

超新星1987A及中微子(续)

方 励 之

m_ν 的上限

应当承认, $m_\nu \sim 3.6\text{eV}$ 的统计置信度是不高的, 因为一共只有十余个中微子参与统计。所以, 关于 m_ν 的最可信的结论不是 3.6eV , 而是 m_ν 的上限。亦即, 若假定中微子的整个到达时间差全部都是由静质量引起的, 就可以得到 m_ν 的上限。其值为

$$m_\nu < 10\text{eV} \quad (14)$$

这是个很强的上限。近十年来, 核物理实验室不断改进 m_ν 的上限, 目前达到的水平与(14)是一致的。

利用到达时间差来测量粒子质量上限, 在天文学中不是第一次了。已故的北京天文台台长程茂兰先生早在本世纪30年代在法国时就用这种方法测量光子的静质量上限。如果光子具有不为零的静质量, 则红光的速度小, 蓝光的速度大。根据星体的红光和蓝光到达地球的时间之差, 就可以求得光子质量上限。为此, 程茂兰先生测量并分析了大陵五的光变曲线。大陵五是一颗有名的食双星, 由于两颗子星之间的相互掩食, 它的光度呈周期性的变化。如果光子具有静质量, 则不同颜色的光变曲线应当有位相差, 蓝光超前, 红光滞后。图9是1937年11月12日测得的大陵五发出不同波长光的光变曲线。我们看到, 不同波长的光在误差范围内同时到达极小, 即没有看到时间差。因此, 光子静质量应小于由观测误差所给出的上限。

中微子种类数

现在已知有三种中微子, 即电子中微子 ν_e , μ 中微子 ν_μ , τ 中微子 ν_τ , 亦即, 中微子种类数 $N_\nu = 3$ 。问题是: 自然界是否还有其他类型的中微子? 自然界的 N_ν 到底等于多少? 这是粒子物理学中的一个很基本的问题。按照大统一理论, 每一种

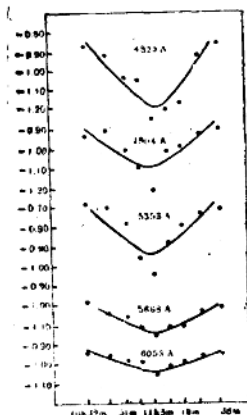


图9 1937年11月12日测得的由大陵五发出的不同波长光的光变曲线

中微子必定对应一种夸克。已知的6种夸克, 正好对应着6种轻子, 即

$$u, d; s, c; b, t$$

$$e, \nu_e; \mu, \nu_\mu; \tau, \nu_\tau$$

因此, 如果知道 N_ν , 也就知道有多少种夸克。

利用 SN1987A 中微子数据, 可以给出 N_ν 的一个上限。为了讨论这个问题, 我们先来分析一下表4(见上期)中的中微子是哪种类型的。

前面讨论过, 地下实验室依靠两种反应记录中微子。一种是电子散射过程, 一种是捕获过程[见(6), (7)及(8)]。电子散射过程能记录任何一种中微子, 即各种中微子都可与电子发生散射

$$\nu_i + e^- \rightarrow \nu_i + e^- \quad (15)$$

$$\bar{\nu}_i + e^- \rightarrow \bar{\nu}_i + e^-$$

$$i = e, \mu, \tau$$

相反, 捕获过程(8)只能记录到反电子中微子 $\bar{\nu}_e$ 。

捕获过程与电子散射过程的截面很不一样, 前者大得多, 后者小。图10给出这些过程的截面与中微子能量 E_ν 的关系。可见, 当 $E_\nu \sim 10\text{MeV}$ 时, 捕获截面要比散射截面大1个量级以上, 它比 ν_μ, ν_τ 的散射截面大得多。由此, 我们可以推论, 表4中列举的中微子事件大多是反电子中微子, 它们是通过捕获反应而被记录到的。

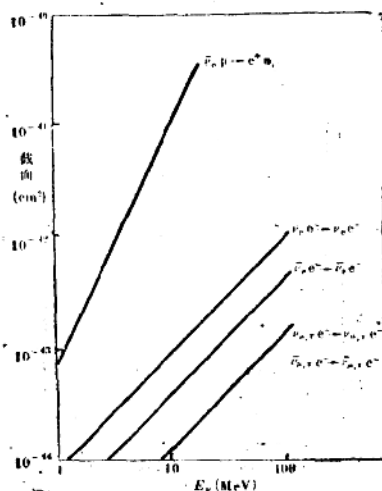


图10 各种中微过程的截面

还有证据说明表4中微子是 $\bar{\nu}_e$ 。捕获反应和电子散射所产生的电子的角分布是非常不同的。散射产生的电子在沿着中微子入射方向上居多，即有明显的各向异性。而捕获所产生的电子是各向同性的，与中微子入射方向无关。

图11是神冈的角分布数据，其中 $\theta=0$ 取沿着从大麦哲伦云到地球的方向。图中的曲线

$$E_e = \frac{2m_e}{\theta^2} \quad (16)$$

表示，如果是通过散射而产生的电子，其方向应在该曲线之左，即有非常明显的前冲性。但是没有有一个实验点落在该曲线之左，只有两个点在实验误差范围内落在该线之左。整体来看，实验点在各角度上的分布是相当均匀的，即各向同性的。这再次证明，大部分中微子事件是由 $\bar{\nu}_e$ 捕获引起的。

N_ν 的上限

利用超新星中微子来确定 N_ν 的上限，是根据超新星发射各种中微子的本领差不多。由于主要以热中微子方式发射，而在热平衡时，各种中微子之间是平权的，即有大致相同的能量、数密度及发射本领。表3已经直接表明了这一点，各种中微子的能量及地面通量是差不多的。如果还有其他类型的中微子，它们也会在热平衡中出现，也会具有差不多的能量、密度及发射强度。

上节已说明，观测中的中微子大部分是 $\bar{\nu}_e$ ，因此根据观测而求得的中微子发射能量，只是由 $\bar{\nu}_e$ 带走的能量。如果中微子种类数为 N_ν ，则各种中微子带走的总能应为

$$2N_\nu(\bar{\nu}_e \text{ 带走的能量})$$

显然，这个能量不能大于超新星可能释放的总能。由此即可求得 N_ν 的上限，结果为

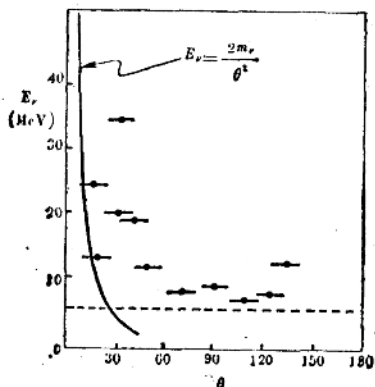


图11 神冈中微子事件相应的电子角分布

$$N_\nu < 5.5 \quad (17)$$

这个结果又十分接近粒子实验目前达到的值：

$$N_\nu < 5 \quad (18)$$

也就是说，自然界的中微子里，最多只有一种尚未被我们发现。

结 语

利用SN1987A中微子还可以推得一些其他结论，但大都不如上述那些结论那样肯定及那样重要。

比如，解释太阳中微子短缺的最新模型是中微子振荡。中微子振荡的基本机制是，在星体中运动的 ν_e ，由于其有效质量不同，故可以有效地把全部 ν_e 变成 ν_μ ，并把全部 ν_μ 变成 ν_τ ，在超新星里同样可以发生这类过程。由于超新星里的 ν_μ 的能量略高于 ν_e 。（见表3），所以，中微子振荡过程将提高 ν_e 的能量。但由于我们只能探测 ν_e ，所以，很难对是否真有中微子振荡下结论。

又如，有一种假定，认为存在一种重的中微子 ν_H ，[它的存在与上限(18)不矛盾]，这种中微子的质量为数百MeV，而且会发生衰变 $\nu_H \rightarrow \nu_e + e^+ + e^-$ 或 $\nu_H \rightarrow \nu_e + \gamma$ 。如果这是对的，那么在SN1987A的中微子到达地球时，还应同时看到 γ 射线，它来自 e^+e^- 湮没或者 ν_H 的直接发射。但是，没有观测到这类的 γ 射线，因此， ν_H 是不存在的。

SN1987A中微子事件，再一次证明地面物理学与天体物理学是完全一致的。这种一致当然是由于物理规律的普适性：天上的物理规律和地面的物理规律是相同的。

不过，就工作特点来说，天体物理与地面的物理，例如核物理或粒子物理不完全相同。核物理和粒子物理需要的是新思想、新仪器，在不断的实验中使结果深化和提高。天体物理则除了新思想、新仪器，还需要有机会。SN1987A就是这样一个机会。如果把研究比作狩猎，则核物理和粒子物理的研究相当于对猎物的穷追，而天体物理则似乎有些象守株待兔。可见，物理学并不拘泥于任何一种方法，也并不排斥或轻视任何不同的方法，只要这些方法是有效的（见图12）。

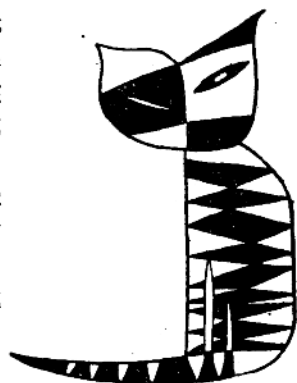
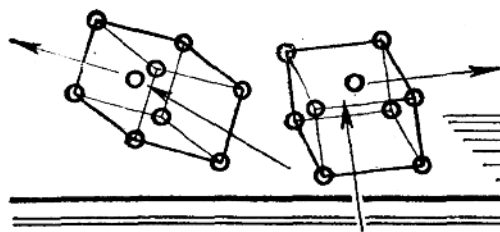


