

中国科学技术大学

硕士学位论文

火星沙尘暴的起动临界风速

姓名：蔡黄兵

申请学位级别：硕士

专业：空间物理

指导教师：陈出新

2011-05-23

摘 要

火星是一个沙漠化的行星，拥有稀薄的大气层。自从 1971 年水手 9 号飞船进入绕火星飞行轨道后，就有很多关于火星沙尘暴的观测资料传回地球。火星上存在有利于沙尘暴形成的条件，不过由于火星的大气密度非常低，火星沙尘暴的起动风速要比地球上大许多。海盗 1 号和海盗 2 号着陆器在火星表面工作数年，测得火星沙尘暴的起动一般需要离火星表面 2m 高处的风速达到 30m/s，这相当于地球上的 12 级飓风。本文通过建立地表风-沙物理模型对火星沙尘暴起动临界风速的理论值进行计算，根据中性层结大气边界层风速廓线，得到火星表面粒径为 100 μm 的沙粒的起动风速为 2m 高处 28.7m/s。由于火星上 100 μm 粒径的沙粒是最容易起动的，其起动风速也就是火星沙尘暴起动风速的临界值。

本文还对沙尘扬起的机制以及沙尘暴发生后空气中悬浮尘粒的粒径大小进行了研究。在沙粒起动的临界风速下，沙粒一般需要在地表滚动一个粒径的距离然后通过与其他沙粒碰撞而跳起。粒径较小的尘粒由于受到的凝聚力较大，并非最容易起动的，而是靠最先跳起的较大颗粒沙粒与地表碰撞时溅射起来的。本文通过计算表明，在风速为临界值时，火星大气中能被维持悬浮的尘粒粒径小于 31 μm 。

关键词：火星，沙尘暴，临界风速，跃移

Abstract

Mars is a desert planet and has a very thin atmospheric layer. There are many observations about Mars' dust storms transmitted to Earth since Mariner 9 got into orbit around Mars at 1971. There are advantages for dust storms on Mars, but the threshold wind speed for a dust storm to start is much higher than on Earth due to its low air density. Viking 1 and Viking 2 had been working on Mars for some years and measured the wind speed needs to be 30 m/s at 2m height for dust storms to happen. The wind at this speed amounts to hurricane of level 12 on Earth. In this paper, we calculate the theoretical value of threshold wind speed for dust storms on Mars through constructing a model of wind-blown sand on the surface of sanded ground. Based on the wind profile of neutral atmospheric boundary layer, it is concluded that the wind speed of 28.7m/s at 2m height is needed for sand of diameter of 100 μ m to start moving on Mars. This wind speed is just the threshold wind speed for dust storms to start, because sand of diameter of 100 μ m is the most easily starting on Mars.

In this paper, we also investigate the process of sand saltation, and calculate the particle diameter of suspending dust in Mars' atmosphere when dust storms happen. It is concluded that, when wind speed is at the threshold value, sand needs to roll distance of one particle diameter and then saltates through colliding with other particles. The dust of small particle diameter is not easy to start moving because of cohesive force, but it can be ejected by collision of the first saltating sand with the ground. It is calculated that the particle diameter of suspending dust is less than 31 μ m when wind speed is at the threshold value.

Key words: Mars, dust storm, threshold wind speed, saltation

中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所呈交的学位论文,是本人在导师指导下进行研究工作所取得的成果。除已特别加以标注和致谢的地方外,论文中不包含任何他人已经发表或撰写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了明确的说明。

作者签名: _____

签字日期: _____

中国科学技术大学学位论文授权使用声明

作为申请学位的条件之一,学位论文著作权拥有者授权中国科学技术大学拥有学位论文的部分使用权,即:学校有权按有关规定向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版,允许论文被查阅和借阅,可以将学位论文编入《中国学位论文全文数据库》等有关数据库进行检索,可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。本人提交的电子文档的内容和纸质论文的内容相一致。

保密的学位论文在解密后也遵守此规定。

☐公开 ☐保密 (____年)

作者签名: _____

导师签名: _____

签字日期: _____

签字日期: _____

第1章 绪论

1.1 引言

火星是太阳系的第四颗行星，与地球相邻，大约每 17 年有一次运行到距离地球最近的时候，此时地球、火星处于太阳同一侧与太阳成三点一线，并且地球处于远日点而火星处于近日点。火星自转周期为 24 小时 37 分钟，只比地球自转周期长一点，自转轴与轨道面倾角为 25.15 度，因而也有明显的季节性气候。火星公转轨道偏心率为 0.09，是行星中最大的一个。当火星运行到近日点时，南半球为夏季，比处于远日点时的北半球夏季受到更强的太阳辐射，大气运动更为活跃，由于火星公转轨道较大的偏心率，这种差异是很明显的。

早在天文望远镜发明以前，人们就发现火星明显呈红色，并将其命名为战争或灾祸之神——Mars，就是罗马战神的意思。在中国古代，火星曾被称为荧惑，也是突出了其红色外表的一面。天文望远镜发明之后，人们观察到火星是一个橘红色的星球，有黄色的云和所谓的“沟槽”和“暗波”。后来航天探测器抵达火星后，发现火星表面到处都是氧化铁岩石和粉尘，这正是其呈红色外表的原因，也证实了火星存在稀薄的大气，并观测到沙尘暴的发生，黄色的云就是由于火星大气中悬浮大量沙尘所致，而所谓的“暗波”乃是沙尘在季风的带动下大范围移动所产生的。

沙尘暴是一种天气现象，在地球上，当强风刮过沙漠地区，往往会卷起地上的沙尘，并传输到其他地区。火星与地球类似，有稀薄的大气和固体地表，并且火星表面基本上都是沙漠化的，沙丘、砾石遍布，没有稳定的液态水，因而比地球更容易发生沙尘暴，只不过火星大气非常稀薄，地表气压低，空气密度小，所以扬沙所需的风速要比地球上大很多。

1.2 火星地表和大气状况

1.2.1 沙漠化土壤

火星表面是沙漠化的。沙漠化土壤非常重要的一个性质就是其非常低的热惯量，这导致地面日温度变化明显，火星地表由于日照变化每日温度波动幅度可达 100K (Christensen, 2003)。这种大的日温度变化导致火星大气存在很强的热潮。热潮是一种全球尺度的大气扰动，对大气环流有增强作用，譬如金星上超级气旋

的形成就是由于热潮的作用 (Takagi et al, 2007)。在火星上, 较大的地表热惯量差异也普遍存在, 导致不同地区地表温度不一致 (Golombek, 2003), 因而很容易形成类似于海陆风的局部对流。

1.2.2 干冰覆盖的两极

在冬季, 火星极区的温度变得非常低, 以至于组成大气的主要成分——二氧化碳能够直接凝结成干冰, 覆盖在极区的水冰之上 (Kelly et al, 2006)。火星北极在冬季干冰层的厚度大约为 1m, 到夏季就因升华而完全消失, 南极的干冰层厚度有 8m, 到夏季只有一部分升华, 另一部分永久存在着 (Kieffer, 2000)。一般认为这是由于南半球夏季频发的大规模沙尘暴阻碍了阳光照射地表, 使地面温度降低, 从而阻止了干冰继续升华。图 1.1, 1.2 中白色部分即是极区的干冰层。

在固体干冰与气体二氧化碳之间周期性转换的气体总量约占火星大气总量的 30% (Forget, 2004), 二氧化碳的凝结和升华导致火星上产生南北方向的质量流——从升华的极区 (春季) 到凝结的极区 (秋季), 这种质量流能够形成较强的风 (Toigo et al, 2002)。另外, 在春夏来临的时候, 极区干冰的升华也导致温度急剧降低, 与极区边缘形成很强的温差, 这种温差也可以驱动较强的风产生 (Leovy et al, 1973), 因而极区边缘常常是沙尘暴发生的地方。

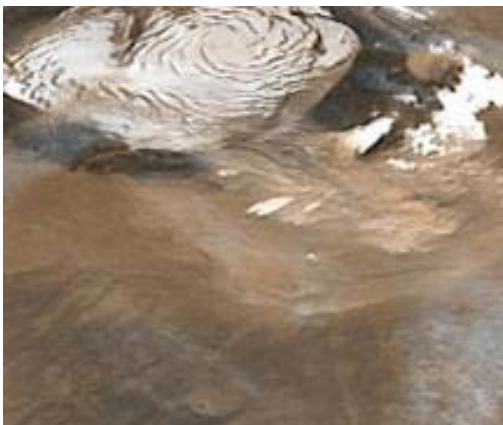


图 1.1 火星北半球极盖区
Fig. 1.1 Mars' north polar cap

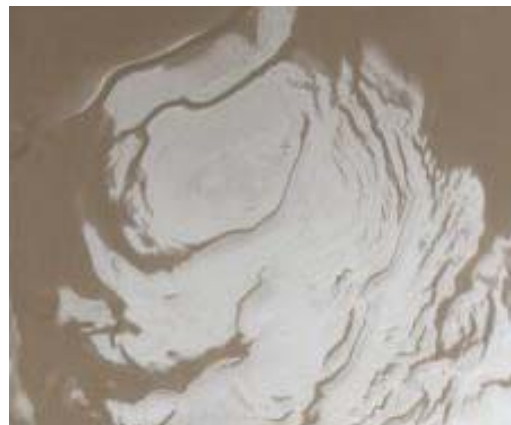


图 1.2 火星南半球极盖区
Fig. 1.2 Mars' south polar cap

1.2.3 平原、盆地地势

火星上地势多为平原和盆地, 只在北半球有几座非常高的山 (图 1.3)。从图 1.3 可以看到, 北半球有几个较大的突起, 它们是火星上几个高耸的火山——塔西斯山脉 (Tharsis Montes) 和著名的太阳系最高山峰——奥林帕斯山 (Olympus Mons) (25km 高)。除此之外, 火星上主要地势为平原低地, 另外还有许多大型

