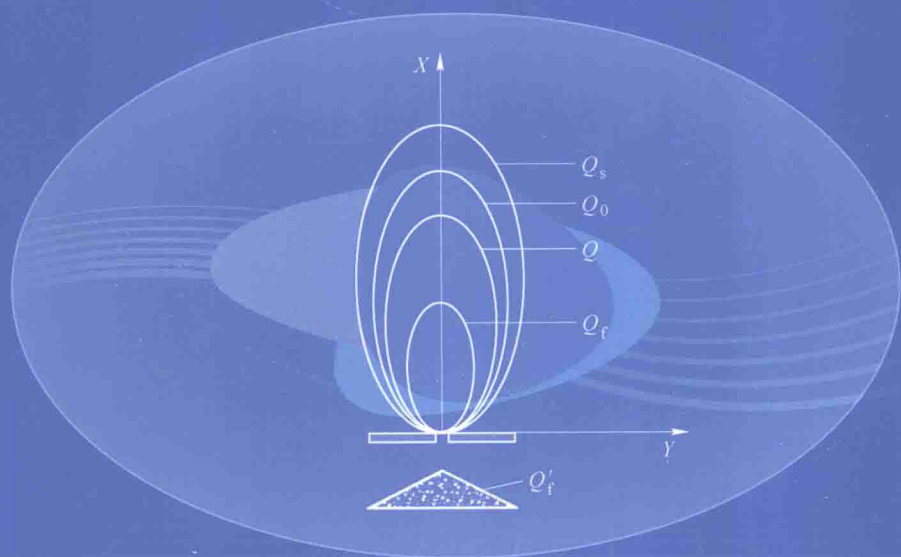


类椭球体放矿理论及 放矿理论检验

李荣福 郭进平 著



冶金工业出版社
www.cnmp.com.cn

类椭球体放矿理论及 放矿理论检验

李荣福 郭进平 著

北 京
冶 金 工 业 出 版 社
2016

内 容 提 要

本书是研究类椭球体放矿理论及放矿理论检验的专著,系统地介绍了类椭球体放矿理论的实验基础、理论假设、基础方程、理想方程和实际方程,以及放矿理论检验的主要内容和基本方程,并对椭球体放矿理论、随机介质放矿理论、类椭球体放矿理论进行了检验。

本书可供放矿理论研究人员和工程应用人员阅读,也可供高等院校师生参考。

图书在版编目(CIP)数据

类椭球体放矿理论及放矿理论检验/李荣福,郭进平著. —
北京:冶金工业出版社,2016.9
ISBN 978-7-5024-7334-1

I. ①类… II. ①李… ②郭… III. ①放矿理论
IV. ①TD801

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2016)第 223841 号

出 版 人 谭学余

地 址 北京市东城区嵩祝院北巷 39 号 邮编 100009 电话 (010)64027926

网 址 www.cnmp.com.cn 电子信箱 yjcbbs@cnmp.com.cn

责任编辑 杨秋奎 美术编辑 杨 帆 版式设计 杨 帆

责任校对 李 娜 责任印制 牛晓波

ISBN 978-7-5024-7334-1

冶金工业出版社出版发行;各地新华书店经销;三河市双峰印刷装订有限公司印刷
2016 年 9 月第 1 版,2016 年 9 月第 1 次印刷

169mm×239mm;10 印张;191 千字;151 页

50.00 元

冶金工业出版社 投稿电话 (010)64027932 投稿信箱 tougao@cnmp.com.cn

冶金工业出版社营销中心 电话 (010)64044283 传真 (010)64027893

冶金书店 地址 北京市东四西大街 46 号(100010) 电话 (010)65289081(兼传真)

冶金工业出版社天猫旗舰店 yjgycbs.tmall.com

(本书如有印装质量问题,本社营销中心负责退换)

前 言

本书是研究类椭球体放矿理论及放矿理论检验的专著，包括了原有的研究成果和近期新的研究成果。

书中比较系统地介绍了类椭球体放矿理论的实验基础、理论假设、基础方程、理想方程和实际方程，以及放矿理论检验的主要内容和基本方程，并对椭球体放矿理论、随机介质放矿理论、类椭球体放矿理论进行了检验。本书主要讨论了类椭球体放矿理论比较成熟的放矿运动学部分。类椭球体放矿理论的放矿静力学及放矿动力学等相关内容，因有待进一步研究而未收入书中。