图12 物理学不拘泥于一种方法，也不排斥其他方法，只要这些方法是有效的。



固体元激发

上海交通大学 顾世清

国家自然科学基金委员会将半导体晶格作为重大项目，以分子束外延材料生成技术为先行，以物理研究为基础，以期带动我国在这一重要前沿领域的发展。

固体物理学研究固体的物理性质，特别是研究原子和分子在晶体中周期排列时所表现出来的特殊性质、宏观范围内的原子数目很大，其中又有大量的电子和原子核，对于这种大量数的多粒子系统，企图用严格的数学方法去解动力学方程是不可能的，因此，物理学家提出用各种各样的近似方法来研究固体的性质。可以认为，元激发理论是最好的方法，它兼有模型清晰、数学上简单的优点。

固体，在低温极限时处于基态，在外界扰动下，系统将从基态跃迁到激发态，对于能量偏离基态不太大的激发态，可以认为由少量基本的独立的自由振子所组成，这些基本的振动模称为元激发，或称为准粒子。

固体中原子间有着很强的相互作用，它们以此互相维系着。所以，原子在晶格的平衡位置附近振动，整个晶体中原子的运动是一组十分复杂的耦合振动，要解出其运动方程十分复杂，每个原子的振动规律也十分复杂。但是，如果对每个原子的位移作个线性变换，用正则坐标来描写晶格的振动，那末，整个晶体中大量原子的振动，可以用一组互相独立的谐振动来描写，这种谐振动的量子称为声子，声子是集体激发的元激发。

另外，金属中大量的电子之间有着长程的库仑作用。长程库仑作用，将这些电子维系在一起，因此不能简单地将金属中的电子看成自由电子。进一步分析发现，电子的库仑作用，将其周围的电子推开，结果形成一个正电性的区域在电子的周围，屏蔽了周围电子的库仑作用，这个被屏蔽的电子也是一种准粒子，这种单个激发与集体激发不同，可以直接近似描写这个电子。

上面所述，只是两种典型的元激发，对于不同的问题，可以引进不同的元激发来描写所讨论的对象，除了上述两种元激发以外，还有描写电磁波振动的量子称为光子；描写电子间通过库仑作用的长程部分使电子气作集体振荡的量子称为等离激元；描写自旋波场的量子称自旋波量子，当然，元激发或准粒子的概念也不是截然的，它是近似描写固体系统的激发态时

引入的一个概念，引入的一个准粒子，这种准粒子不是实体的粒子，尤其对集体激发更是如此，即使对于单个激发，也随着近似的不同，相应地有不同的准粒子。例如在描写金属中的电子时，当不计库仑作用时，可以用自由电子来描写，当计及电子所遵从的泡利不相容原理时，可以用哈特利-福克电子来描写，当计及刚性晶格上离子所形成的周期场时，可以用布洛赫电子来描写，当计及电子库仑作用的短程部分时，就用屏蔽电子来描写了。

对于固体系统，如果激发态偏离基态不太远，这个系统可以用准粒子所组成的理想气体来描写。这样，在数学上十分简单，模型上又非常清晰，也就是说，在一级近似时，可以认为元激发之间是独立的。但在高阶近似时，需要计及准粒子之间的相互作用，值得指出的是，通常或经常不需要计及同类准粒子之间的相互作用，但在很多实际问题中研究不同类型的元激发之间的作用十分必要，并且，有大量物理现象，必须用不同类型的元激发耦合所形成的新的准粒子，才能完满解释某些现象和特殊的规律，最常见的是：光子和声子的耦合，光子和等离激元的耦合，光子和激子的耦合，它们都可统称为极化激元 (Polariton)，或者分别称为类声子极化激元、类等离子体极化激元和类离子极化激元。另外还有电子和声子的耦合称为极化子，由不同类型的准粒子耦合形成新的准粒子，这种新的准粒子的性质不等于原来准粒子特性的简单的综合、叠加，而会形成一种新的特性，利用这种准粒子耦合形成新准粒子的概念、方法，可以解释一些新的现象，探索一些新的规律，从而为开发新技术作指导，下面分别就光通信技术和人工结构材料两个问题来说明固体元激发概念的应用。

中红外低损耗光纤在超长距离无中继大容量光纤通讯系统、长程光纤传感系统、红外激光系统以及非线性光学元件等领域有广泛的应用。适用于控制中红外光纤的玻璃材料有：重金属氟化物玻璃，硫族玻璃和重金属氧化物玻璃，其中以重金属氟化物玻璃的损耗最低，是最有潜力的中红外光纤玻璃，近十年中，国内外大量的理论和实验工作研究中红外光纤材料，但仍有不少问题亟待解决，十分奇怪的是，一种

好的材料，拉制成光纤后，其损耗比原来的大几十倍乃至上百倍，这说明在光纤的拉制过程中，造成了尺度远小于光波波长的体散射中心和纤蕊与覆盖层界面之间较大的缺陷，这些散射中心，特别是界面缺陷对光散射的定量关系有待进一步研究。

目前流行的光纤损耗理论主要是宏观电磁理论，例如光纤的瑞利散射理论建立在电磁场理论和一些统计理论的基本假设的基础上，但对于由界面缺陷引起的光损耗理论则尚未见报导。近年我们提出了光波导的极化激元理论，对光纤玻璃中的瑞利散射、红外吸收边，掺杂的影响作了具体计算，得出了与实验相符的好结果。最近我们正在进一步研究从理论上计算由光纤或光波导界面缺陷所造成的光损耗，探索损耗与缺陷之间的关系，以指导光纤实验和工艺，以期能获得损耗系数低于 10^{-3}dB/km 的光纤，争取为尽早实现全球无中继光通信的宏大目标作出贡献。

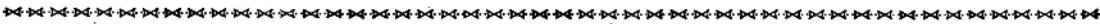
用分子束外延等方法可以制备一种人工结构材料，这种材料是由两种不同的物质交替层状排列而成的一种周期晶格。由于可以选用各种不同的物质组合成超晶格，更可以用不同的方法和工艺制备出各种不同类型的超晶格，因此，这种人工结构材料可以具备各种各样的性质，而这种性质是任何自然形成的材料

所不可能具备的。

这种超晶格的一个基本单元可以设想成为“三层”的材料，例如中间一层是GaAs，而两边是 $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ，因为电子在中间的能量低，它不易跑到外面，好象在阱里似的，当层的厚度是微观尺度的话，电子的行为具有量子特性，因此称这个结构为量子阱，电子或激子在量子阱中的行为已有很多人研究过，但是电子在量子阱中和介质中的晶格振动有相互作用，人们还没有触及到激子和声子的作用。

我们首先对量子阱中的电子和声子（包括体声子和面声子）的作用作了研究，又对激子和声子间的作用作了进一步研究。研究证明：电子-声子作用对量子阱中的光学性质有很大的影响，这些研究不仅具有理论意义也具有十分重要的实际意义，对研制新型的光电子器件具有指导意义。目前量子阱激光器已经商品化了，随着研究的深入将会有性能更多更好的新型器件问世。

我国研究半导体超晶格微结构的力量正在形成。目前，国内有半导体超晶格国家重点实验室，以新一代电子器件和光电器件为突破口，从材料、器件和物理三方面开展综合研究，以协作研究的方式向前迈进。



(上接第6页)

表1 日长的实际统计结果和由方程(*)所推算结果的比较

距现在(百万年前)	46	72	200	340	380	500	4600
实际统计结果	23.70	23.50	22.70	21.80	21.60	20.80	4.00
本文计算结果	23.67	23.51	22.76	21.95	21.72	20.73	4.32

$$x=2.123699202 \times 10^{-9} \times R^2 \quad (**)$$

(这就是求解地球历史中日长的方程，R的单位为米)

- 由方程(**)和上面求出的半径可求得
- A的日长 8.51208594×10^4 秒(23.67小时)
 - B的日长 8.46552897×10^4 秒(23.51小时)
 - C的日长 8.19435886×10^4 秒(22.76小时)
 - D的日长 7.90288430×10^4 秒(21.95小时)
 - E的日长 7.82047912×10^4 秒(21.72小时)
 - F的日长 7.46320257×10^4 秒(20.73小时)
 - G的日长 1.55692172×10^4 秒(4.32小时)

人们对珊瑚、瓣鳃类、叠层石、箭石等化石进行了许多研究(Wells 1963, Pannella 1972, Berfy 1975, Lambeck 1980 等),并对它们反映古时候的日长进行过统计。现在拿本文的计算结果与实际统计结果进行比较,见表1。

从表1可以看出,由方程(*)和方程(**)推算

的地球历史的日长和实际统计资料表明的日长直至地球刚刚形成的时候都符合得相当好。因此,用方程(*)表示地球半径的演化应该基本上是正确的。

四、讨论

以板块构造为中心的现代主流派认为,地球的半径是永恒不变的。小膨胀说认为,地球半径的膨胀范围大致为数公里或数十公里。大膨胀说认为,地球的半径有上千公里的变化。由于根据现有的大洋资料,大洋地壳都是到了中生代才开始产生的,因此大多膨胀论者认为地球到了中生代才开始膨胀。本文则认为地球自形成起就开始膨胀。关于“地球为什么膨胀”的问题,笔者认为,地球的正弦曲线式胀缩是由Steinr(1967)所指出的G值的周期性变化所引起的。这种尚未获知的膨胀原因模式的描述必须与方程(*)所描述的地球半径的演化相一致。