陨石坑，海拉斯（Hellas）盆地就是其中最大的一个。海拉斯盆地具有斜坡地势，自西往东逐渐降低，一直到 7km 深，东西跨度有 2300km 宽。海拉斯盆地的斜坡地势对风力有增强作用（Magalhaes, 1995），因而这里往往是沙尘暴的发源地。

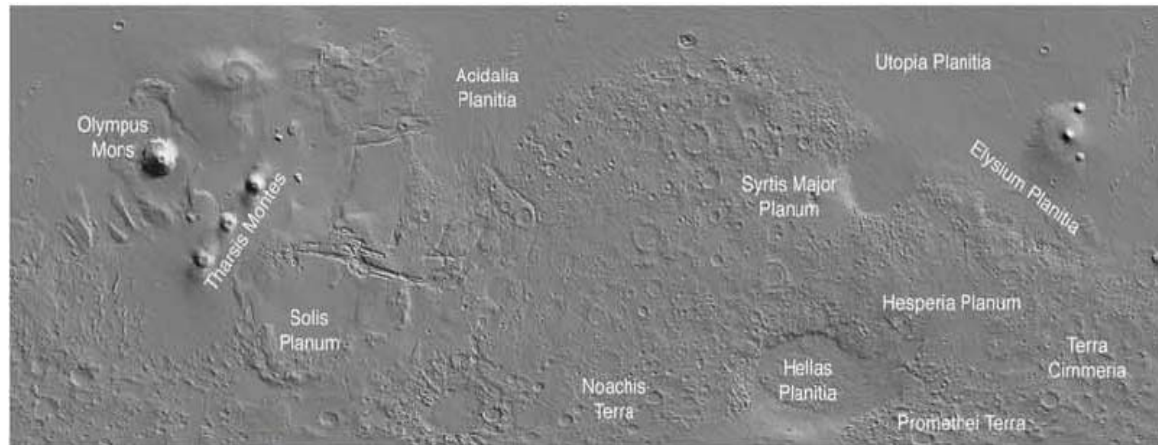


图 1.3 火星的地势

Fig. 1.3 The geography of Mars

1.2.4 稀薄的大气层

火星大气主要由体积比为 95.32%的二氧化碳、2.70%的氮气、1.60%的氩气和 0.13%的氧气组成，只含有极少量的水蒸气。火星上的水主要以固态形式存在于极区干冰层之下，地表没有稳定的液态水存在。

火星大气非常稀薄，地表平均气压只有 700Pa，与地球上的 101.3Kpa 相比，不足其百分之一，火星大气的总质量仅为地球大气的千分之五。虽然主要成分为温室气体二氧化碳，但由于非常稀薄，火星大气层难以保持住太阳辐射的热量，地表平均温度只有 200K，并且温度的日变化和季节性变化较大，在极区，日平均温度的季节性差异可达 90K（Zurek et al, 1992）。

1.2.5 小结

从以上所述的火星地表和大气情况看来，火星是一个大气动力学非常活跃的星球，大风天气应该是很常见的，并且其平原和斜坡地势不会减弱地表风力，反而有增强作用，再加之火星表面沙尘遍布，沙尘暴天气在火星上就是司空见惯的了。

1.3 火星沙尘暴

1.3.1 火星沙尘暴的观测

首次拍摄到火星沙尘暴的是美国 1971 年 5 月发射的水手 9 号 (Mariner 9) 探测器。1971 年 11 月 14 日, 水手 9 号进入绕火星飞行轨道, 此时正好赶上火星全球沙尘暴。在此之前, 有人在地球上通过望远镜观察到此次全球沙尘暴的发生过程 (Capen and Martin, 1971)。它开始于 9 月 22 日, 接近火星南半球夏至的时候, 首先看到的是一个亮色的中心, 位于诺亚奇兹 (Noachis) 东北边缘、海拉斯 (Hellas) 盆地的西部, 面积大约有 10^6km^2 (Gierasch and Goody, 1973), 之后 5 天内缓慢扩散, 继而快速向西扩散, 经过 15 天环绕了火星一圈, 在南纬 45 度纬线上平均扩散速度大约为 40km/h 。当水手 9 号抵达火星时, 整个火星已经被厚厚的尘雾笼罩, 除了北半球的那几座山峰和南极盖区外, 完全看不清地表外貌, 经过 6 周之后, 能见度有所提高, 直到 9 周后才能很好的看清整个火星 (Steinbacher et al, 1972)。由此可知, 1971 年火星全球沙尘暴从开始到结束总共经历了三个多月。

1997 年 9 月 12 日, 美国发射的又一颗火星探测器——火星全球勘探者 (Mars Global Surveyor) 进入绕火星运行轨道, 它一直工作到 2006 年 11 月 2 日, 在这 9 年中, 观测到火星上许多不同规模的局地或者区域性沙尘暴 (Cantor, 2001; Wang, 2007), 并且在 2001 年 6 月到 7 月间观测到一次全球性沙尘暴 (Strausberg et al., 2005; Cantor, 2007)。图 1.4 给出了火星全球勘探者进入绕火星运行轨道后的头三个火星年内 (每个火星年为 687 个地球日) 观测到的火星沙尘暴分布纬度、时间。从图 1.4 我们可以看到, 火星两个极盖区的边缘常年都有沙尘暴发生。在第二个火星年内, 爆发了 2001 年全球沙尘暴并掩盖了其他小型沙尘暴, 其发展阶段在图中用分段线表示。

火星勘探者上搭载的热辐射分光仪 (TES) 成像结果揭示了 2001 年火星全球沙尘暴的发生过程 (Smith et al., 2002)。此次全球沙尘暴起始时间较早, 在南半球春季刚刚到来时就开始了, 起始位置为海拉斯盆地及其东北部, 由最初的区域沙尘暴向东扩散, 经过 15 天后环绕整个火星一圈, 平均扩散速度为 16m/s 。与 1971 年那次全球沙尘暴不同的是, 2001 年火星全球沙尘暴发生的时间较早, 而且其扩散方向相反, 这意味着导致两次全球沙尘暴的风的来源可能不一样。

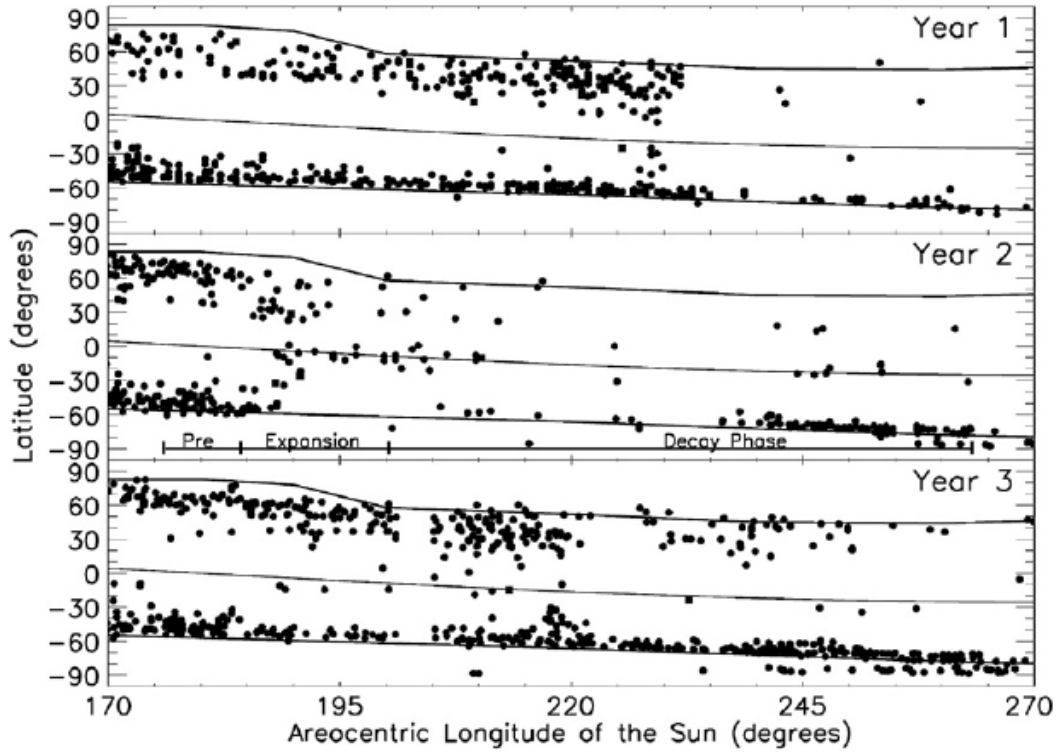


图 1.4 头三个火星年内火星沙尘暴的纬度分布（其中横轴为以火星为中心的太阳经度， $L_s = 0^\circ$ 对应北半球春分时刻）。第二个火星年内爆发了 2001 年火星全球沙尘暴，其发生过程阶段在图中用分段线表示。每幅图中，中心的曲线对应至日点的纬度，上面和下面的曲线分别表示的是北半球和南半球极盖区边缘的纬度。

Fig. 1.4 Latitudinal distribution of dust storms as a function of the areocentric longitude of the Sun ($L_s = 0^\circ$ corresponds to the spring equinox) from $L_s = 170^\circ$ – 270° during the first three Mars years. The central curve in each plot corresponds to the sub-solar latitude. The top and bottom curves in each plot are the average latitude of the northern and southern polar cap edge.

