theta_1 = (1-a)\pi$ 時, n_2 的值可以輪換地用 (6a) 和 (5a) 很方便地求得。設 $a = \frac{1}{2}$, $n_1 = 0.6$, 我們得出 $\theta_0 = 52.30$ 度, $n_2 = 0.8311$ 。

(d) 第二穩定邊界可以用(a)的方法求出,但 n_1 和 n_2 必須交換。設 $a = \frac{1}{2}$, $n_1 = 0.6$,

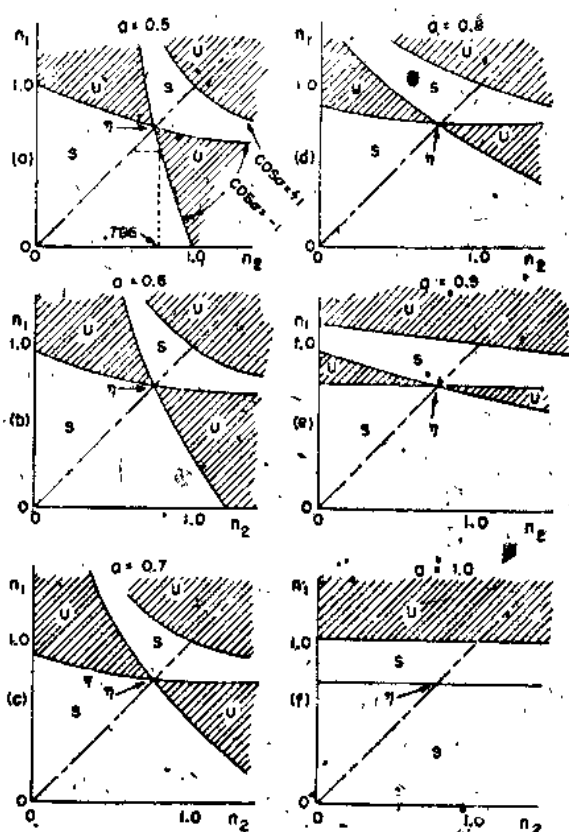


圖4 微擾綫圈的長度對於一個對稱聚同步加速器中的穩定區(S)和不穩定區(U)的影響,符號 η 代表 $n_1 = n_2 = 0.75$ 的所在點。