地球的膨胀叠加胀缩式演化方程

南方冶金学院 许 霖

提 要

本文认为,地球自形成开始就沿直线叠加正弦曲线膨胀,并从理论上推导了地球半径的演化方程。由本方程出发所推算的地球历史的日长与实际统计资料所表明的日长综合得相当好。

一、引言

天文学的一些基本事实表明,地球半径稳恒的假定与实际资料不相符。因此人们提出了地球膨胀的假说(Hilgenberg 1933, Halm 1935, Dira 1937, Heezen 1959, Greer 1965, Jardon 1966, Steiner 1967, Stewart 1981, Yabushita 1984, Milanovski 1984, 牛来正夫 1987)。地球膨胀的假说长期遭到许多人的反对,并且至今相信地球膨胀的也仅仅那么几个人。造成这种局面的主要原因是:1. 这些假说在膨胀机理问题上缺乏拥有确切支持证据的定量描述,甚至很大程度上还是属于定性的推测。2. 这些假说在解释褶皱和地壳表面的挤压现象时遇到相当大的困难。3. 由于假说认为地球膨胀所导致的直接结果仅仅是大陆分离和海底扩张,而最新的地球物理资料表明,所有的大洋都是在近两亿年中新生的,因此必须认为在两亿年中由于地球膨胀使表面积增加一倍,如此巨大的数字使得人们一直都在怀疑它的真实性。4. 太阳系的其他天体近40亿年中似乎不曾发生过显著的膨胀。5. 虽然板块构造论的一些论点与某些事实存在着不可取消的矛盾,然而它很成功地解释了一些极为重要的地球物理现象,从而成为当今被最广泛接受的大地构造理论,这大大地削弱了人们去追求地球膨胀的兴趣。

现在,笔者也试图就地球膨胀的问题予以肤浅的论证,认为地球的演化是膨胀叠加胀缩式的,从理论上给出了地球半径演化的方程,并且对该方程进行了检验。

二、方程的推导

本文设想,地球半径自数十亿年以前就沿着直线叠加正弦曲线式膨胀。因此可以这样想象,如果以现

在为起点,时间在向后倒流,那么地球演化的历史将是沿着直线叠加正弦曲线式收缩。假定,正弦式胀缩由银河因素使 G 值发生周期性变化引起,那么其周期为银河年的长度280百万年。这样可以写出这正弦曲线式方程

$$y = A \sin \omega t$$

$$= A \sin \frac{2\pi}{280} t$$

$$= A \sin \frac{\pi}{140} t$$

F. Machado (1967) 计算得, $A = 0.03$ 。故

$$y = 0.03 \sin \frac{\pi}{140} t$$

F. Machado 也指出,当今是地球对应的膨胀最大时期。现在地球的平均半径 $R_0 = 6371.03$ 公里。相应地,280百万年前(即二迭纪末)为地球的另一个最大膨胀时期。沃德(1964)用古地磁法测得二迭纪时地球半径为 $0.94R_0$; 科志斯和多伊尔也用古地磁法测得二迭纪时地球半径为 $0.99R_0$ 。两者存在一定差值,暂取其平均值 $0.965R_0$, 那么280百万年前地球半径为 6148.04395 公里(定为 R_2)。

以倒流的时间 t 为横坐标,地球半径 R 为纵坐标,建立直角坐标系(图1)。AB的趋向表示地球半径直线式收缩的趋势,那么地球半径将沿着曲线 $R_0, R_1, R_2, \dots$ 向后演化。现在就该直角坐标系上建立曲线 $R_0, R_1, R_2, \dots$ 的方程。

在 $Rt \triangle R_0DR_2$ 中,

$$R_2D = 280 (\text{百万年}),$$

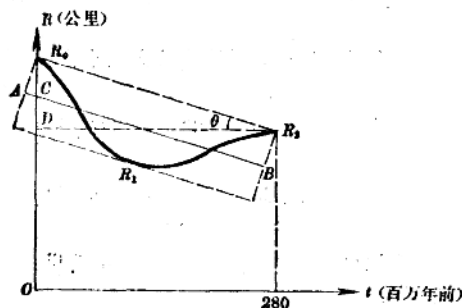


图1 地球半径演化曲线

$$R_0 D = R_0 - DO$$

$$= R_0 - R_1$$

$$= 222.38605 (\text{公里}),$$

$$R_0 R_2 = \sqrt{R_0 D^2 + R_2 D^2}$$

$$= 357.9424234 (\text{公里}),$$

因此可得 AB 的斜率

$$k = -\tan \theta$$

$$= \frac{R_0 D}{R_2 D}$$

$$= -0.79637875$$

$$\text{另外 } \cos \theta = \frac{R_2 D}{R_0 R_2}$$

$$= 0.782248712$$

所以在 $Rt\triangle R_0 AC$ 中, |

$$R_0 C = \frac{R_0 A}{\cos \theta}$$

$$= \frac{0.03}{\cos \theta}$$

$$= 0.038350993 (\text{公里})$$

所以 C 点的纵坐标为

$$OR_0 - R_0 C = 6370.991649 (\text{公里})$$

由点斜式得 AB 的方程

$$R = 6370.991649 - 0.79637875t$$

由此得时间倒流时地球半径的演化方程为

$$R = 6370.991649 - 0.79637875t$$

$$+ 0.03835097 \sin \left(\frac{\pi}{140}t + \frac{\pi}{2} \right) \quad (*)$$

(t 为以现在为起点向后倒流的时间, 单位为百万年;

R 为地球半径, 单位为公里)

三、方程的检验

地球的膨胀给我们所带来的最直观的现象是: 1. 地球大陆地壳和海洋地壳的变化。2. 地球自转角速度的减小 (由角动量守恒定律可知)。对前一个问题的讨论, 所牵连的问题较多, 限于篇幅, 这个问题将在另一篇文章中作专门的讨论。这里着重讨论第二个问题。

由方程 (*) 可以推算得地球以前不同年代的半径为:

A——始新世 46 百万年前 6334.377897 公里

B——白垩纪 72 百万年前 6313.650658 公里

C——三迭纪 200 百万年前 6211.707365 公里

D——石炭纪 340 百万年前 6100.231408 公里

E——泥盆纪 380 百万年前 6068.343813 公里

F——晚寒武纪 500 百万年前 5972.810808 公里

G——4600 百万年前 2707.614846 公里

球体转轴沿直径的转动惯量的计算公式为

$$I = \frac{2mR^2}{5} \quad (1)$$

地球的质量 $m = 5.973 \times 10^{24}$ 千克, 现在地球自转的角速度为 $\omega_0 = 7.2921 \times 10^{-5}$ 秒⁻¹。

由 (1) 算得现在地球的转动惯量

$$I_0 = \frac{2mR_0^2}{5} = 9.67768359 \times 10^{37} (\text{千克} \cdot \text{米}^2)$$

从而得地球自转角动量

$$C = I_0 \omega_0 = 7.07170966 \times 10^{33} (\text{千克} \cdot \text{米}^2 \cdot \text{秒}^{-1})$$

设 $\omega x = P$ (常数)

x——日长, 单位为秒

ω ——地球自转角速度, 单位为秒⁻¹

则

$$P = \omega_0 x_0 = 7.2921 \times 10^{-5} \times 8.6201 \times 10^4 = 6.29563121$$

(现在的日长 $x_0 = 8.6201 \times 10^4$ 秒)

由于地球自转遵循角动量守恒 $\omega I = C$, 故

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{C}{I} \\ &= \frac{5C}{2mR^2} \\ \text{所以 } x &= \frac{P}{\omega} \\ &= \frac{2PmR^2}{5C} \end{aligned}$$

把 m_0, C 的数值代入并计算得

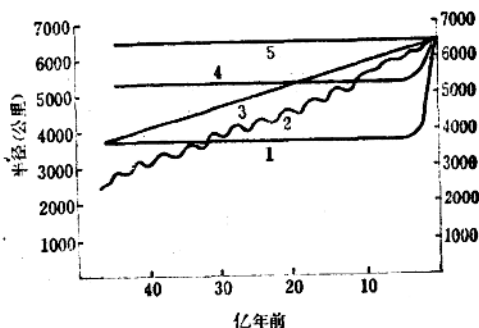
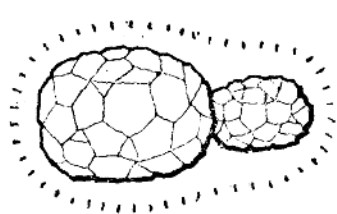


图2 地球膨胀的历史变迁

1. 凯立说, 2. 本文所提, 3. 埃吉特说, 4. 牛来正大说, 5. 稳恒说 (现代科学的主流)

(下转第 4 页)



金刚石的开发及其现状

上海交通大学

孙剑华

一、概况

碳是组成地壳的较重要的元素之一，其重量百分比约为0.032%，但结晶碳的一种变体——金刚石，却是地壳中极为稀有的矿物，是一种极珍贵的地下资源。对金刚石成因的研究表明：金刚石是由地下深处原始岩浆中的碳，在几万到几十万大气压和几千摄氏度的高压高温条件下转变成的。由于地壳构造的变迁，金刚石从地球深处被带往地壳，在特定的地质条件下，在成矿地质作用下，经过不断地变迁、富集，最后形成金刚石矿床。

经过修饰的金刚石，具有光怪陆离、美丽夺目、变幻无穷和能将白光折射分解成红、橙、黄、绿、蓝、靛、紫七色的特点。当旋转金刚石时，可看到旖旎闪烁的美丽景色。后来，人们发现它还具有比任何其他物质高得多的硬度、耐磨性以及其它优良性质，于是就用它来切割宝石，雕刻珠宝、玉石等。随着人类历史的发展，具有特殊物理性质的金刚石在地质勘探、石油开发、机械加工、光学仪器以及电子、军事、航天工业中得到越来越广泛的应用，它的地位也越来越显得重要，以致可这样说，任何一项现代科学技术的研究和任何一种高精尖的产品都离不开它。

金刚石之所以有如此广泛的用途，是因为它具有许多优异的机械、光学、热学、电磁学和化学性能。从晶体形态来看，金刚石属立方晶系，其晶体形状一般呈立方体、八面体和斜方十二面体。它是目前已知的最硬物质，其显微硬度达10000—11000 千克/毫米²，而高硬度的硬质合金显微硬度只有1000—2000 千克/毫米²，淬火钢只有700—800 千克/毫米²。金刚石的化学性能稳定，抗压强度也很高，耐磨性好。有的