撰写本书是为了总结类椭球体放矿理论和放矿理论检验的研究成果，找到放矿研究中存在的问题，推动放矿理论的研究和发展。

本书以理论研究为主要内容，涉及类椭球体放矿理论的应用研究较少。在类椭球体放矿理论的理论框架基本构建成功，类椭球体放矿理论通过了放矿理论检验之后，期望有志于放矿理论研究及其应用研究的矿业界同仁，在类椭球体放矿理论的理论研究和应用研究方面取得丰硕成果！

本书参考了类椭球体放矿理论及其他放矿理论研究者的成果，在此一并致谢！

研究生王小林参与了本书资料收集、整理工作，我们也表示感谢！

谨以本书纪念类椭球体放矿理论创立 20 周年！

李荣福 郭进平

2016 年 6 月于西安建筑科技大学

目 录

第一章 类椭球体放矿理论研究的基础	1
第一节 散体的物理力学性质	1
第二节 松散介质假设	7
第三节 类椭球体放矿理论的实验基础	9
第二章 类椭球体放矿理论的基础方程	20
第一节 移动迹线方程	20
第二节 放出体方程	26
第三节 密度方程	38
第四节 移动过渡方程	45
第三章 类椭球体放矿理论的理想方程和实际方程	52
第一节 速度方程	52
第二节 移动方程	65
第三节 放出漏斗方程	75
第四节 加速度方程	79
第五节 类椭球体放矿理论给出的椭球体理论方程	83
第六节 贫化损失计算	89
第四章 散体连续性方程	99
第一节 一般连续性方程	99
第二节 特殊连续性方程	102
第三节 散体移动连续性方程的体积表达式	105
第四节 散体质量通量的计算	109
第五章 放矿理论的检验	110
第一节 放矿理论检验标准	111

II 目 录

第二节	椭球体放矿理论简介	116
第三节	椭球体放矿理论的检验	123
第四节	随机介质放矿理论的检验	129
第五节	类椭球体放矿理论的检验	137
参考文献		150

第一章 类椭球体放矿理论研究的基础

第一节 散体的物理力学性质

一、散体

散体是指由许多固体颗粒（或固体块）组成的聚集体，如矿石、碎石、砂、粮食等。散体也称为松散介质或颗粒物料。由于散体的固体颗粒间有许多空隙，所以也称为多孔颗粒物料。

散体具有以下基本特点：

- (1) 固体颗粒形状不同，但几何尺寸基本属于同一数量级。
- (2) 散体整体的几何尺寸比单个固体颗粒大若干个数量级。
- (3) 散体颗粒有固定的形状，散体的形状取决于堆积和盛装条件，堆积时可形成不同形状的锥体或台体，盛装时取决于容器的形状。
- (4) 散体固体颗粒间的空隙中存在着气体，也可能有液体，或气液混合体。
- (5) 散体颗粒间存在内摩擦力，黏结力很小或没有，一般不能承受拉应力。
- (6) 散体具有抗剪强度随剪切面上正应力变化而变化的特点，因散体抗剪强度主要源于内摩擦力（内聚力较小），所以，也有人将散体称为内摩介质。

矿石是松散物料的一种变种，散体的性质及各种规律都可适用于研究矿石的流动和运动。因此散体放出理论研究和放矿理论研究是一致的。

二、密度

散体密度是指单位体积松散介质的质量。其表达式为：

$$\rho = \frac{m}{Q} \quad (1-1)$$

式中 ρ ——散体密度， t/m^3 ；

m ——松散介质质量， t ；

Q ——松散介质体积， m^3 。

散体密度主要取决于散体中固体颗粒的密度和颗粒间的间隙大小，也和散体的含水率有关，固体颗粒密度越大，间隙越小，含水率越高，散体密度越大。

散体密度与松散颗粒的粒度（块度）和形状有关，松散颗粒（块）粒度（块度）越大，密度越大；松散颗粒（块）形状越圆滑规则，密度越大。

散体密度与松散颗粒的粒度（块度）级配有关，粒度（块度）集中在同一粒级时密度较小，当不同粒级所占比例相近时，密度较大。

散体密度还与堆积或盛装条件有关，当自由堆积或盛装时，密度较小；因外力密实堆积或盛装时，密度较大。

当盛装在容器中的散体从放出口放出时，放出口周围部分散体的密度会发生变化，而更远处则密度不变。

未放出前盛装在容器中的散体密度称为初始密度 ρ_a ，而把放出时放出口处的密度称为放出密度 ρ_0 。

三、松散性

散体由许多固体颗粒（块）和颗粒（块）间的空隙组成，空隙的数量和大小决定着散体的疏松和密实程度。当空隙体积大时，散体结构疏松；当空隙体积小，散体结构密实。松散系数和压实系数的变化都是颗粒间空隙体积变化的反映。松散性就是指散体结构的疏松程度。