1.3.2 火星沙尘暴的特点

观测资料表明,火星上全年都有沙尘暴发生,各种不同规模大小的局地或者区域沙尘暴主要分布在两个极盖区的边缘。与地球上的沙尘暴不同之处是,火星每隔一些年数会暴发一次全球性的沙尘暴。全球沙尘暴一般由一个区域沙尘暴开始,然后向大范围扩散,再联合其他区域沙尘暴,最终遍及全球,使整个火星陷入黄沙漫天、不见天日的状态。火星全球性沙尘暴一般发生于南半球夏季,这时候火星离太阳最近,与北半球夏季相比,地表吸收到的太阳辐射更强,温度更高,对流更为强烈,沙尘可以依靠跨越赤道的增强对流圈从南半球输运到北半球(Zurek and Martin, 1993)。南半球的海拉斯盆地地区往往是全球沙尘暴的起源地,一般认为是其斜坡地势使风力增强,风速最先在这里达到扬沙的临界值。

1.3.3 风的来源及风向

极盖区边缘地表附近风的来源主要有两方面,一方面来自于哈德雷对流圈的下分支,另一方面来自于南北方向的二氧化碳质量流。由于火星是自西向东自转的,根据角动量守恒原理,从赤道附近经过哈德雷对流圈输运到极区的大气保持着原有的角动量,因而会在极区地表附近形成与自转方向相同的风,即西风,而从极区升华出来的二氧化碳质量流由于保持原来角动量,在向赤道流动过程中,会在地表附近形成与自转方向相反的风,及东风。这两种风的方向恰好相反,实际风向取决于较强的那一方。

可以根据以上原理来分析1971年和2001年火星的两次全球沙尘暴扩散方向相反的原因。1971年火星全球沙尘暴开始于南半球夏季,此时南半球受到较强的太阳辐射,南极干冰层升华速度快,而此时对流圈的出发点在南半球,对南极盖区边缘地表附近风力的影响较弱,因而主导风向为东风,携带着沙尘向西扩散。2001年火星全球沙尘暴开始时间较早,在南半球春季就开始了,此时南极盖区温度比较低,升华速度较慢,而对流圈起始于赤道位置,输运到南半球的大气角动量较大,因而会在南极盖区边缘地表附近形成西风,携带着沙尘向东扩散。

1.3.4 火星沙尘暴的起动风速

我们知道,风力如果太弱,即使地面上有沙尘,沙尘也不能被风刮起。那么,火星上需要多大的风速才能刮起地面沙尘,地面的沙尘是如何被刮起的,沙尘暴发生后风中的沙尘有多大颗粒?这些问题是本文主要的研究内容。

海盗1号和海盗2号(Viking 1,Viking 2)着陆器在火星表面工作数年,它

们测得在其着陆地点沙尘暴的起动需要离地面 2m 高处水平风速达到 30m/s (Arvidson et al., 1983), 在本文中, 我们通过建立风沙物理模型对该风速进行理论计算。

第2章 风-沙物理模型及计算方法

2.1 引言

最早对风沙物理进行系统研究的是 Bagnold R.A. (1941), 他将风引起的地表沙尘运动分为三种: 一种称为蠕移, 是指风吹动较大颗粒沙子在地表滚动, 但不能脱离地面; 一种称为跃移, 即风将沙粒从地面吹起, 以形似抛物线轨迹运动一段距离后又掉落到地面上; 另一种称为悬移, 指较小尘粒进入气流后长时间悬浮于大气中。Bagnold 根据实验观察认为, 沙粒从地面跳起进入气流之前, 先要在地面滚动一段距离, 积累了足够动量之后通过与地表其他沙粒碰撞后起跳。也有人认为沙粒可以直接被风吹起, 在起跳之前, 先在原位置有微小振动, 待风速超过临界值后直接跳起。在本文中, 我们将建立沙粒在地表运动的微观模型并根据数值计算结果对此进行验证。

一般而言, 沙粒粒径越小, 受到的重力越小, 起动所需的风速就越小。然而, 沙粒越小, 其表面积与体积比越大, 沙粒之间通过表面相互接触产生的分子凝聚力相对重力也就越大, 凝聚力的束缚不利于沙粒脱离地面。因此, 最容易起动的沙粒粒径应该在某个固定值附近, Bagnold 通过实验得出地球上粒径为 $80\mu\text{m}$ 的沙粒具有起动所需临界风速的最小值, 在火星上为 $100\mu\text{m}$ (Greeley and Iversen, 1985)。当沙粒被风刮起之后, 不再受到凝聚力束缚, 因此其粒径越小越容易被大气湍流维持悬浮于空中。沙尘暴过程中被输送到高空并在水平方向传播很远距离的尘粒粒径都小于 $80\mu\text{m}$, 这些微小尘粒是通过最先发生跃移的较大沙粒在掉落到地面上时与地面碰撞溅射起来的。跃移起来的较大沙粒在空中被风加速一段距离后获得一定速度, 与地面发生碰撞时产生的碰撞力足以克服微小尘粒受到的凝聚力。因此, 只要满足三个条件: (1) 地表存在各种不同粒径的沙尘; (2) 风速达到使沙粒发生跃移的临界值; (3) 大气边界层湍流不被抑制, 沙尘暴就能够发生。

2.2 行星大气边界层内的风速

由于具有很高的雷诺数 (一般在 6000 以上), 行星大气边界层都是湍流的, 湍流能量依靠风速切变和对流来维持。风速切变的产生是因为地面对在其表面刮过的风有摩擦阻力作用, 这种摩擦阻力又通过分子粘性和湍流的雷诺应力向上传递。对流的产生则是由于地表附近温度随高度递减速率快于绝热递减率导致的不

稳定层结。对流本身是一种无规则流动，不稳定层结时，湍流能量也会由于不稳定性而增强。当大气为中性层结时，湍流依靠风速切变维持，风速廓线规律比较简单，当大气处于不稳定层结时，不稳定度对水平平均风速有影响。

2.2.1 中性层结时的风速廓线

考虑二维无界平板固壁（这里固壁相当于地面），雷诺平均方程为

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} + \frac{\partial (-\rho \overline{u'w'})}{\partial z} \quad (2.2.1)$$

对于风水平吹过地面，并且地面无对流的情形，可以认为平均流动在水平方向上是定常均一的，并且 $\bar{w} = 0$ ， $\bar{u} = \bar{u}(z)$ ，雷诺方程（2.2.1）简化为

$$\mu \frac{d^2 \bar{u}}{dz^2} + \frac{d\tau'_{xz}}{dz} = 0 \quad (2.2.2)$$

其中， μ 为大气的动力学粘性系数，

$$\tau'_{xz} = -\rho_a \overline{u'w'} \quad (2.2.3)$$

称为雷诺应力或湍流通量，在大气湍流边界层中总具有正值，其中 ρ_a 为空气密度， $\bar{u}'$ 和 $\bar{w}'$ 分别为水平和垂直方向的湍流平均扰动速度并且它们的大小是相当的。

对（2.2.2）积分，得

$$\mu \frac{d\bar{u}}{dz} + \tau'_{xz} = C \quad (2.2.4)$$

其中 C 为积分常数。在地表 $z=0$ 处，边界条件为 $u'=w'=0$ ， $\tau'_{xz}=0$ 并且

$\mu \frac{d\bar{u}}{dz} = \tau_w$ ，其中 τ_w 为地表对风的摩擦阻力，将这个边界条件代入（2.2.4）可知

$C = \tau_w$ ，于是，（2.2.4）化为

$$\mu \frac{d\bar{u}}{dz} + \tau'_{xz} = \tau_w \quad (2.2.5)$$

在最靠近地表的薄层内，如果地表粗糙度较小，由于受到固壁的限制，湍流

很弱，而速度剪切很大，(2.2.5)中 $\mu \frac{d\bar{u}}{dz}$ 远大于 τ'_{xz} ，可知在该薄层内分子粘性起主导作用，湍流雷诺应力 τ'_{xz} 可以忽略，这个薄层处于层流状态，因而被称为层流子层。在层流子层内，(2.2.5)简化为

$$\mu \frac{d\bar{u}}{dz} = \tau_w \quad (2.2.6)$$

对其进行积分，并考虑到边界条件 $z=0$ 处， $\bar{u}=0$ ，得到

$$\bar{u}(z) = \frac{\tau_w}{\mu} z \quad (z \leq \delta) \quad (2.2.7)$$

其中 δ 为层流子层的厚度，一般只有几个毫米。

在层流子层外面为湍流核心区，雷诺应力远大于粘性应力，因而忽略粘性应力，(2.2.5)化为

$$\tau'_{xz} = \tau_w \quad (2.2.8)$$

根据普朗特的混合长理论，

$$\tau'_{xz} = \rho_a l^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 \quad (2.2.9)$$

其中 l 为混合长，是湍流的特征尺度，考虑到越靠近地面湍流越受地面限制，混合长应与离地面高度成正比，所以有

$$l = \kappa z \quad (2.2.10)$$

κ 称为卡曼常数，一般取 $\kappa=0.4$ 。

为了在表达形式上和分析问题更简便，令

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau'_{xz}}{\rho_a}} \quad (2.2.11)$$

u_* 称为摩擦速度，具有速度量纲，由于在离地面不太高（大约100m）的近地面层内，湍流通量 τ'_{xz} 近似为常量，所以近地面层内 u_* 可认为是个常数。将(2.2.10)