金刚石晶格

图 1

金刚石还具有良好的热敏、热传导和半导体性能。金刚石还是一种很好的透远红外光的材料。

为什么金刚石具有上述优异的物理机械性能？同样都是由碳元素组成的，石墨却非常柔软，甚至能沾染手指和纸张。其原因是它们的晶体结构不同。在金刚石晶格中，每一个碳原子同相邻的四个碳原子构成一个正四面体（见图1），在四面体中心与四顶角的碳原子是以共价键相连的，碳原子之间的距离均等（1.54Å）。由于共价键具有饱和性和方向性，因此碳原子之间的互相吸引力很大，不易断裂，从而决定了金刚石具有高硬度、高强度和耐磨等性能。在石墨晶格中，碳原子是按片状排列成为平面六角形网（见图2），在同一平面网中的碳原子是以共价键叠加金属键相连，碳原子之间距离为1.42Å，但相邻平面间的距离为3.40Å，平面网之间以范德瓦耳引力相连接，这就决定了石墨具有低硬度和易成薄片等特性。

金刚石的来源有两种：一种是天然的，另一种是人工的。由于天然金刚石很稀少，开采困难，因此世界上一些国家都很重视发展并广泛使用人造金刚石。人造金刚石一般是在高压高温条件下，在合金触媒的作用下，由石墨转化而成的。瑞典通用电气公司和美国通用电气公司分别于1953年和1954年试制成功，并于1962年及1957年投入工业生产。南非宣布1959年制成，1961年投产。苏联宣布1960年制成，1962年投产。日本宣布1961年制成，1963年投产。我国也在1963年研制成功。合成金刚石获得成功的方法可以分为：

1. 静压法：（1）静压触媒法；（2）静压直接转变法；（3）用品种的触媒法。
2. 动力法：（1）爆炸法；（2）液中放电法；（3）直接转变成六方金刚石。
3. 在亚稳定区域内生长金刚石的方法：（1）气相法；（2）液相外延生长法；（3）气液固相外延生长法；（4）常压高温合成法。

二、金刚石的分类

历来，工业中使用金刚石主要是利用它的硬度大这一特点。近年来随着研究的深入，对金刚石的物理性能有了进一步的了解。金刚石按其光学性质和其他

性质的不同, 可以分成 I 型和 II 型两类。这两类金刚石又可各分为 a 和 b 两个亚类。

I_a型金刚石含有较多的杂质氮, 通常是 0.1% 的程度, 少数可达 0.2% 或更多。用电子显微镜可以观察到氮是以小片状体存在于金刚石晶体中, 这些氮的小片状体影响了紫外和红外光谱的吸收, 降低了热导率等物理性质, 但另一方面却能使金刚石的机械强度提高。大约有 98% 的天然金刚石是属于这一类型的。

I_b型金刚石也含有氮, 但量少, 且以分散的顺磁方式存在。这种类型的金刚石在自然界中很稀少。大部分人造金刚石都是 I_b 型的。由于它含氮量少, 且以分散方式存在, 其强度不如 I_a 型的。目前各国正在研究用人工方法调整氮杂质的含量及其存在方式以制造高强度的 I_b 型人造金刚石。

II_a型金刚石的特点是导热性特别好, 在室温时为铜的五倍, 在 200℃ 时为铜的三倍。它含氮的杂质是自由的, 使它具有特别的解理性质, 提高了它的光学性能和热学性能。天然金刚石中大约有 2% 是属于这一类型的。

II_b型金刚石的特点是具有半导体性能, 而 I 型及 II_a型都是绝缘体。这类金刚石是很纯的亚类, 呈蓝色, 容易辨认, 但是发现很少, 约为 II 型金刚石中的千分之一。使 II_b型金刚石具有半导体性质的原因无疑是分散杂质的存在。对天然 II_b型金刚石的电、光、光电性质进行了研究, 证明它是 P 型半导体。

所谓特殊类型的金刚石是专指 II 型金刚石而言的。II 型金刚石因具有特别优异的导热性能或半导体性能, 目前已成为电子工业中引人注目的材料。

I_b型金刚石由于具有良好的导热性, 主要用作固体微波器件及固体莱塞器件的散热片。

在硅雪崩二极管、半导体激光二极管及其他器件都镶有散热片, 它吸收这些器件在工作时所产生的热量。以前都采用铜作散热片, 效果并不理想, 后来改为用 I_b型金刚石作为散热片, 取得了良好的效果。

金刚石散热片还可以用于高功率晶体管, 集成电路, 可变电阻二极管或其他半导体开关器件等。

人们虽然早就了解到天然的 II_b型金刚石具有半导体性质, 但是真正把它制成半导体器件则是最近几年的事。II_b型金刚石具有宽的禁带, 能耐高温, 它的散热性能、机械强度与抗腐蚀性都能比较好, 使它能在艰苦条件下工作。

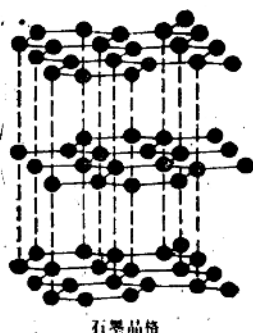
三、金刚石薄膜

前面已提及工业中人工制造金刚石的途径, 其中主要采用的是静压触媒法, 其次是爆炸法。而高温高压法的产品形式只能呈晶粒或粉末状, 因此它的用途

限于利用硬度特性的研磨和磨料的倾向较强。为了使金刚石作为功能材料发展, 必须开发能自由控制其形态(块状、膜状、纤维状), 或聚集状态(单晶、多晶、非晶)的技术。如果膜状金刚石的合成成为可能, 那末在其它物质的表面就可被覆金刚石, 也可能靠外延生长形成半导体, 其利用价值是不可估量的。经过几十年的努力, 利用化学气相沉积法 (Chemical Vapour Deposition Method, 简称 CVD) 使之成为可能。CVD 是利用含碳气体通向固体表面, 由含碳气体还原或热分解所产生的游离碳原子, 在固体表面上作外延生长。由于金刚石 CVD 的范围是在石墨的稳定相和金刚石的亚稳定相区域内, 因此如何在沉积过程中消除石墨将是一个十分关键而技术性较高的问题。最近开发了几项新的合成技术: 热 CVD 和微波等离子体 CVD 等。从八十年代初期开始, CVD 得到了迅速的进展。据报道苏联在 10 年前就开始研究这项技术, 他们涂敷的金刚石薄膜可达一毫米以上。而日本的一家电子公司将率先在世界上生产出第一块金刚石计算机芯片。美国和澳大利亚在这领域内也取得了瞩目的成就。

在我国, 虽然起步较晚, 但已取得一定的成就, 其中以吉林大学和上海交通大学为领先。据报道吉林大学利用热 CVD 法, 以甲烷 (CH₄) 和氢 (H₂) 的混合气体为原料, 在常温低压情况下合成出 $\phi 10\text{mm}$ 的金刚石多晶薄膜。装置图见图 3。用激光拉曼、电子衍射、X 光衍射、扫描电镜和红外吸收等方法对该薄膜进行结构分析和评价表明, 样品是具有立方金刚石结构的多晶薄膜, 其面间距与天然金刚石的面间距相同。上海交通大学也达到了相同的水平。

除了使用甲烷外, 其他低碳氢化合物也能合成出金刚石薄膜。据报道东京附近的日本工业学院研究员平漱余一教授成功地发明了用美酒研制金列石薄膜。



石墨晶格

图 2

他采用含甲基(CH_3)化合物(包括威士忌、伏特加、朗姆酒、日本的米酒、中国的茅台和大曲),发展了常压下快速合成金刚石薄膜的方法。平漱致力于集成电路和大规模集成电路半导体材料的研究与开发,现在所用的这类材料是硅和砷化镓等。他的实验只用一个反应器和一个真空泵。第一批实验所用的含甲基化合物是丙酮(CH_3COCH_3)。将丙酮蒸发,混合氢气,然后通过一个已加热到 $500^\circ\text{C}\sim 800^\circ\text{C}$ 的硅(Si)基片,这样在基片上便沉积了一层薄薄的多晶金刚石,沉积速率约为 $10\mu/\text{hr}$ 。

在另一些实验中,平漱改变了含甲基的原料,分别用甲醇(CH_3OH)和乙醇($\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$)也成功地制造出金刚石。另外他还从生活消费品——商业酒类造出金刚石。这一发现虽未引起珠宝商的垂青,却引起了半导体制造商的极大兴趣。究其原因,正象前面所提及的,金刚石的优点实在太多了。

四、金刚石薄膜的应用前景

从平漱的实验,我们可以看出如下的实用优点:金刚石薄膜的制造工艺简便、原料便宜。这两点为金刚石薄膜成为普遍使用的工业材料奏响了序曲。

金刚石薄膜比透明漆覆盖层还不显眼,但是它们从根本上改进了制品质量。耐磨工具、轴承、科学仪器和通信设备的大型光学系统,仅仅是使用这种薄膜的无数领域中的一部分,还有不怕磨擦的镜片和窗孔,质量特别好的电动扬声器和新一代快速运算微型电路等。金刚石涂层能够使无数装置具有新的性能,从完善的火箭发动机到刮脸刀片。

索尼公司在去年就宣布了工业化生产高频电动扬声器消息。扬声器中的辐射部件是金刚石薄膜。据报道,扬声器再现声音的准确性无与伦比。金刚石薄膜

和其涂层如同玻璃一样可以透过可见光,但又与玻璃有所不同,金刚石也完全可以透过红外线和微波辐射。由于其对紫外线光带特别敏感,因此可以充当很好的传感器和探测器,以及用来生成紫外线激光束,这种激光器被看作是宇宙通信系统的重要部分。

不过专家们认为,在电子学领域里,金刚石薄膜前途尤为远大。在生产未来超高速运算计算机所需要的集成电路时,金刚石薄膜具有许多无与伦比的优点,金刚石计算机微型电路将是效率极高和非常稳定的。更主要的是,金刚石是极好的导热体,它甚至优于铜和银。