1. 松散系数

散体体积与该体积中固体颗粒的体积之比称为松散系数，其表达式为：

$$\eta_0 = \frac{Q_k}{Q_t} \quad (1-2)$$

式中 η_0 ——松散系数；

Q_k ——散体体积， m^3 ；

Q_t ——散体中固体颗粒的体积， m^3 。

对于各种不同的散体物料，松散系数多在 1.2 ~ 1.6 的范围内变动。松散系数越大，散体松散的程度也越大。散体松散系数的极限值（极限松散系数）可达 1.8 ~ 2.0。

与散体密度一样，松散系数与颗粒（块）形状、粒度、粒度级配以及堆积或盛装条件等有关。松散系数越大，散体越疏松；松散系数越小，散体越密实。

2. 二次松散系数

当盛装在容器中的散体，从容器底部放出口放出一部分后，容器中剩余散体的松散程度将发生变化。我们用二次松散系数来表示散体部分放出后剩余散体松散程度的变化。

$$\eta_e = \frac{Q_h}{Q_q} \quad (1-3)$$

式中 η_e ——二次松散系数；

Q_h ——二次松散后的散体体积， m^3 ；

Q_q ——二次松散前的散体体积， m^3 。

对于各种不同的散体物料，二次松散系数在 1.066 ~ 1.10 的范围内变动。

应当指出：松散系数和二次松散系数的物理含义是有区别的。松散系数是反映某时刻散体的松散程度，而二次松散系数是反映放出开始时刻到放出结束时刻这一时间段内散体松散程度的变化。

还应指出的是，放出部分散体后，剩余散体各处松散程度的变化是不一样的，即各处的二次松散系数是不同的。在放矿研究中，我们用平均二次松散系数 η 来表达松散程度的变化，它是二次松散范围内（即松动范围）二次松散的平均值。平均二次松散系数 η 一般在 1.07 左右。

松散系数越大，对散体放出越有利，而放出则增大了散体中的松动范围和松散性。

四、压实系数

和二次松散系数一样，压实系数也是描述散体松散程度变化的指标。区别在于前者是散体发生再次松散，使散体更加疏松；而后者是散体被压实，使散体结构更加密实。压实系数是指散体被压实的程度，通常用散体压实前体积与压实后体积之比来表示。

$$\psi = \frac{Q_{q'}}{Q_y} \quad (1-4)$$

式中 ψ ——散体压实系数；

$Q_{q'}$ ——散体压实前体积， m^3 ；

Q_y ——散体压实后体积， m^3 。

对于不同的散体物料，压实系数多在 1.05 ~ 1.52 范围内变动。压实系数越大，散体被压实的程度也越大。

散体压实系数和时间密切相关，在自重作用下，随时间延长，松散物料将逐渐被压实。

静力负荷作用压实效果欠佳，试验证明：动力负荷作用比静力负荷作用压实程度可提高 0.75 倍。

动力冲击和振动作用压实效果显著。

压实使颗粒间的空隙变小，散体密度增加，松散性降低，流动性及流动范围变小，甚至出现结拱、空洞等现象，对放矿十分不利。

五、摩擦力和内聚力

1. 外摩擦力

散体的外摩擦力是散体沿斜面移动时散体与斜面之间的摩擦力。

通常把散体放在斜面上，由静止状态转为运动状态（开始下滑）瞬间的斜

面与水平面的夹角称为外摩擦角，而外摩擦角的正切值称为外摩擦系数，且有：

$$F_w = f_w N = \tan \phi \cdot N \quad (1-5)$$

式中 F_w ——外摩擦力，N；

N ——正压力，N；

ϕ ——外摩擦角；

f_w ——外摩擦系数。

对于各种不同的散体物料和斜面材料，外摩擦角多在 $25^\circ \sim 40^\circ$ 的范围内变动。

外摩擦角与斜面材料性质和光滑程度有关，木材底板的外摩擦角比铁底板大，斜面越光滑，外摩擦角越小。

外摩擦角还与散体性质有关，散体颗粒（块）粒度（块度）越小，外摩擦角越大；花岗岩比铁矿石大，铁矿石比砂岩大。

散体湿度对外摩擦角影响较大。对于干燥的散体，湿度增加时，外摩擦角也逐渐增加；当达到一定湿度后，湿度增加，外摩擦角反而逐渐变小；当达到饱和状态时，甚至会出现“矿石流”（泥石流）等“跑矿”现象。