(2.2.11)代入(2.2.9)，得

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z} \quad (2.2.12)$$

在 $[\delta, z]$ 区间内对其进行积分, 得

$$\bar{u}(z) - \bar{u}(\delta) = \frac{u_*}{\kappa} (\ln z - \ln \delta) \quad (2.2.13)$$

由 (2.2.7) 可知, $\bar{u}(\delta) = \frac{\tau_w \delta}{\mu}$, 所以有

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{\delta} + \frac{\tau_w \delta}{\mu} \quad (z > \delta) \quad (2.2.14)$$

(2.2.7) 和 (2.2.14) 即是中性层结下行星大气边界层近地面层内的水平平均风速廓线函数, 但是它们只适用于地表粗糙度远小于 δ 的情况, 在我们研究的问题中, 下垫面为平均粒径为 $100\mu\text{m}$ 左右的沙粒组成的沙面, 取 $\delta = 2\text{mm}$, 上述风速廓线函数是适用的。

2.2.2 不稳定性对风速廓线的修正

当大气处于不稳定层结时, 有垂直方向的对流产生, 水平平均风速会受到影响, 根据莫宁-奥布霍夫相似性理论, (2.2.14) 应修正为

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \frac{z}{\delta} - \psi_m(\zeta) \right] + \frac{\tau_w \delta}{\mu} \quad (z > \delta) \quad (2.2.15)$$

其中, ζ 为莫宁-奥布霍夫稳定度参数,

$$\zeta = \frac{z}{L} \quad (2.2.16)$$

L 为莫宁-奥布霍夫长度, $\psi_m(\zeta)$ 为平均风速廓线的稳定度修正函数。当大气为不稳定时 $\zeta < 0$, $\psi_m(\zeta)$ 可取 Dyer 形式

$$\psi_m = \ln \frac{1+x^2}{2} + \ln \left(\frac{1+x}{2} \right)^2 - 2 \arctan x + \frac{\pi}{2} \quad (2.2.17)$$

其中

$$x = (1 - 16\zeta)^{\frac{1}{4}} \quad (2.2.18)$$

当 $\zeta = 0$ 时, $x = 1$, $\psi_m = 0$, 风速廓线为中性层结时的情况; 当 $\zeta < 0$ 时, $x > 1$, 通过对 (2.2.17) 求导可以发现, 在 $x \geq 1$ 时 ψ_m 是单调递增的, 因而 $\psi_m > 0$ 。可以看出, 当摩擦速度相同时, 不稳定层结时水平平均风速要比中性层结时小, 并

且大气越不稳定水平平均风速越小。

2.3 风对沙粒的作用力

2.3.1 拖拽力

当沙粒和空气有相对运动速度时，空气会对沙粒产生拖拽力，其表达式为

$$\mathbf{F}_D = \frac{1}{2} \rho_a C_d A |\mathbf{V}_R| \mathbf{V}_R \quad (2.3.1)$$

其中， $\mathbf{V}_R$ 为空气相对沙粒运动的速度矢量， $A = \pi d_p^2 / 4$ 为沙粒横截面积， C_d 为拖拽系数。 C_d 只是沙粒在风中运动时的雷诺数的函数，在本文中，采用 Clift (Clift R. et al., 1971) 给出的关系式：

$$C_d = 24(1 + 0.15 \text{Re}^{0.687}) / \text{Re} \quad (2.3.2)$$

$$\text{Re} = \frac{\rho_a d_p u}{\mu} \quad (2.3.3)$$

其中， Re 为雷诺数， d_p 为沙粒粒径， u 为风速。

2.3.2 抬升力

在大气边界层底部，尤其是靠近地表的气层内，风速剪切较大，沙粒顶端风速大于底端风速，这样会对沙粒产生向上的抬升力，其大小为

$$F_{\text{lift}} = \frac{1}{2} C_l \rho_a A (u_{\text{top}}^2 - u_{\text{bottom}}^2) \quad (2.3.4)$$

其中， u_{top} 为沙粒顶端风速， u_{bottom} 为底端风速， C_l 为抬升系数，根据 Chepil (1958) 的研究结果，可取 C_l 为

$$C_l = 0.85 C_d \quad (2.3.5)$$

2.4 沙粒起动模型

我们采用一种理想化的模型，认为沙面主要由相同粒径的球形沙粒按图 2.1 所示的形式堆叠而成，并仅考虑大气为中性层结时的情况。在沙面最上层的沙粒受到风对其施加的拖拽力、抬升力以及重力。我们选取稍微大点的粒径（大于 $100\mu\text{m}$ ），不考虑沙粒之间分子凝聚力的作用，并忽略摩擦力以及其他可能出现的力，如浮力、沙粒之间摩擦产生的静电力（Kok and Renno, 2008）。

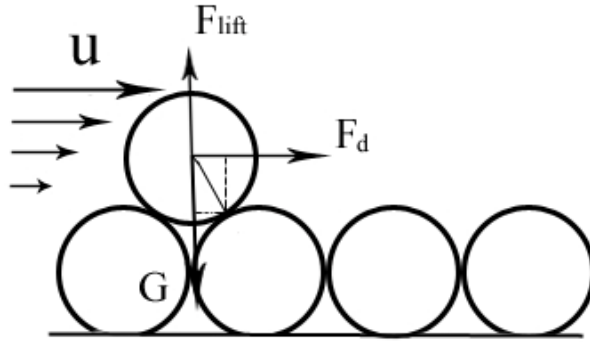


图2.1 沙粒静止时的受力图

Fig.2.1 The force diagram of stationary sand

在风的拖拽力作用下，如图 2.1 所示的沙面上层沙粒最容易起动的方式是绕下层沙粒滚动，要开始滚动，必须满足合力矩不小于零的条件：

$$F_D r \cos(\pi/6) + (F_{lift} - G) r \sin(\pi/6) \geq 0 \quad (2.4.1)$$

其中， $r = d_p/2$ 为沙粒半径， G 是沙粒受到的重力，

$$G = 4\rho_p \pi r^3 g / 3 \quad (2.4.2)$$

其中 ρ_p 为沙粒密度， g 是重力加速度。

根据中性层结时的风速廓线规律，沙面之上的层流子层内的风速为 $\bar{u}(z) = \frac{\tau_w}{\mu} z, (z \leq \delta)$ ，并且沙粒粒径远小于 δ ，因此，沙粒顶端和底端风速分别为

$$u_{top} = 2\tau_w r / \mu \quad (2.4.3)$$

$$u_{bottom} = 0 \quad (2.4.4)$$

将 (2.4.3) (2.4.4) 代入 (2.3.4), 可得沙粒受到的抬升力为

$$F_{lift} = \frac{1.7\pi C_d \rho_a \tau_w^2 r^4}{\mu^2} \quad (2.4.5)$$

用来计算拖拽力的风速取沙粒截面内的平均值,

$$u = \tau_w r / \mu \quad (2.4.6)$$

将 (2.4.6) 代入 (2.3.1), 可得拖拽力为

$$F_D = \frac{0.5\pi C_d \rho_a \tau_w^2 r^4}{\mu^2} \quad (2.4.7)$$

将 (2.4.2) (2.4.5) (2.4.7) 代入 (2.4.1) 并取等号, 可得到

$$\frac{\tau_w}{\mu} = \left(\frac{\rho_p g}{1.925 C_d \rho_a r} \right)^{1/2} \quad (2.4.8)$$

再由 (2.4.6) 得

$$u = \left(\frac{\rho_p g r}{1.925 C_d \rho_a} \right)^{1/2} \quad (2.4.9)$$

得到沙粒截面内风速的平均值 u 之后, 由 (2.4.6) 求出 τ_w ,

$$\tau_w = \mu \frac{u}{r} \quad (2.4.10)$$

再由摩擦速度的定义 (2.2.11) 并考虑到 (2.2.8), 可得

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_a}} \quad (2.4.11)$$

有了 τ_w 和 u_* 的值, 就可以根据风速廓线函数 (2.2.7) 和 (2.2.14) 得到距离地

面高度为 z 处的风速 $\bar{u}(z)$, 即为沙粒起动的临界风速。

2.5 沙粒起跳模型

沙粒起动后, 开始绕着下层沙粒滚动, 滚动过程中沙粒的速度、位移和受到的力如图2.2和图2.3所示。沙粒开始绕着下层沙粒1滚动, 所受合力指向沙粒1圆心的分量提供向心力。若在绕沙粒1滚动过程中合力提供的向心力不小于所需的向心力, 则沙粒不能脱离地表, 然后与沙粒2碰撞, 并在碰撞瞬间损失掉指向沙粒2圆心方向的速度分量 (图2.4)。若在碰撞瞬间产生的碰撞力与沙粒受到的