过去要想合成金刚石,高压高温被认为是必需条件,现已确认在几种合成技术中即使在低压下也能生长金刚石。尤其以 CVD 法能合成金刚石具有重大意义。CVD 法除向基片被覆其它物质之外,其应用范围很广,诸如外延生长,晶须培育,粉末合成或成型品的制作等。如以这种观点类推,依靠这种技术形成金刚石薄膜,可以说只不过是一个侧面。今后,随同合成技术的不断发展,金刚石粉末合成、晶须培育与作成成型品的技术的应用领域必将不断扩大。

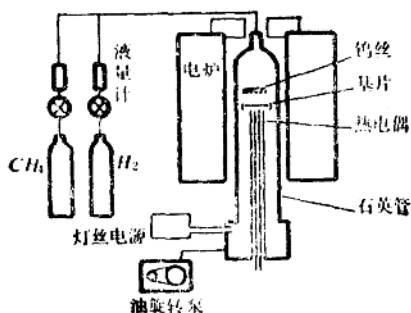


图 3



功能过剩

与成本过高的不对称性

上海大学 杨克忠

一、功能过剩与成本过高的定量不对称性

通常在价值工程中,通过调整功能 F 和成本 C 而提高价值 V 的基本途径有五种:

$$\left. \begin{aligned} ① \quad \frac{F \uparrow}{C_0} = V \uparrow \quad ② \quad \frac{E_0}{C \downarrow} = V \uparrow \quad ③ \quad \frac{F \uparrow}{C \downarrow} = V \uparrow \\ ④ \quad \frac{F \uparrow \uparrow}{C \uparrow} = V \uparrow \quad ⑤ \quad \frac{F \downarrow}{C \downarrow \downarrow} = V \uparrow \end{aligned} \right\} (1)$$

式中“ $\uparrow$ ”表示提高,“ 0 ”表示不变,“ $\downarrow$ ”表示下降,“ $\uparrow\uparrow$ ”表示大大提高,“ $\downarrow\downarrow$ ”表示大大降低。

当以成本 C 为横坐标,功能 F 为纵坐标,则当任何一点的 F_i 和 C_i 都是非负的,所有的 $V_i = F_i/C_i$ 均可表示在图1中

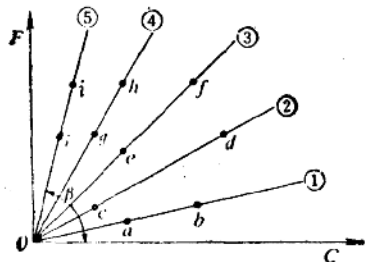


图1 功能—成本图

显然 V_i 为该点的正切

$$V_i = \frac{f_i}{C_i} = \tan \beta \quad (2)$$

因此图一中各点的关系可表示为:

$$C_a = C_e = C_h \quad C_b = C_f \quad C_c = C_g$$

$$f_b = f_e \quad f_d = f_g = f_i \quad f_j = f_h = f_l$$

$$V_a = V_b = V_1 \quad V_c = V_d = V_2 \quad V_e = V_f = V_3 \quad V_g = V_h = V_4 \quad V_i = V_j = V_5$$

由(2)式知 $V_5 > V_4 > V_3 > V_2 > V_1$

通常称 $\tan \pi/4 = 1$ (即图1中的 V_3 线)

为标准线。并且称在标准线以上的区域为功能过剩区,其中 $V_i > 1$ 即 $f_i > C_i$ 。称在标准线以下的区域为成本

过高区,其中 $V_i < 1$,即 $f_i < C_i$ 。

倘若①线及⑤线与标准线③的夹角都是 30° ,②线和④线与标准线③的夹角都是 15° ,但由(2)式可见必然有 $V_5 - V_3 > V_3 - V_1$, $V_4 - V_3 > V_3 - V_2$,可见相对于标准线,功能过剩区与成本过高区的定量是不对称的。即由标准线向两边各移动动量 $\Delta\theta$ 角的价值系数差 ΔV 是不等量的。

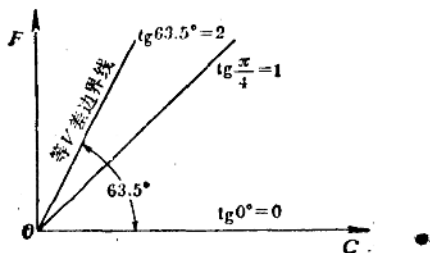


图2 等 V 差边界

由于 $\tan 63.5^\circ = 2$,所以相对于标准线 $\Delta V_i = 1$,由它围成的区域如图2中的阴影区,只有在此区中的 ΔV 差可找到与全部成本过高区的 ΔV 差相等的 V_i 。即 $\tan 63.5^\circ - \tan \pi/4 = \tan \pi/4 - \tan 0^\circ = 1$,然而这两区域显然差异甚大,所以,功能过剩区与成本过高区的定量是明显不对称的。

二、功能过剩与成本过高的定性不对称性

由(1)式给出的价值分析的五个基本途径可见,在图一的成本过高区中的任意点 a 可以有如图3那样的调整方向:

其中各方面与(2)式对应有: $a \rightarrow b$ ①: $F \uparrow / C_0$

$a \rightarrow c$ ②: $F_0 / C \downarrow$

$a \rightarrow d$ ③: $F \uparrow / C \downarrow$

$a \rightarrow e$ ④: $F \uparrow \uparrow / C \uparrow$

$a \rightarrow f$ ⑤: $F \downarrow / C \downarrow \downarrow$

所以,对成本过高区中的任何点存在一个合理的价值分析扇面称为成本过高区的基本扇面。然而,在

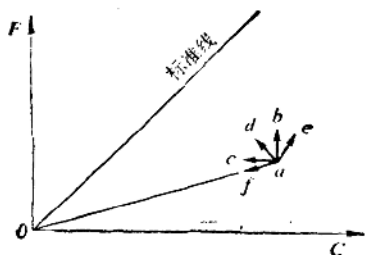


图 3 成本讨高区中的调整基本扇面

功能过剩区中任何点的价值分析就不能任意套用(2)式了,即不能套用成本过高区的基本扇面。因为既然功能已过剩,所以一般情况下再提高功能的方法如(1)式的①③④都将是无意义的,因而只剩下②和⑤两种途径,如图4中的 $a \rightarrow b$ 和 $a \rightarrow c$ 。

$a \rightarrow d$ 线则意味着价值系数不变 $V_a = V_d$ 。实质上这三种途径都没有使功能的过剩状态明显减弱，前一种可能更加远离标准线。所以，按照功能过剩的原意，或者按照“功能匹配论”的要求，则应按 $a \rightarrow e$ ， $a \rightarrow f$ 或 $a \rightarrow g$ 途径改变 a 点状况，但是，显然 $a \rightarrow e$ 是 $F \uparrow / C_0$ ， $a \rightarrow f$ 是 $F \downarrow / C \uparrow$ ，而 $a \rightarrow g$ 则要求 $F \downarrow / C \uparrow$ ，从成本角度来看都是不合理的，因此，对功能过剩区中各点应进行具体分析。

对于业已功能过剩的零件或分作业进行价值分析时应明确它的过剩功能是否会发生如下列的某一种情况:

- (1) 为了获得过剩功能必须对工作人员、设备、工艺方法、材料、工作环境等提更高的要求;
- (2) 对产品或作业的整体功能产生损害;
- (3) 对别的零件或分作业的功能发挥产生压抑作用;
- (4) 使用户产生心理或生理的损害, 如过强的光照等;
- (5) 使用户付出不必要的经济或技术代价, 如售

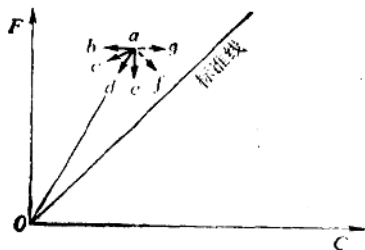


图 4 功能过剩区中的调整基本扇面

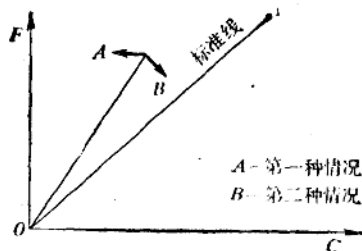


图 5 价值分析图中功能过剩区的基本扇面

价、使用技术要求、能源和材料消耗和辅助装置等的增加;

- (6) 提高保管和储运的难度或降低其安全性能;
- (7) 必须增加非标准件, 降低配套性、通用性和可维修性;
- (8) 降低可靠性, 提高了故障率, 从而使用户的使用维修费用提高;
- (9) 在使用时附加不必要的特殊要求, 如必须有难以得到的能源要求等;
- (10) 产生不良的社会效应, 如增加了环境污染等等。

第一种情况是：过剩功能并不会产生上述任何一种后果，那么基本途径(2)式将保留②和⑤两条途径，即② $F_0/C\downarrow$ 和⑤ $F\downarrow/C\downarrow$ 这两条途径。如图5中的A

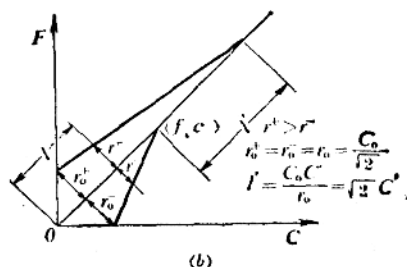
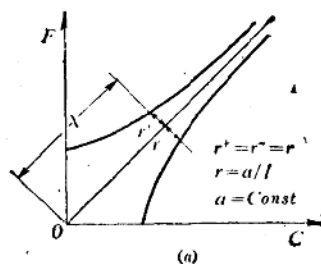