2. 内摩擦力

内摩擦力是阻碍散体颗粒彼此发生相对位移的阻力，它是在外加负荷和重力作用下（如上层物料对下层物料的压力和其本身的重量）出现的法线分力所引起的附加阻力。

与外摩擦力类似，内摩擦力可表达为：

$$F_N = f_N N = \tan \phi \cdot N \quad (1-6)$$

式中 F_N ——内摩擦力，N；

N ——破坏面上的正压力，N；

ϕ ——内摩擦角；

f_N ——内摩擦系数。

内摩擦角是破坏面与作用力正交方向所成的夹角。对于不同的散体物料，内摩擦角多在 $35^\circ \sim 50^\circ$ 范围内变动。

内摩擦角与散体性质有关，不同的物料内摩擦角是不同的。

内摩擦角还与散体颗粒的粒度、级配、形状直接相关。一般来说，粒度增大，内摩擦角相应减小。形状不规则、粒度不均匀的散体比颗粒形状规则、颗粒大小均匀的散体内摩擦角大，这是形状不规则、粒径不同的颗粒互相充填、啮合的结果。当然，颗粒粒径增大，它们之间的接触面积、阻力及啮合能力增加，也可能使内摩擦力增加。

内摩擦角还与运动状态有关，静止（或即将投入运动）时比运动时大。

3. 内聚力

内聚力是颗粒间存在的抵抗位移或分离的阻力。它和内摩擦力的区别在于,内摩擦力只有在外力作用时才产生,如果没有促使颗粒运动的作用力,内摩擦力则不会产生;而内聚力是颗粒间自身存在的联结力,与外力作用无关。

内聚力包括阻滞力和黏结力。

散体颗粒形状不规则,颗粒之间的边缘彼此相互卡住,大小颗粒相互嵌布,形成颗粒相互联结制约的阻滞力。阻滞力的大小取决于散体颗粒棱角、表面粗糙程度、大小颗粒的尺寸及数量,以及压实程度。

粉状物、胶体状物质、颗粒表面氧化膜、散体间隙中的外在水分形成与松散物料颗粒间联结力有关的黏结力。黏结力的大小取决于粉状物、胶结物、表面氧化膜的性质和数量。外在水分在颗粒表面形成水膜,在气水交界面上产生表面张力,增加黏结力。外在水分使粉状物、胶体状物质、氧化膜变得潮湿,使颗粒相互黏结,形成更大的黏结力。

散体内聚力一般均小于内摩擦力,有的散体内聚力几乎为零。在散体力学中,把没有内聚力的散体称为理想松散介质,有内聚力的散体称为黏结松散介质。

颗粒间内聚力的存在,使松散物料在压力作用下压实而固结,因此影响其流动能力,甚至失去流动的性能,出现结拱、空洞等危险因素,对放矿十分有害。

4. 抗剪强度

散体抗剪强度在散体力学中表达为:

$$\tau_b = \sigma f_N + c \quad (1-7)$$

式中 τ_b ——散体的抗剪强度;

σ ——剪切面上单位面积的正压力;

c ——剪切面上单位面积的内聚力。

散体的内聚力较小,甚至没有,散体的抗剪力主要来源于散体的内摩擦力。

散体的破坏一般认为是剪切破坏。当作用在某剪切面上的切向应力大于散体的抗剪强度时,则散体产生破坏。剪切面上部的散体在切向力的作用下移动或松动。

六、散体的双重性质

松散物料可以理解为是由许多彼此相关,有不同外表形状、尺寸的坚硬固体颗粒共同组成的物料,其颗粒间的间隙为气体、液体或气液混合物所充填。即散体是由固体、气体、液体组成的松散物料,它的主要物理力学性质具有双重性。