其他力的合力在垂直向上方向上有不小于零的分量，则沙粒就能起跳（图2.5）。由于碰撞时间极短，只要碰撞时速度不是很小，碰撞力一般都会比较大，能够使沙粒跃起。

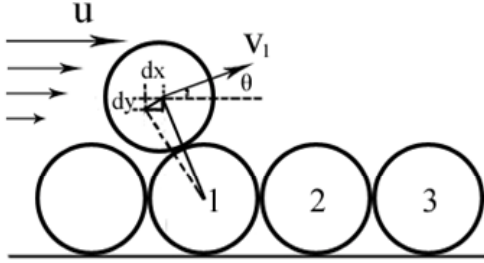


图2.2 滚动沙粒的位移和速度
Fig.2.2 The displacement and velocity of rolling sand

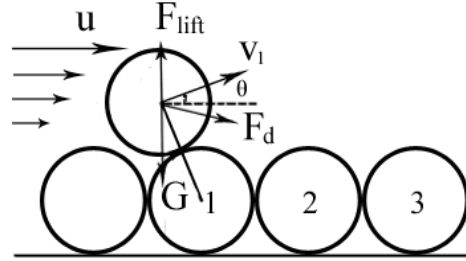


图2.3 滚动沙粒的受力图
Fig.2.3 The force diagram of rolling sand

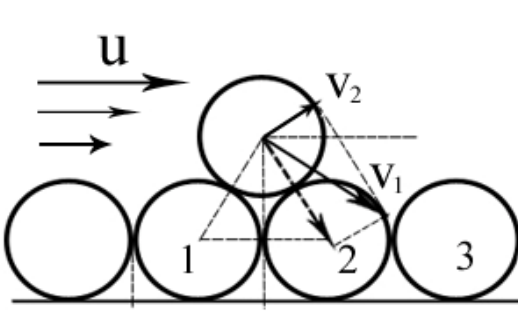


图2.4 滚动沙粒的碰撞
Fig.2.4 Collision of rolling sand

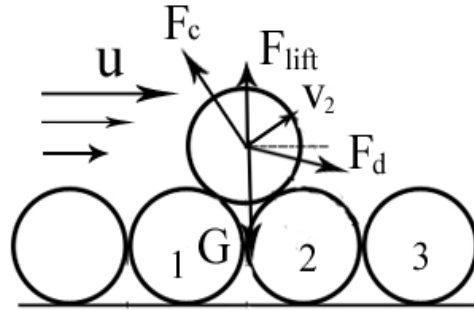


图2.5 沙粒碰撞瞬间受力图
Fig.2.5 The force diagram when sand collides

根据动能定理的微分和积分可以算出沙粒绕下层沙粒1滚动的末速度 V_1 ：

$$F_{Dx}dx + (F_{Dy} + F_{lift} - G)dy = dE_k \quad (2.5.1)$$

其中， E_k 为滚动沙粒的整体平动动能，

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 \quad (2.5.2)$$

m 为沙粒的质量， v 是其质心瞬时速度。在这里，我们忽略了摩擦力的影响，

(2.5.1) 中各分力的大小为

$$F_{Dx} = \frac{1}{2}\rho_a C_d A (u^2 + v^2 - 2uv \cos \theta)^{1/2} (u - v \cos \theta) \quad (2.5.3)$$

$$F_{Dy} = \frac{1}{2}\rho_a C_d A (u^2 + v^2 - 2uv \cos \theta)^{1/2} (-v \sin \theta) \quad (2.5.4)$$

$$F_{lift} = \frac{1}{2}\rho_a C_l A u_{top}^2 \quad (2.5.5)$$

$$G = mg \quad (2.5.6)$$

并且有

$$dx = -2r \cos \theta d\theta \quad (2.5.7)$$

$$dy = -2r \sin \theta d\theta \quad (2.5.8)$$

其中 θ 为沙粒滚动过程中瞬时速度 v 与水平方向的夹角，其变化区间为 $[\pi/6, -\pi/6]$ ，当 $\theta = \pi/6$ 时，沙粒处于起始位置，若 $\theta = -\pi/6$ ，则表明沙粒滚过了一个粒径的距离并与下层沙粒2发生碰撞。对 (2.5.1) 在区间 $[\pi/6, \theta_1]$ 内积分，有

$$\int_{\pi/6}^{\theta_1} [-2r \cos \theta F_{Dx} - 2r \sin \theta (F_{Dy} + F_{lift} - G)] d\theta = \int_0^{E_{k1}} dE_k \quad (2.5.9)$$

其中

$$E_{k1} = \frac{1}{2} m V_1^2 \quad (2.5.10)$$

θ_1 是 $\mathbf{V}_1$ 与水平方向的夹角。

沙粒在滚动过程中，有可能出现合外力不足以提供所需向心力的情况，即

$$(G - F_{lift} - F_{Dy}) \cos \theta_1 - \frac{m V_1^2}{2r} \leq 0 \quad (2.5.11)$$

我们根据这个条件判断沙粒的起跳方式：若合外力刚好不足以提供向心力时 $\mathbf{V}_1$ 的方向是斜向上的 ($\theta_1 > 0$)，则认为沙粒不需要通过碰撞发生跃移；若此时 $\mathbf{V}_1$ 的方向斜向下 ($\theta_1 < 0$)，则沙粒必定会与下层沙粒2发生碰撞，认为沙粒通过碰撞发生跃移。

2.6 悬浮尘粒的粒径大小

从地面跳起的沙粒在空中受到湍流扰动施加的拖拽力，如果向上的拖拽力不小于沙粒受到的重力，则沙粒就能够被湍流携带到高处或者维持悬浮于空中。在此，我们计算风速为沙粒起动临界风速时空中悬浮尘粒粒径的大小分布。

根据向上湍流扰动施加的拖拽力等于重力的条件，有

$$\frac{1}{8} C_d \rho_a \pi d_p^2 \overline{w'^2} = \frac{1}{6} \pi d_p^3 \rho_p g \quad (2.6.1)$$

根据2.2节，近地面层内湍流通量 $\tau'_{xz} = -\rho_a \overline{u'w'} = \rho_a u_*^2$ 为常量，并且平均湍流扰

动速度 $\overline{u'}$ 、 $\overline{w'}$ 和摩擦速度 u_* 在大小上是相当的，因而在(2.6.1)中可以用 u_* 来代替 $\overline{w'}$ ，再经过变换，得

$$d_p = \frac{3C_d \rho_a u_*^2}{4\rho_p g} \quad (2.6.2)$$

由于 C_d 与风速有关，而风速在不同高度是不相同的，因而 d_p 是关于高度的函数。

另外，空气密度 ρ_a 随高度有较大变化，而近地面层内温度变化不大， ρ_a 可以用下式计算：

$$\rho_a(z) = \frac{p_s}{RT_0} \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \quad (2.6.3)$$

其中， p_s 为地表气压， T_0 为地表附近的温度， R 为气体常数， H 为标高，

$$H = \frac{RT_0}{g} \quad (2.6.4)$$

2.7 计算方法及参数

2.7.1 迭代法

在2.4节中，由(2.4.9)式计算风速 u ，其中需要用到拖拽系数 C_d ，然而，从(2.3.2)和(2.3.3)可以看到， C_d 又与风速 u 有关，如果将 C_d 表示成 u 的函数再代入(2.4.9)来解析 u ，方程比较复杂，在此我们用数值方法中的迭代法来解决这个问题。先给出一个 u 的估计值 u_0 ，然后将这个估计值代入(2.3.2)(2.3.3)，得到一个 C_d 的值，再由这个 C_d 代入(2.4.9)得到一个新的 u 值 u_1 ，如果

$$|(u_1 - u_0)/u_1| \geq \varepsilon,$$

则用 u_1 代替 u_0 ，重新计算 C_d ，如此往复循环上面的过程，一直到

$$|(u_1 - u_0)/u_1| < \varepsilon,$$

跳出循环，最后得到的 u_1 即是我们需要的。其中 ε 为相对误差，取其值为一个很小的常数，取得越小则计算结果越精确，在本文中，取 $\varepsilon = 0.001$ 。计算程序见附录start.f。

在(2.6)节中,根据(2.6.2)式计算悬浮尘粒的粒径 d_p 同样需要用到 C_d ,由(2.3.2)和(2.3.3)可以看到, C_d 又与 d_p 有关,因而计算时同样要用到以上所述的迭代法,具体过程与上述类似,在此不再赘述。在计算 C_d 时,风速 u 取为根据2.4节计算得到的沙粒起动临界风速 $\bar{u}(z)$,由于风速随高度变化,得到的悬浮粒径大小也是随高度变化的。计算程序见附录suspend.f。

2.7.2 数值积分

在2.5节中,积分(2.5.9)式等号左边包含拖拽力做功项,而拖拽力又与沙粒的速度有关,在整个过程中是一直变化着的,因而不能直接对左边积分,在此我们采用数值积分方法。将区间 $[\pi/6, -\pi/6]$ 分为 n 个小区间(n 足够大),每个小区间长度为 $\Delta\theta = -\pi/3n$,其中负号表示 θ 是从 $\pi/6$ 不断递减的。首先,用由2.4节算得的沙粒截面内平均风速 u 和沙粒速度初值 $v=0$ 代入(2.5.3)(2.5.4)算出初始时刻拖拽力的大小,并认为它在第一个小区间内是不变的,然后根据(2.5.9)在第一个小区间内积分,算出经过第一个小区间后沙粒动能的增量,再由动能算出沙粒的速度大小,然后用这个速度值来计算第二个小区间内沙粒受到的拖拽力,同样根据(2.5.9)积分算出第二个小区间内动能的增量。由各个小区间内动能的增量累加算出末动能,再由末动能得到末速度的大小。计算程序见附录saltation.f。

2.7.3 用于计算的参数

火星表面重力加速度为 $g=3.7\text{ms}^{-2}$,沙粒密度取火星平均密度, $\rho_p=3.9\times 10^3\text{kgm}^{-3}$ 。火星大气主要由95%的二氧化碳、3%的氮气和2%的氩气组成,气体常数 $R=192\text{ m}^2\text{s}^{-2}\text{K}^{-1}$,近地面层内平均气温为 $T_0=200\text{K}$,地面平均气压为 $p_s=700\text{Pa}$,标高 $H=10378\text{m}$ 。空气密度用(2.6.3)式计算,动力学粘性系数取为200K时二氧化碳气体的动力学粘性系数, $\mu=1.01\times 10^{-5}\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$ 。