图 6 两种宽容合适区域法示意

区。

第二种情况是该过剩功能将会产生上述结果中至少一种后果，那么基本途径(2)式不再有效，即意味着应降低其价值系数。可以考虑排除V的大幅度下降的情况，则在第二种情况下有如下的三条降低过剩功能的方法：(图5的B区)

$$\textcircled{6} \frac{F \downarrow}{C \downarrow} = V, \quad \textcircled{7} \frac{F \downarrow}{C_0} = V \uparrow, \quad \textcircled{8} \frac{F \downarrow}{C \uparrow} = V \downarrow \quad (4)$$

因此，在功能过剩区，可能存在另一个基本扇面如图五

所以，功能过剩与成本过高两者在定性上也是不对称的。

三、不对称宽容区

在一般的价值工种中，图5中的B情况常被认为是不可取的。由此可以得到两点启示：

(1) 价值分析应是广义的，不应仅限于功能——成本分析。因为产品或作业不仅有功能或成本的关系问题，还应有质量与价格、市场供求关系、材料、能源消耗与费用关系等。所以除了进行功能——成本分析外，还应考虑对别的因素进行分析，如：质量——价格分析、市场——供应者分析、设计——加工分析，能量——费用分析等等。在不同的分析方法中V、F、C有不同的含义，倘若在另一个分析中确定其V是提高的，那就可能是可行的。

(2) 在价值分析中，降低过剩功能的要求不如降低过高的成本的要求来得严酷。

由于实施价值工程必须付出代价，而在靠近标准线附近时，往往这个代价不一定能补偿实施价值工程后得到的经济效益，所以，在标准线附近常划出一个邻域以示在此内可以不必考虑作为价值工程的对象，此区域称为宽容区域。然而，通常总是对称于标准线地考虑宽容区域，注意到本文上述启示(2)，所以，宽容区域应该是不对称于标准线的。通常宽容区域的分类如下。

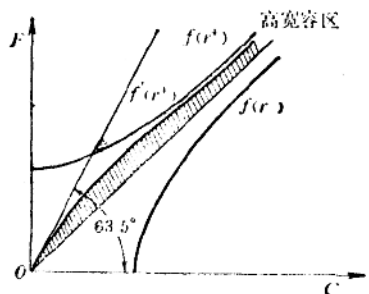


图7 不对称宽容区域法示意

(等角宽容区域法
(对称宽容区域法
(等距离宽容区域法
(田中最宽容区域法(图6 a)
(不对称宽容区域法(见参考文献[1])(图6 b)

前两种宽容区域法已被多数人所否定。图6(b)是按文献[2]的特殊情况算出的。由上文及图4和图5的比较可见[1]的不对称观点是有道理的，但是，由于V是有限的，使得在 $f > f' + \cos 45^\circ$ 和 $C_i \geq C' + \cos 45^\circ$ 处的功能过剩区不存在合理的容许宽容区，从而违背了巴累托原则，在经济上并不合理。所以，一个合理的改进应是在标准线两侧仍是田中式的分别由两根双曲线 $f(r^+)$ 和 $f(r^-)$ 所表示，但是不对称，即

$$r^+ l = a^+ \\ r^- l = a^- \\ a^+ > a^-$$

但是

如果，再考虑到定量不对称性，则 $f'(r^+)$ 可表示为以 63.5° 辐射线和以 $f(r^+)$ 为渐近线的曲线，并称由 $f'(r^+)$ 与标准线所包容的区域为高宽容区，见图7。

因此，当a仍按田中法计算为 $a = (2FC)^{\frac{1}{2}}$ 且令它等于 a^- ，则：

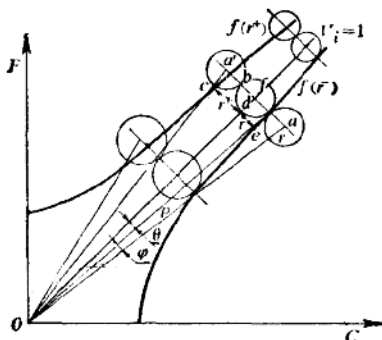


图8 功能过剩区宽容曲线作图法

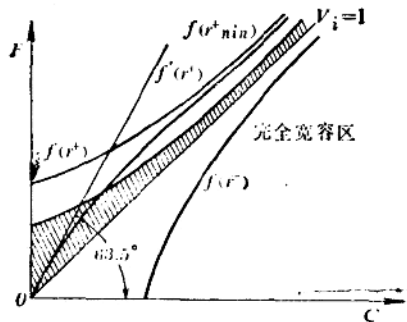


图9 功能过剩区中的三种宽容区

(1) 由于 $a^- = a$, 成本过高区的宽容程度是常规的;

(2) 由于 $a^+ > a$, 功能过剩区的宽容程度要大于成本过高区, 从而减弱了(4)式的异常程度, 同时又满足巴累托原则。

因此, 可以按照功能过剩与成本过高的定性不对称性, 并以 $f(r^-)$ 线为基准来求出 $f(r^+)$ 曲线。

由于双曲线可表示为极坐标形式

$$\rho = P / (1 + e \cos \alpha)$$

按照田中式的对称宽容线可知 $P = 1, e = \sqrt{2}$,

若以标准线为准线, 与 $f(r^-)$ 的任意点的夹角为 θ 如图 8。

因此 $\rho = (1 + \sin \theta + \cos \theta)^{-1}$

为了求出 $f(r^+)$, 我们作如下二个假设: 假设一, 在功能过剩区有个成本过高区模仿的基本扇面, 即 $r' = r$ 。假设二: 该处的宽容度与基本扇面半径相等, 从而 $af = a'f = 2r$ 。

由功能过剩和成本过高的定性不对称性(图 5)可见 bc 这一段应列入宽容区, 因此 $f(r^+)$ 线应经过 c 点而不是 b 点, 即可以垂足 cd 以及 de 分别为 $r = od$ 处的 r^+ 和 r^- , 令 $oa' = l_1, ac = l_2$, 则由 $\triangle oab \sim \triangle oca'$ 可见

$$l_1 = \frac{r \sin \angle ab'o}{\sin \varphi} = \frac{r \cos \theta}{\sin \varphi}$$

由于 $l_2 = l_1 - r$ 和 $\triangle ofa' \sim \triangle odc$ 两个相似, 所以当令 $cd = r^+$ 时

$$\frac{r^+}{2r} = \frac{l_2}{l_1} = 1 - \frac{r}{l_1} \quad \text{即} \quad r^+ = 1 - \frac{\sin \varphi}{\cos \theta}$$

并得到 $de = r^+$ 为

$$r^- = r \frac{l_2}{l_1} = r \left(1 - \frac{\cos \theta}{\sin \varphi} \right)$$

因此 $\frac{r^+}{r^-} = 2 \frac{\sin \varphi}{\cos \theta}$ (5)

$$\text{由于 } r = \frac{1}{\sqrt{2}} (C_i - f_i)$$

$$\text{所以 } r^+ = \sqrt{2} (C_i - f_i) \frac{\sin \varphi}{\cos \theta} \quad (6)$$

可以得到两点结论: (1) $f(r^+)$ 的宽容程度主要决定于基本扇面半径大小的选定, 亦即在作价值分析时, 向标准线靠拢或匹配的意愿越强, 则功能过剩区的相对宽容程度应越大。

(2) 由于 $r^+ \geq r^-$, 所以从(6)式得知

$$\sin \varphi \geq \frac{52}{4} \cos \theta$$

亦即, 对应于任何一个 θ 角处的基本扇面总应有一个最小半径为

$$r^+_{\min} = \frac{1}{2} (C_i - f_i) = \frac{52}{2} r^- \quad (7)$$

显然, 它主要决定于成本过高宽容程度的大小。

所以在没有明显降低成本或没有高匹配要求时, 我们可以不考虑落在由(6)式所界定的宽容区内的点, 但是完全可以宽容落在(7)式之内的点, 不予调正。因此由(7)式所界定的区域可称为完全宽容区, 如图 9。

所以, 功能过剩区中可有三种宽容区: 由 $f(r^+)$ 界定的宽容区, 由 $f'(r^+)$ 界定的高宽容区和由 $f(r^+_{\min})$ 界定的完全宽容区。

显然, 一旦合理地确定了成本过高的宽容程度, 也就可以分别确定功能过剩的三种宽容程度。对于落在完全宽容区内的对象, 就完全可以不必再考虑调整, 其次是高宽容区内的, 再其次是宽容区内的点, 所以, 通过功能过剩与成本过高的不对称分析, 可以使我们在 VE 活动中分清主次, 从而节约 VE 活动费用和提高 VE 活动效益。

主要参考文献

孙启霞: “价值工程与功能不对称法”, 浙江科技出版社 (1986)

(上接第16页)

平力 P 并不是没有物理意义的。原来, 这个推力 P 和实际装置中手柄端的推力 $\bar{F}$ 相当, 只不过手柄的长度 l 得缩短成螺杆的平均半径 R 那样大, (当然这在实践上是办不到的。)也就是说虚拟推力 P 恰很是为了将荷重 Q 举升, 沿切向施加在螺杆表面借以产生力矩 L_1 的那个力。

(三)效率和自锁的条件: 从前面的推导看来, 直接法和比拟法都能导得这两者的正确答案。

但值得注意的是斜面比拟法不能阐明螺杆螺纹面上的分布力的特性, 如图 4 所表示的切向力性质; 也不能表达牵涉到力矩的问题如图 5 表示的力矩分解法。只有直接分析才能阐明其物理意义。但这点并不否认斜面比拟法的价值。

关于螺旋副的力学分析问题

上海师范大学 潘大勋

我国通用的机械基础和机械零件的教本中,对于螺旋副的力学原理的分析,习惯上使用斜面比拟法。以起重螺旋副为例,这种机械的起重过程,常用沿着粗糙的斜面以一水平的推力 P 将重物移动的过程来作比拟(图1)。这个斜面的倾角等于原来螺杆的升角 λ ,斜面和滑块间的摩擦系数 μ 和螺旋副的相同,滑块则相当于被举起的荷重 Q 。在起重的情形,根据力平衡方程式:

$$\begin{cases} N \sin \lambda + f \cos \lambda = P \\ N \cos \lambda - f \sin \lambda = Q \end{cases}$$