和固体相比,散体的每一个固体颗粒都具有固体的性质。但就其整体来讲,又具有近似液体的性质,但和液体的性质又不完全相同。

(1) 散体形状。固体有固定的形状,液体没有固定的形状,散体每个颗粒

都有固定的形状，而散体没有固定的形状。在水平面上堆积时，散体一般呈锥体状或台体状；容器中的散体形状，底部及四周取决于容器形状，上部取决于盛装时的堆积情况。当散体从容器下部放出口放出时，一般只能放出一部分，剩余散体形状、四周和底部取决于容器形状，而放出口上部表面则形成漏斗状。

(2) 介质的联系和位置。组成固体的介质有固定位置，介质之间紧密联系、位置固定不变；组成液体的介质没有固定的位置和联系，位置及介质间的联系是随时变动的；散体颗粒间的联系及颗粒位置是能够变动的，但受到一定的限制。

(3) 散体的流动性。固体没有流动性，液体有很好的流动性，而散体则具有部分流动性（有限制的流动性）。

盛装在底部有孔的容器中的液体，即使孔很小，液体也能从孔全部流出，流到水平面上则四方流散。

盛装在底部有孔的容器中的散体，即使孔足够大，也只有放出口轴线周围部分的散体被放出，在散体中形成漏斗状凹陷，其余部分静止不动，存留在容器中。放出的散体在水平面上也不是向四方流散，而是形成一个锥体，如图 1-1 所示。

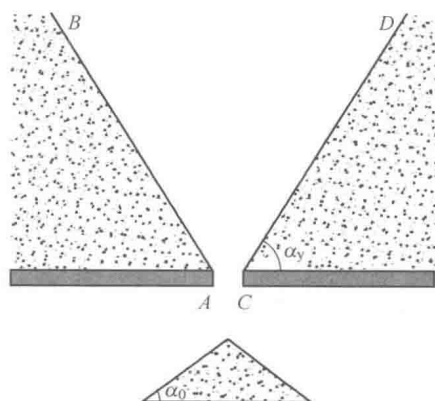


图 1-1 散体放出终了图

图 1-1 中： α_0 为自然安息角，也称自然堆积角。它是散体自然堆积时，堆积锥体表面与水平面的夹角。自然安息角与散体性质、粒度、级配、形状和湿度有关。形状圆滑规则、粒度大、湿度小、级配不均的散体，自然安息角较小。自然安息角一般比内摩擦角小，当散体内聚力很小或没有时，可以用自然安息角代替内摩擦角。自然安息角一般在 $30^\circ \sim 45^\circ$ 范围内变动。

α_y 为最终移动边界角，也称自然塌落角或最终移动角。图 1-1 中的 AB 、 CD 边界是最终的移动边界，同时也是最终的静止边界。因此 α_y 也称为最终静止边界角或最终静止角。

最终移动边界与散体性质和放出条件有关，特别是与物料的抗剪强度有关。据资料介绍，该角为 $45^\circ + \frac{\phi}{2}$ (ϕ 为内摩擦角)。而 $45^\circ + \frac{\phi}{2}$ 正是散体剪切破坏的破坏角。试验还表明：最终移动角（塌落角）比自然安息角一般大 $20^\circ \sim 28^\circ$ 。

(4) 侧压力。侧压力是指介质产生的侧向压力，一般用侧压力系数来表示：

$$K_c = \frac{P_H}{P_N} \quad (1-8)$$

式中 K_c ——侧压力系数；

P_H ——水平方向（侧向）的压强；

P_N ——垂直方向的压强。

我们知道，固体没有侧压力，即 $K_c = 0$ 。液体有侧压力，而且任一深处的侧压力和垂直压力是相等的，即 $K_c = 1$ 。散体介于固体和液体之间，有侧压力，但侧压力小于垂直压力，即 $0 < K_c < 1$ 。

侧压力与内摩擦力有关，内摩擦力越小，则侧压力系数 K_c 越大，散体流动性越好。

根据资料介绍， $K_c = \tan^2\left(45^\circ - \frac{\phi}{2}\right)$ (ϕ 为内摩擦角)。

第二节 松散介质假设

在复杂的现象中，进行科学的抽象，抓住主要因素，找出基本规律，利用数学方法，求出理论结果是理论研究的重要方法。而建立研究对象的理论模型则决定着理论研究的走向和成败。本节介绍类椭球体放矿理论的理论模型。