2.8 计算结果

2.8.1 沙粒起动风速

根据2.4节所述的模型和2.7节所述计算方法，我们选取不同沙粒粒径，计算在大气为中性层结条件下它们起动的临界风速，并给出从1m到100m内风速随高度变化的曲线（图2.6）和离地面2m高处的起动临界风速（图2.7）。从这两幅数据图可以看出，风速随高度以对数规律递增，在离地面越近的地方风速剪切越大。粒径在100 μm 以上的沙粒起动临界风速与粒径近似成正比，其中，粒径为100 μm 的沙粒起动需要2m高处的风速达到28.7 ms^{-1} 。

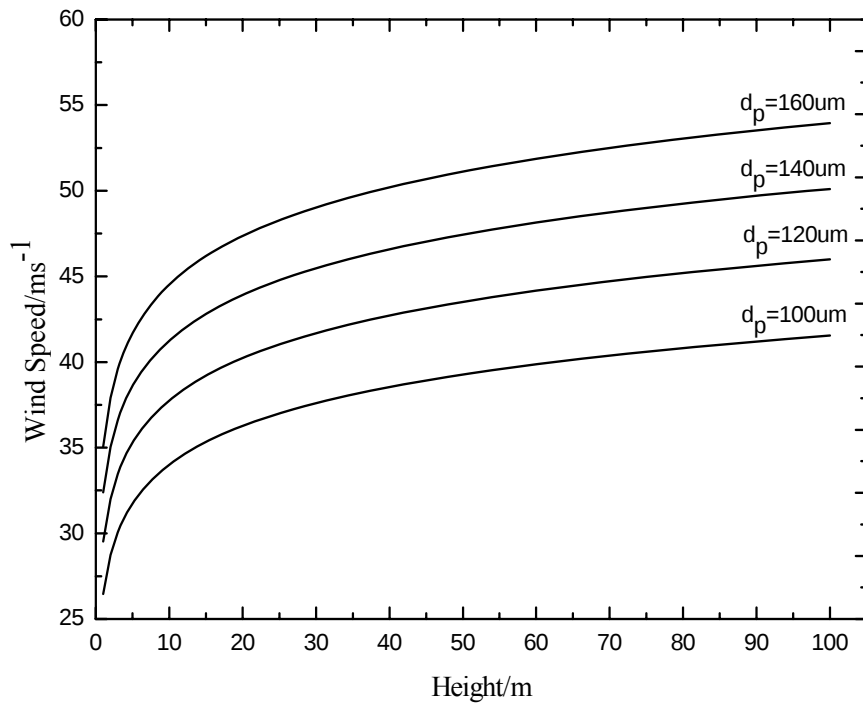


图2.6 各粒径沙粒起动临界风速廓线

Fig. 2.6 Threshold wind profile of sands of different diameter

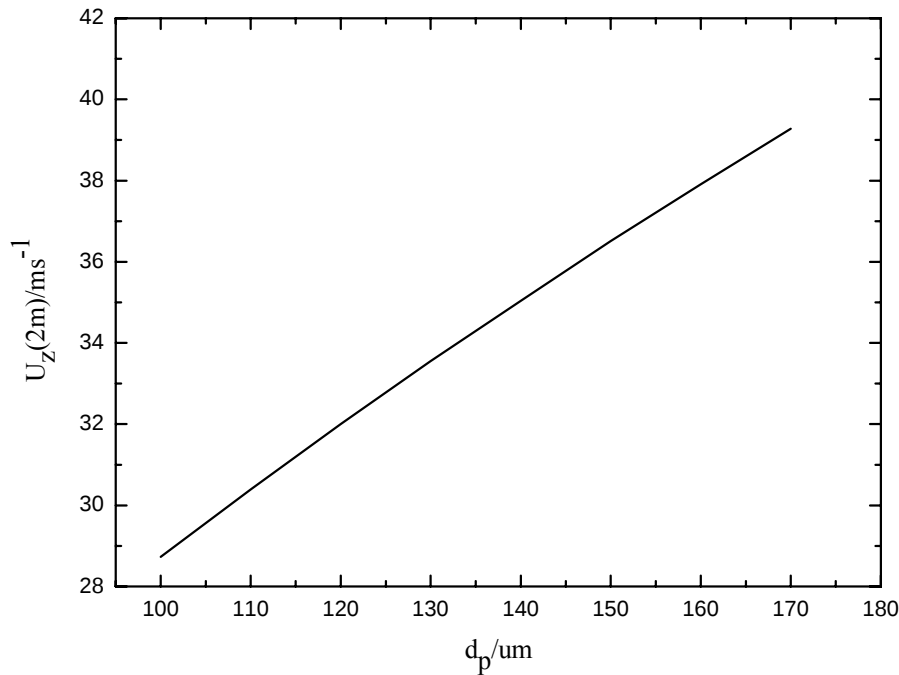


图2.7 两米高处各粒径沙粒的起动风速

Fig.2.7 Threshold wind speed at 2m height versus particle diameter

2.8.2 沙粒起跳方式

对于不同粒径沙粒，根据（2.5.9）式，我们计算了在风速为各自起动临界风速时沙粒绕下层沙粒1滚动过程中的速度，并发现滚动到一定位置时合外力不足以提供所需向心力，此时沙粒的速度 V_1 及其与水平方向夹角 θ_1 列于表2.1中。表2.1同时也列出了由2.4节算出的各粒径沙粒起动所需的摩擦速度。从表2.1可以看出，沙粒已经基本滚过一个粒径的距离，速度方向斜向下，因此会与下层沙粒2发生碰撞，通过碰撞起跳。

表2.1 临界风速下各粒径沙粒滚动末速度

Tab.2.1 The terminal velocity of rolling sands
of different diameter at threshold frictional velocity

粒径大小 $d_p/\mu\text{m}$	起动摩擦速度 μ^*/cms^{-1}	V_1/cms^{-1}	$\theta_1/^\circ$
100	131	1.06	-24.45
120	143	1.16	-24.15
140	154	1.26	-23.99
160	164	1.35	-23.69

如果风速大于起动临界风速，则沙粒起跳方式有所不同。表2.2列出了粒径为 $100\mu\text{m}$ 的沙粒在不同摩擦速度下滚动到合外力刚好不足以提供所需向心力时的速度大小及角度。可以看出，风速越大，沙粒滚动的距离越小。当摩擦速度为 164 cms^{-1} 时，沙粒没有滚动，而是直接起跳，这是因为风对沙粒的抬升力已经超过了沙粒的重力。

表2.2 大于临界风速时 $100\mu\text{m}$ 粒径沙粒滚动末速度
Tab.2.2 The terminal velocity of rolling sand of $100\mu\text{m}$ diameter
 at different frictional velocity

粒径大小 $d_p/\mu\text{m}$	摩擦速度 u_*/cms^{-1}	V_1/cms^{-1}	$\theta_1/^\circ$
100	143	0.87	-5.25
100	154	0.54	19.05
100	164	0.07	30.00

综上所述，当风速为起动临界风速时，沙粒需要滚动大约一个粒径的距离然后通过碰撞起跳，如果是较强的骤风吹过地面，沙粒可以被直接抬起。

2.8.3 悬浮尘粒粒径大小

我们根据2.6节所述方法计算火星沙尘暴发生时空中悬浮尘粒粒径的大小。当风速为 $100\mu\text{m}$ 粒径沙粒的起动风速时，摩擦速度为 1.31ms^{-1} ，此时从1m到100m高度内，能够被湍流维持悬浮的尘粒大小为 $25\mu\text{m}\sim 31\mu\text{m}$ ，并且随高度增加，悬浮粒径越小。（图2.8）

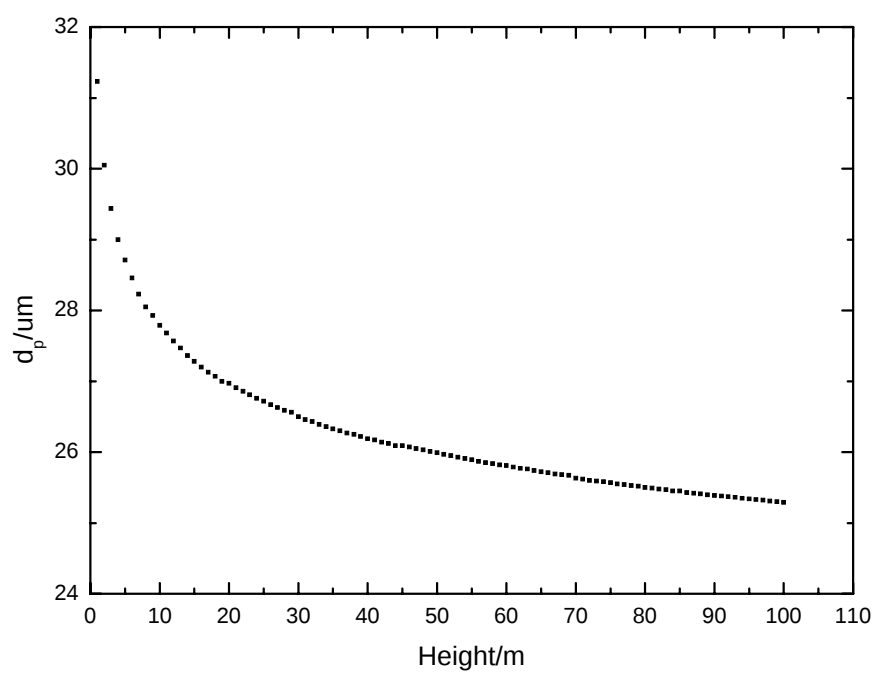


图2.8 悬浮尘粒粒径的高度分布

Fig.2.8 The diameter of suspended particle versus height

第3章 总结

在本文中,我们根据湍流边界层理论导出了中性层结时行星大气边界层近地面层的风速廓线关系式,并给出了不稳定层结时莫宁-奥布霍夫稳定度参数对其修正后的形式,然后,给出了风对沙粒的作用力,包括拖拽力和抬升力,建立了地表风-沙物理模型。该模型采用的是一种理想模式,认为沙面由相同粒径的球形沙粒堆叠而成,并且忽略了沙粒之间的凝聚力、摩擦力以及静电力。实际的情况是,沙面上有许多不同粒径的沙粒,并且沙粒的形状是不规则的,而且风沙相互作用过程包含各种力的作用。理想模型虽然与实际情况有偏差,但是忽略的只是一些较复杂的次要因素,使得问题分析起来更为简单,而最重要的本质部分没有被忽略,反而能更好的突出体现了。