和摩擦定律 $f = \mu N$, 可求得:

$$\text{斜面效率 } \eta = \frac{hQ}{SP} = \frac{\tan \lambda}{\tan(\lambda + \rho)} \quad (1)$$

$$\text{推力 } P = \tan(\lambda + \rho) Q \quad (2)$$

$$\text{正压力 } N = \frac{\cos \rho}{\cos(\lambda + \rho)} Q \quad (3)$$

但 $\rho = \tan^{-1} \mu$ 是摩擦角。 N 正压力, f 摩擦力。

起重螺旋副发生自锁的情形也可以用图2所表示的力平衡原理来比拟:

$$\begin{cases} N \sin \lambda - f \cos \lambda = 0 \\ N \cos \lambda + f \sin \lambda = Q \end{cases}$$

从这里得到自锁的条件:

$$\rho = \lambda \quad (4)$$

前述比拟法的优点是(1)利用螺旋副是斜面的变形这个特点直接推导出正确的效率公式和自锁条件,初学者容易接受。(2)可以避免螺旋副有关的力矩平衡的复杂运算,少用矢量代数。

但是深入一些考察就发现到:螺旋副和斜面这两者在力的分布方面不尽相同,这首先表现在前者的接触部分的力是分布状态,而后者则是集中状态,两者间力与力的对应是不明显的。例如式(2)中的推力 P 和螺旋副中哪一项力相对应?利用斜面比拟法如何计算螺纹面的压强?力矩平衡关系如何推导?这些问题都是值得研究的。有些课本将螺旋所受的正压力和摩擦力看作集中于螺纹面的一点上,因而得得了正确的力矩平衡的条件,但这和实际的图像不符。

本文的目的在于直接根据螺旋副的分布受力状态,用静力学原理对力平衡和力矩平衡方程作较细致的分析,因而推导出螺纹面的压强、外力矩和荷重的

关系、效率和自锁条件,并回答前述问题。本文建议作为机械基础课本中有关部分的参考材料。

假设螺旋的齿廓是矩形的。用隔离法将螺杆和螺母隔离,单考察螺杆的受力状态。在螺杆受力侧的啮合面(下路面)上,任意一个微小面元记作 dS ,作用着的力有两个,即正压力 dN 和摩擦力 $d\vec{f}$,两者都作用于面元的中心 A 。 dN 与螺纹面正交, $d\vec{f}$ 则与螺纹面相切。

为了能用矢量代数处理,经过面元中心点 A ,作一直线和螺杆的中心轴 OO' 正交,交点为 C ,沿 $\overrightarrow{CA}$ 方向的单位矢量记作 $\vec{i}$,沿 OO' 的单位矢量记作 $\vec{k}$,与前者正交并构成右手系的第三个单位矢量记作 $\vec{j}$,这样,矢量 $\vec{i}$ 和 $\vec{j}$ 便随着面元位置变化而 $\vec{k}$ 则是固定的。设受压面的压强是 n ,由图3看出在起重状态时,有:

$$d\vec{N} = n dS \cos \lambda \vec{k} - n dS \sin \lambda \vec{j} \quad (5)$$

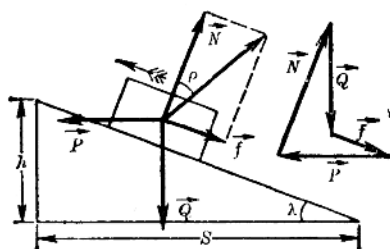


图1 螺杆的斜面比拟图

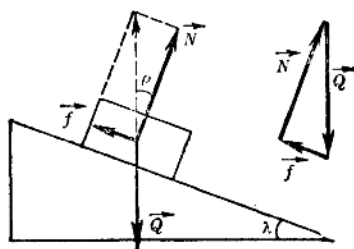


图2 自锁的比拟图

$$d\vec{f} = -\mu ndS \sin\lambda \vec{k} - \mu ndS \cos\lambda \vec{j} \quad (6)$$

除螺纹面受力外, 当处在起重状态时, 手柄的一端受到与柄轴线正交的水平力 $\vec{F}_1$, 与此相应, 在螺杆的侧面啮合的螺纹面 (是柱形) 上产生出一组水平的分布力, 其合力 $\vec{F}_2$ 与 $\vec{F}_1$ 近似地构成力偶 (理由详见后图 5)。这样, 螺杆的力平衡方程是:

$$\sum_s d\vec{N} + \sum d\vec{f} + \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{Q} = 0 \quad (7)$$

这里 $\sum_s$ 是指对全部啮合受力面 S 求和。将 (5) (6) 代 (7) 得到:

$$\sum_s (\cos\lambda - \mu \sin\lambda) ndS \vec{k} - \vec{Q} \vec{k} - \sum_s (\sin\lambda + \mu \cos\lambda) ndS \vec{j} + \vec{F}_1 + \vec{F}_2 = 0$$

再将力的水平分量和铅直分量部分分开:

$$\sum_s (\cos\lambda - \mu \sin\lambda) ndS - Q = 0 \quad (8)$$

$$\sum_s (\sin\lambda + \mu \cos\lambda) ndS \vec{j} - \vec{F}_1 - \vec{F}_2 = 0 \quad (9)$$

假定压强 n 不随位置变更, 从 (8) 得到:

$$n = \frac{Q}{(\cos\lambda - \mu \sin\lambda) S} = \frac{\cos\rho Q}{\cos(\rho + \lambda) S} \quad (10)$$

但 S 是受力啮合面总面积 $\sum_s dS$, 此式说明压强与荷重成正比。关于式 (9) 中第一项的计算, 我们将啮合面

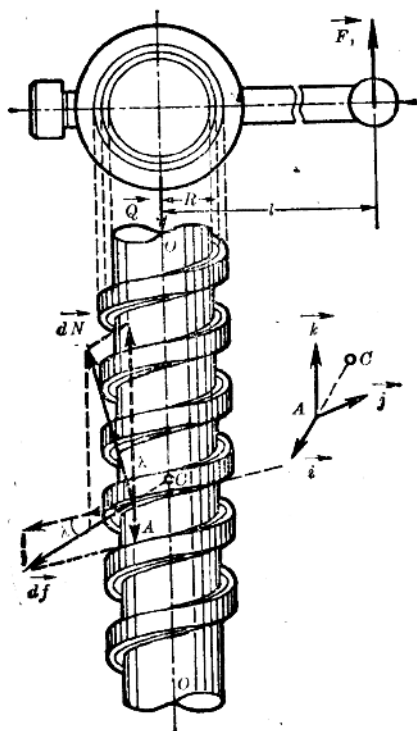


图3. 螺旋的隔离图, 以及啮合螺纹面上的面元的受力状态。图上部是手柄和附件的俯视图、下部是螺杆的前视图

分割成面积相等的面元, 使每个面元的长度等于螺齿高度宽度则是相等的微小矩形狭条 (图 4a), 每一面元所受切向力 $ndS\vec{j}$ 则是集中在它的中心上的微小矢量, 假定在一个螺距 (pitch) 范围内面元数无限多, 则象图 4b 那样, 一个螺距内的切向力合力是零; 不仅如此, 整数个 (例如三十个) 螺距内切向力合力也是零。如果啮合面不是整数个螺距, 则切向力合力不为零, 图 4c 是个例子, 图中合力 $|\vec{AB}| = S_1 n \frac{\theta}{2\pi}$, S_1 是一个节

距内啮合面积 $S_1 \ll S$, 因此即使在这种情形下合力也可忽视。如果啮合受力面恰是整数个螺距, 则有 $\sum_s ndS\vec{j} = 0$ 。又从 (9) 得:

$$\vec{F}_1 + \vec{F}_2 = 0 \quad (11)$$

也就是说 $\vec{F}_1$ 和 $\vec{F}_2$ 可以构成一对力偶, 但这对力偶的平面一般的和螺杆中心轴 $\vec{OO'}$ 相正交 (见图 5)。若以 $\vec{F}_2$ 作用点 B 作参考点, 力偶矩是 $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{F}_1 = (\vec{l} +$

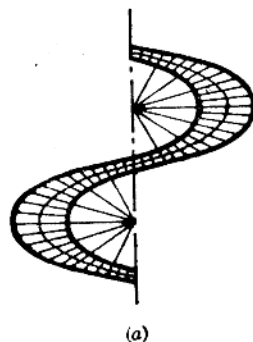


图4(a) 一个节距内啮合面元分割法

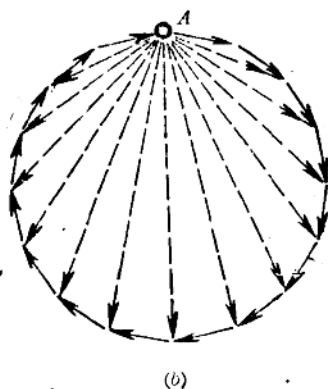


图4(b) 一个节距内或整数个节距内, 相等面元数增多时, 合力趋于零。

$\vec{a} \times \vec{F}_1 = \vec{l} \times \vec{F}_1 + \vec{a} \times \vec{F}_1 = \vec{L}_1 + \vec{L}_2$, 即它可以分解成两个分量, 其中 $\vec{L}_1$ 沿着中心轴 $\vec{OO'}$, 是一个扭矩 (Torque), 它用来克服正压力和摩擦引起的阻力矩, 输出有用功。另一分量 $\vec{L}_2$ 则是个弯曲力矩 (Bending moment), 它本来能使螺杆产生弯曲形变, 但它能被螺母的反作用力矩所抵消。