根据沙粒起动模型以及中性层结下的风速廓线规律,选取不同粒径的沙粒分别计算了它们的起动风速,得到的结论是,在火星上,沙粒粒径在 $100\mu\text{m}$ 以上时,粒径越大,沙粒起动需要的风速也越大,并且起动风速与粒径近似成正比关系,其中 $100\mu\text{m}$ 粒径的沙粒起动需要离地面 2m 高处的风速达到 28.7m/s 。由于没有考虑沙粒之间凝聚力的作用,所得结果比实际值要偏小,但是沙粒粒径大于 $100\mu\text{m}$ 时凝聚力的作用不是很明显,因而偏差不会很大。Viking1 和 Viking2 测得火星沙尘暴的起动需要离地面 2m 高处水平风速达到 30m/s ,我们通过理论计算所得结果与其很接近。

根据沙粒起跳模型,通过计算发现,在风速为起动临界风速时, $100\mu\text{m}\sim 160\mu\text{m}$ 粒径的沙粒需要在地表滚动一个粒径的距离然后通过碰撞起跳,然而,若风速大于起动临界风速,沙粒滚动的距离会变小,当风速达到一定值时,抬升力的大小超过重力,沙粒可以直接被风抬起。从计算结果也可以看出,当风速为起动临界风速时,沙粒发生碰撞前的速度只有 $1\text{cm/s}\sim 2\text{cm/s}$,因而碰撞后的起跳速度以及跃起的高度都会很小,不过沙粒跃移到空中之后仍然被风加速,掉落到地面时的速度会比起跳速度更大,通过与地面碰撞,能够反弹到更高位置,或者溅射起地表其他较小粒径的沙粒。这种临界风速下沙粒起跳与反弹的过程如图 3.1 所示。

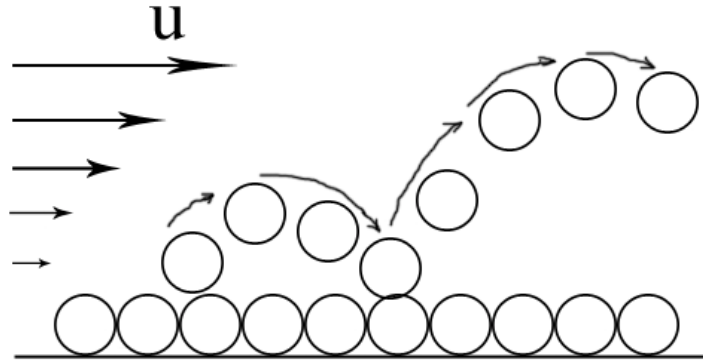


图 3.1 临界风速下沙粒起跳-反弹过程

Fig.3.1 Saltating and rebounding process of sand at threshold wind speed

经过计算我们发现，当风速为 $100\mu\text{m}$ 粒径的沙粒的起动风速时，火星近地面层内大气湍流能够维持粒径在 $31\mu\text{m}$ 以下的尘粒悬浮于空中，并且越到高处悬浮粒径越小，到 100m 高处能够被悬浮的最大尘粒粒径为 $25\mu\text{m}$ 。由于凝聚力的作用，这些小的尘粒并非最先起动的，而是由 $100\mu\text{m}$ 粒径的沙粒起跳后掉落到地面时溅射起来的。从悬浮粒径随高度的分布可知，各种粒径的尘粒进入气流之后，只有较小粒径的那部分能够继续被湍流携带到更高处，并且越到高处粒径越小，由此可知，空气中尘粒的数量密度会随高度增加而降低。

本文中所有计算依据的都是中性层结下的风速廓线规律，并未考虑不稳定层结的情况。对于大气不稳定层结时的情况，只在此做一下定性说明。火星上的沙尘暴一般多发于夏季，此时大气中存在很强的对流，中性层结时的风速廓线规律不再适用，而需要加入不稳定度的修正。根据莫宁-奥布霍夫的理论，当摩擦速度相同时，不稳定层结时平均风速要小于中性层结时的情况，因而起动风速比中性层结时要小。另外，由于强对流的存在，水平平均风速的剪切较小，空中尘粒的数量密度不再出现分层现象，并且可以随着对流传输到非常高的位置。

参考文献

- Arvidson, R. et al., Three Mars years: Viking lander imaging observations. *Science*, 1983, **222**:463–468.
- Bagnold, R. A., *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*. 1941, Methuen, London.
- Barenblatt, G. I., G. S. Golysin, Local structure of mature dust storms. *J. Atmos. Sci.*, 1974, **31**:1917-1933.
- Cantor, B. A., P. B. James, et al., Martian dust storms: 1999 Mars Orbiter Camera observations, *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**(E10):23,653– 23,687.
- Cantor, B. A., MOC observations of the 2001 Mars planet-encircling dust storm. *Icarus*, 2007, **186**:60-96.
- Capen, C. F., L. J. Martin, The developing stages of the Martian yellow storm of 1971. *Lowell Obs. Bull.*, 1971, **7**:211-216.
- Chepil. W. S., The use of evenly spaced hemispheres to evaluate aerodynamic forces on a soil surface. *Trans. Am. Geophys. Un.*, 1958, **39**:379.
- Christensen, P. R., Joshua L. Bandfield, et al., Morphology and Composition of the Surface of Mars: Mars Odyssey THEMIS Results. *Science*, 2003, **300**:2056-2060.
- Clift, R., Gauvin, W.H. Motion of entrained particles in gas streams. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 1971, **49**: 439.
- Cornwall, C., T. N. Titus, Spatial and temporal distributions of Martian north polar cold spots before, during, and after the global dust storm of 2001. *J. Geophys. Res.*, 2009, **114**(E02003), doi: 10.1029/2008JE003243.
- Cornwall, C., T. N. Titus, A comparison of Martian north and south polar cold spots and the long-term effects of the 2001 global dust storm. *J. Geophys. Res.*, 2010, **115**(E06011), doi: 10.1029/2009JE003514.

- Elteto, A., O. B. Toon, The effects and characteristics of atmospheric dust during martian global dust storm 2001A. *Icarus*, 2010, **210**:589-611.
- Fenton, L. K., M. T. Mellon, Thermal properties of sand from Thermal Emission Spectrometer (TES) and Thermal Emission Imaging System (THEMIS): Spatial variations within the Proctor Crater dune field on Mars. *J. Geophys. Res.*, 2006, **111**(E06014), doi: 10.1029/2004JE002363.
- Forget, F., Alien weather at the poles of Mars. *Science*, 2004, **306**:1298-1299.
- Gierasch, P. J. and R. M. Goody, The effect of dust on the temperature of the Martian atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 1972, **29**:400-402.
- Gierasch, P. J. and R. M. Goody, A model of a Martian great dust storm. *J. Geophys. Res.*, 1973, **30**(2):169-179.
- Gierasch, P. J. and O. B. Toon, Atmospheric pressure variation and the climate of Mars. *J. Atmos. Sci.*, 1973, **30**:1502-1508.
- Golombek, M. P., The surface of Mars: not just dust and rocks. *Science*, 2003, **300**:2043-2044.
- Greeley, R., James D. Iversen., *Wind as a geological process on Earth, Mars, Venus and Titan*. 1985, Cambridge University Press, Oxford.
- Greely, R., R. Arvidson, et al., Martian variable features: New insight from the Mars Express Orbiter and the Mars Exploration Rover Spirit. *J. Geophys. Res.*, 2005, **110**(E06002), doi: 10.1029/2005JE002403.
- Gurwell, M. A., E. A. Bergin, et al., Mars surface and atmospheric temperature during the 2001 global dust storm. *Icarus*, 2005, **175**:23-31.
- Kahre, M. A., J. R. Murphy, et al., Modeling the Martian dust cycle and surface dust reservoirs with the NASA Ames general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 2006, **111**(E06008), doi:10.1029/2005JE002588.
- Kelly, N. J., W. V. Boynton, et al., Seasonal polar carbon dioxide frost on Mars: CO₂ mass and columnar thickness distribution. *J. Geophys. Res.*, 2006, **111**(E03S07), doi: 10.1029/2006JE002678.

- Kieffer, H. H., Mars south polar spring and summer behavior observed by TES: Seasonal cap evolution controlled by frost grain size. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**(E4):9653-9700
- Kok, J. F., Renno, N. O., Electrostatics in wind-blown sand. *Physical Review Letters*, 2008, **100**, doi: 10.1103/PhysRevLett.100.014501.
- Kok, J. F., Renno, N. O., A comprehensive numerical model of steady state saltation (COMSALT). *J. Geophys. Res.*, 2009, **114**(D17204), doi: 10.1029/2009JD011702.
- Landis, G. A., K. Herkenhoff, et al., Dust and sand deposition on the MER solar arrays as viewed by the microscopic imager. *Lunar and Planetary Science XXXVII*, 2006:1932.
- Leovy, C. B., R. W. Zurek, et al., Mechanisms for Mars dust storms. *J. Atmos. Sci.*, 1973, **30**(5):749-762.
- Levoy, C. B., Weather and climate on Mars. *Nature*, 2001, **412**:245-249.
- Magalhaes, J. A., R. E. Young., Downslope windstorms in the lee of ridges on Mars. *Icarus*, 1995, **113**(2): 277– 294.
- Pankine, A. A., A. P. Ingersoll, Interannual Variability of Martian Global Dust Storms: Simulations with a Low-Order Model of the General Circulation. *Icarus*, 2002, **155**:299-323.
- Pankine, A. A., A. P. Ingersoll, Interannual variability of Mars global dust storms:an example of self-organized criticality. *Icarus*, 2004, **170**:514-518.
- Rafkin, S. C. R., A positive radiative-dynamic feedback mechanism for the maintenance and growth of Martian dust storms, *J. Geophys. Res.*, 2009, **114**(E01009), doi:10.1029/2008JE003217.
- Smith, M. D., Barney J. Conrath, et al., Thermal Emission Spectrometer Observations of Martian Planet-Encircling Dust Storm 2001A. *Icarus*, 2002, **157**:259-263.
- Steinbacher, R. H., and other members of the Mariner 9 team, Mariner 9 science experiments: Preliminary results. *Science*, 1972, **175**:293-294.

- Strausberg, M. J., Huiqun Wang, et al., Observations of the initiation and evolution of the 2001 Mars global dust storm. *J. Geophys. Res.*, 2005, **110**(E02006), doi: 10.1029/2004JE002361.
- Takagi, M. and Y. Matsuda., Effects of thermal tides on the Venus atmospheric superrotation. *J. Geophys. Res.*, 2007, **112** (D09112), doi: 10.1029/2006JD007901.
- Toigo, A. D., M. I. Richardson, et al., A first look at dust lifting and dust storms near the south pole of Mars with a mesoscale model. *J. Geophys. Res.*, 2002, **107**(E7):5050, doi: 10.1029/2001JE001592.
- Wang, H. Q., Dust storms originating in the northern hemisphere during the third mapping year of Mars Global Surveyor. *Icarus*, 2007, **189**:325-343.
- Wang, H. Q., R. W. Zurek, M. I. Richardson, Relationship between frontal dust storms and transient eddy activity in the northern hemisphere of Mars as observed by Mars Global Surveyor. *J. Geophys. Res.*, 2005, **110**(E07005), doi: 10.1029/2005JE002423.
- Zurek, R. et al., *Mars*.1992, Univ. Arizona Press, Tucson, pp835–933.
- Zurek, R. W., Martin, L. J., Interannual variability of planet-encircling dust storms on Mars. *J. Geophys. Res.* 1993, **98**:3247–3259.
- 娜迪·巴劳著.火星：关于其内部、表面和大气的引论[M].吴季等，译.北京：科学出版社，2010，2-18.
- 赵鸣编.大气边界层动力学[M].北京：高等教育出版社，2006，34-42.
- 吴望一编.流体力学（下册）[M].北京：北京大学出版社，2004，353-359.

附 录

用 Fortran77 编写的计算程序:

1. Start.f

```

real adens,pdens,g,miu,Cd,Re,tao,u2,h1,h2
real U(-1:10000),r(0:7),uf(0:7),u1(0:7),uh(0:7)
data r/50e-6,55e-6,60e-6,65e-6,70e-6,75e-6,80e-6,85e-6/
open(unit=8,file='u2_dp.dat',status='unknown')
open(unit=9,file='u_h.dat',status='unknown')
open(unit=10,file='u100_h.dat',status='unknown')

adens=0.018
pdens=3.9e3
miu=1.01e-5
g=3.7
h1=2.0e-3
h2=2.0

do 20 k=0,7
  U(-1)=0
  U(0)=1.0
  i=0
10  if(abs((U(i)-U(i-1))/U(i)) .gt. 0.001) then
    Re=adens*U(i)*2*r(k)/miu
    Cd=24*(1+0.15*Re**0.687)/Re
    i=i+1
    U(i)=sqrt(pdens*g*r(k)/(1.925*Cd*adens))
    print *, 'U=',U(i), 'Re=',Re, 'Cd=',Cd
    goto 10
  end if
  tao=U(i)*miu/r(k)
  uf(k)=sqrt(tao/adens)
  u1(k)=tao*h1/miu
  u2=uf(k)*log(h2/h1)/0.4+u1(k)
  print *, 'tao=',tao, 'uf=',uf(k), 'u2=',u2
  write (8,'(1x,F10.1,F15.8,F10.2)') r(k)*2.0e6,uf(k),u2
20  continue

do 30,h=1.0,100.0
do 40,k=0,7
  uh(k)=uf(k)*log(h/h1)/0.4+u1(k)
40  continue

```

```

        write (10,'(1x,F10.1,F10.2)') h,uh(0)
        write (9,'(1x,F10.1,8F10.2)') h,uh
30  continue
    end

2.  Saltation.f
    real ek,theta,u,v,pi,adens,mp,pdens,r,g,Re,Cd,miu,uf
    pi=3.14159
    adhes=0.018
    g=3.7
    miu=1.01e-5

    uf=1.64018500
    r=5.0e-5

    pdens=3.9e3
    mp=4*pdens*pi*r**3/3
    n=400
    dw=-(pi/3)/n

    u=adens*uf**2*r/miu
    v=0.0
    ut=2*u

    ek=0.0
    Re=adens*u*2.0*r/miu
    Cd=24*(1+0.15*Re**0.687)/Re
    do 10, theta=pi/6,-pi/6,dw
        Fdx=0.5*adens*Cd*pi*r**2*sqrt(u*u+v*v-2*u*v*cos(theta))*
&(u-v*cos(theta))
        Fdy=0.5*adens*Cd*pi*r**2*sqrt(u*u+v*v-2*u*v*cos(theta))*
&(-v*sin(theta))
        Flift=0.5*0.85*adens*Cd*pi*r**2*ut**2

        dek=-2*r*cos(theta)*Fdx*dw-2*r*sin(theta)*(Fdy+Flift-mp*g)*dw
        if(dek .lt. 0) then
            print *, 'U is not large enough!'
            stop
        end if
        ek=ek+dek
        v=sqrt(2*ek/mp)
        df=-0.5*mp*v**2/r+(mp*g-Flift-Fdy)*cos(theta)
        if(df .le. 0) then
            print *, 'theta=', 180*theta/pi

```

```

    print *, 'Particle saltate!'
    print *, 'Vp=', v
    print *, 'Fdy=', Fdy, 'Fdx=', Fdx
    print *, 'Flift=', Flift, 'G=', mp*g
    stop
    end if
10  continue
    end

3.  Suspend.f
    real Re, adens, pdens, miu, Cd, g, uf, U2
    real d(-1:10000)
    open(unit=10, file='u100_h.dat', status='old')
    open(unit=11, file='Ds_h.dat', status='unknown')
    adens=0.018
    pdens=3.9e3
    miu=1.01e-5

    uf=1.309583
    g=3.7

    do 20, k=1, 100
        read(10, '(1x,F10.1,F10.2)') h, U2
        d(0)=20.0e-6
        d(1)=0
        d(-1)=0
        i=0
10    if( abs((d(i)-d(i-1))/d(i)) .gt. 0.001) then

            Re=adens*U2*d(i)/miu
            Cd=24*(1+0.15*Re**0.687)/Re
            i=i+1
            d(i)=3*Cd*adens*uf**2/(4*pdens*g)
            ds=d(i)*1.0e6

            print *, 'd=', ds, 'Re=', Re, 'Cd=', Cd
            goto 10
        end if
        write(11, '(1x,F10.1,F10.2)') h, ds

20    continue
    end

```

致 谢

本文是在我的导师陈出新教授的指导下完成的，首先我要感谢陈老师。在科大读研的三年，深受陈老师的教诲和关怀。他启发式的指导方式令我颇受教益，培养了我分析问题和解决问题的能力。他从一开始就强调我要注重兴趣培养和对物理过程的思考，并鼓励我自己提出问题然后和他一起讨论，让我做自己较为感兴趣的课题，在大方向上指引我，使我初具独立完成科研课题的能力。

其次，要感谢空间物理专业的各位老师和我的同学们，在专业知识和技能的学习上，受益于各位老师的辛勤教学，还得益于和同学们的讨论交流。另外，感谢同一个实验室的师兄们，他们教给了我许多经验。

最后，感谢我的父母、爱人、亲人和朋友，感谢他们对我的关爱、支持和鼓励！

在读期间发表的学术论文

蔡黄兵，陈出新，火星表面风沙物理过程及沙尘暴的起动风速，地球物理学报，已投稿，2011.