现在考察力矩的平衡关系, 为简单计算我们只计算各个面元上的力关于 $\vec{OO'}$ 轴的分力矩, 即所谓“轴矩”^[6]。和前面求合力一样设每一个面元上的力都集中在中心点 (此点在“节线”上), 对某一面元来说若将中心轴一点 C 指向面元中心点 A 的矢量记作 $\vec{R}_i$, 则这面元的轴矩贡献是:

$$\begin{aligned} dL_0 &= \{ \vec{R}_i \times (d\vec{N} + d\vec{f}) \} \cdot \vec{k} \\ &= \{ \vec{R}_i \times [(\cos\lambda - \mu\sin\lambda) n dS \vec{k} \\ &\quad - (\mu\cos\lambda + \sin\lambda) n dS \vec{j}] \} \cdot \vec{k} \\ &= \{ (-\cos\lambda + \mu\sin\lambda) n R dS j \\ &\quad - (\mu\cos\lambda + \sin\lambda) n R dS k \} \cdot \vec{k} \\ &= -(\mu\cos\lambda + \sin\lambda) n R dS \end{aligned}$$

再对一切面元求轴矩的总和, 则当 n 看作不变时, 有:

$$\begin{aligned} L_0 &= \sum_S dL_0 = -(\mu\cos\lambda + \sin\lambda) n R \sum_S dS \\ &= -(\mu\cos\lambda + \sin\lambda) n R S \end{aligned} \quad (12)$$

这个阻力矩必需和手柄外力 $\vec{F}_1$ 产生的轴矩 $\vec{L}_1$ 抵消:

$$L_0 + L_1 = 0$$

这就是对中心轴来说的力矩平衡条件。前已证明 $L_1 = lF_1$, 将它代入前一式得:

$$lF_1 = (\mu\cos\lambda + \sin\lambda) n R S \quad (13)$$

再将(10)中的 n 表示式代入, 得到推力 F_1 :

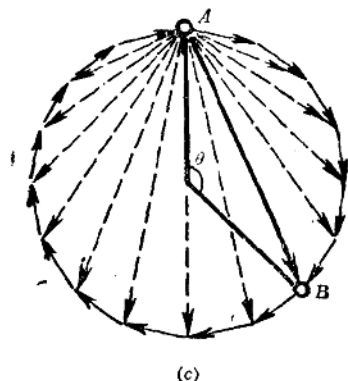


图4(c) 非整数个节距的啮合面上, 切向力合力不为零。

$$F_1 = \frac{\mu\cos\lambda + \sin\lambda}{\cos\lambda - \mu\sin\lambda} \times \frac{RQ}{l} = \text{tg}(\rho + \lambda) \frac{RQ}{l} \quad (14)$$

即推力 F_1 与荷重 Q 以及螺杆平均半径 R 都成正比, 并随着 λ 和 ρ 的增加而增加。

根据(14)便能计算螺旋副的效率 η , 为此计算螺杆升高一个节距过程中的输出功的比值:

$$\eta = \frac{\text{输出功}}{\text{输入功}} = \frac{2\pi R \text{tg}\lambda Q}{2\pi L} = \frac{\text{tg}\lambda}{\text{tg}(\lambda + \rho)} \quad (15)$$

最后我们用直接方法计算自锁条件, 当不加外力矩 L_1 时, 螺杆有下滑的趋势, 这种情形下摩擦力方向逆转, 即方程式(6)的各项改变符号, 而方程式(8)(9)得改写成:

$$\sum (\cos\lambda + \mu\sin\lambda) n dS - Q = 0 \quad (16)$$

$$\sum (\sin\lambda + \mu\cos\lambda) n dS j = 0 \quad (17)$$

要使(17)式成立的必要条件是 $\sin\lambda - \mu\cos\lambda = 0$ 即

$$\lambda = \rho$$

这个条件也可以从力矩平衡条件得出(13)式中令 $F_1 = 0$, μ 变号)

讨论

将两种方法的各项结论加以对比:

(一)正压力: 试将式(3)和(10)比较, 我们发现这两式很相似, 如果我们用斜面比拟法计算螺杆啮合面的压强 n , 只需要将斜面上滑块的接触面积 S 理解成螺纹啮合面, 将 S 遮除公式(3), 便得到式(10)。

(二)推力: 将式(2)和(14)相比较, 也发现两者相似, 如果说在(14)式中令 $R = l$, 则该式中的 F_1 便成为(2)式中的 P 。这点说明斜面比拟法中所虚拟的水

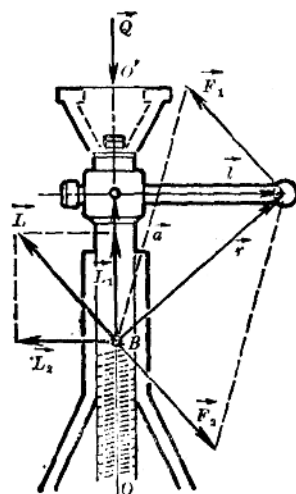


图5. 螺旋起重器手柄产生的力偶 F_1, F_2 , 以及力偶矩 L 的分解

(下转第13页)

时空的整体性与同时性的相对性

——一次狭义相对论讨论

上海交通大学 黄开泰

由于经典牛顿时空观念的根深蒂固,时空的分割性与同时性是绝对的,颇有市场。学生们要树立起新的时空观念——爱因斯坦相对论时空观,掌握时空的整体性与同时性的相对性等,并非易事,光靠上课并不能完全解决问题,伴之以小型灵活的讨论,可能收效更大些。针对下面一道基本题目,在学生中的讨论可活跃了,且结论五花八门。这些结果的不同正反映对概念掌握的不同。到底错在何处,正确的应该如何呢?经过一番争论之后,分清真伪,使学生对狭义相对论的时空整体性、同时性的相对性以及相对论速度变换不能超光速等问题,有了较深刻的理解。鉴于实践的体会,现推荐如下,请指正。

讨论题:地球上的观察者发现一以速率 $0.6c$ 向东航行的宇宙飞船将在5秒钟后与一以速率 $0.8c$ 向西飞行的慧星相撞。在飞船中的人观测,还有多少时间允许他们驶离原来航线以避免碰撞?

讨论中,其他不同的错误结论暂且不谈,有一个看来颇有道理的结论列举如下:

设在 K 系中,飞船的时空为 t_{10}, X_{10} ;慧星的时空为 t_{20}, X_{20} ;且 $t_{10}=t_{20}$ (因同时相向飞行)。后在 X_1 处 t_1 时刻相碰,则 $t_1-t_{10}=t_1-t_{20}=\Delta t=5$ 秒

令飞船速度为 $V_1, V_1=0.6C$

慧星速度为 $V_2, V_2=0.8C$

$$\therefore V_1 = \frac{dx_1}{dt} \quad \therefore X_1 - X_{10} = \int_{t_{10}}^{t_1} V_1 dt = V_1 \Delta t$$

$$V_2 = \frac{dx_2}{dt} \quad X_{20} - X_1 = \int_{t_{20}}^{t_1} V_2 dt = V_2 \Delta t$$

$$\text{则 } X_{20} - X_{10} = (V_1 + V_2) \Delta t \quad (1)$$

那么在飞船坐标系 K' 中,运动方向长度收缩,所以

$$X'_{20} - X'_{10} = (X_{20} - X_{10}) \sqrt{1 - V_1^2/C^2} = (V_1 + V_2) \Delta t \cdot \sqrt{1 - V_1^2/C^2} \quad (2)$$

慧星相对飞船之速度

$$V' = \frac{V_1 + V_2}{1 + \frac{V_1 V_2}{C^2}} \quad (3)$$

故在 K' 系中相时时间间隔 $\Delta t'$

$$\begin{aligned} \Delta t' &= \frac{X_{20}' - X_{10}'}{V'} \\ &= \Delta t \left(1 + \frac{V_1 V_2}{C^2} \right) \sqrt{1 - V_1^2/C^2} \end{aligned} \quad (4)$$

代入数值得 $\Delta t'=5.92$ (秒)

到底上述结论对否?错在何处?是否上述四个式子全错呢?有些学生认为(1)式错了,因为 $U_1+U_2=1.4C$,超光速了,违背狭义相对论光速不变原理;有些则赞同(2)式是对的,运动方向的长度是收缩了,不过要用 $U' \Delta t'$ 代替 $(U_1+U_2) \Delta t$,认为在 K 系与在 K' 系中飞船与慧星两者的相对速度应该一样,等等,一下子把许多概念都混染了,到底如何呢?

最简单的回答是:在 K 系中飞船从 X_{10} 飞到相碰处 X_1 ,所需时间 Δt 不是本征时间,而在飞船参照系观测则是本征的,即 $\Delta t'=\tau_0$,

$$\begin{aligned} \therefore \Delta t &= \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - V_1^2/C^2}} \\ \therefore \Delta t' &= \tau_0 = \Delta t \sqrt{1 - V_1^2/C^2} \end{aligned} \quad (5)$$

代入数值得 $\Delta t'=4$ (秒)

学生们认为似乎有点道理,但并没有回答上述要解决的问题,有点隔靴抓痒,而且这种所谓的“逆运算”妥否?尚存疑虑。要想真正解决,本人从下面三个方面来分析,得到相同的结论,终使学生折服。看来好象把简单的问题复杂化了,但对分清概念上的是非、掌握时空的整体性与同时性的相对性以及相对速度等问题,却颇有好处的。现介绍如下:

一、在 K' 系中,飞船从飞行到相碰所需的时间 $\Delta t'_1$

设在 K' 系中,飞船的时空为 $\Delta t'_{10}, X'_{10}$,

相碰时为 t'_1, X'_1

$$\begin{aligned} \therefore t'_{10} &= \frac{t_{10} - \frac{V_1}{C^2} X_{10}}{\sqrt{1 - V_1^2/C^2}} \\ t'_1 &= \frac{t_1 - \frac{V_1}{C^2} X_1}{\sqrt{1 - V_1^2/C^2}} \end{aligned} \quad (6)$$