一、连续介质假设

连续介质假设是散体理论模型的首要假设。类椭球体放矿理论把散体所占有的空间近似地看作是由散体质点连续地无间隙地充满着，即散体是由无间隙的连续的质点组成。亦即把散体看作宏观的均匀连续体，而不是由许多固体颗粒组成的离散体。质点所具有的宏观物理量（如质量、速度、密度）满足一切应遵循的物理定律及物理性质（如牛顿定律、质量守恒定律等）。宏观物理量均通过实验求得，并注重统计平均值。连续介质假设使质点的密度、受力、位移、速度等都可以看成是坐标位置 and 时间的连续函数，为采用数学分析方法研究散体放出理论（放矿理论）提供了条件。

散体颗粒的尺寸以及颗粒间空隙的尺寸，比散体整体的尺寸小若干个数量级。即散体颗粒及空隙对于被研究的范围来说是极其微小的。从宏观的角度，把散体看成是由质点组成的连续体，不会带来很大的误差。同时，由于研究的是散

体的宏观特性和规律,注意的是散体场各处的统计平均值,颗粒的尺寸、颗粒及空隙被视为连续分布的质点,对宏观特性和规律研究的影响忽略不计,也不会带来很大的误差。类椭球体放矿理论研究的结果符合实际且通过了理论检验,证明了连续介质这一理论模型是可行的。

二、均匀和各向同性假设

均匀是指在散体中,任何地方的物理力学性质都相同,各向同性则理解为从各个方向看,松散介质都具有相同的物理力学性质。均匀和各向同性的假设使研究简单化。

对于松散介质的每个颗粒,它的形状、几何尺寸、物理性质往往都不相同。而颗粒又是杂乱无章的,很难说是均匀的和各向同性的。但是,当研究问题的范围比单个颗粒大很多很多时,从统计平均的观点,把它看成是均匀和各向同性的,与实际情况仍然是基本符合的。

三、理想散体假设

散体放出时,散体场中会出现二次松散现象,为了研究方便,我们假设存在放出时无二次松散现象的散体。我们把放出时无二次松散现象(平均二次松散系数 $\eta=1$)的散体称为理想散体,把放出时有二次松散现象(平均二次松散系数 $\eta>1$)的散体称为实际散体。

研究表明:理想散体($\eta=1$)的密度场是均匀场、定常场,速度场是不均匀场和定常场。

建立理想散体这一散体的理论模型,有利于从简单入手,研究散体的放出规律,舍去了密度变化,时间变化等因素,得到简单明确的理论结果。然后在此基础上进行实际散体的研究,以达到最终目的。

试验观察表明:有的散体是非常接近理想散体的;当假设散体层高度非常非常大,且进行无限制放矿时,实际散体移动范围内的平均二次松散系数也可能接近1。

应当指出的是:放矿理论的理想散体是无二次松散现象($\eta=1$)的散体,和散体力学的理想散体(无内聚力)含义是完全不同的。

四、连续移动无压实假设

实验表明,在松散颗粒的放出过程中,具有非常明显的脉动现象,即断断续续地移动,停止移动时,颗粒附近区域压实,移动时颗粒附近区域二次松散,即散体颗粒的移动是不连续的,是停停走走,但总体上看连续移动是主体。散体放出过程中,散体移动范围内除有二次松散现象外,还存在部分区域压实现象,但总体上看,移动范围内二次松散现象是主体,压实是局部的、暂时的、少数的现

象。从统计平均值看是不断松散的，为简化研究，在散体放出时，假设散体质点的移动是连续的，散体松动范围内无压实现象。从统计平均值看，从总体上看也是符合实际的，不会带来大的误差。

第三节 类椭球体放矿理论实验基础

一、散体放出过程

如图 1-2 所示，当放出体积 Q'_f 散体时，在散体中形成松动范围 Q_s ，放出前 Q_0 中剩余的散体颗粒移动到 Q 中。 Q'_f 放出前在散体中原有的位置为 Q_f 。

我们称 Q_f 为放出体， Q_s 为松动体， Q 、 Q_0 为移动体。

实验研究表明，散体从底部放出口放出时有以下特征：

(1) 单位时间内从放出口放出的散体体积为一常数。前苏联学者 Г. И. 波克洛夫斯基和 А. И. 阿列夫叶夫的实验研究表明，每 1s 从放出口放出的散体量为一常数，与放出口以上的散体高度无关，前苏联学者 Г. М. 马拉霍夫及其他研究者多次证实了这一结论。我国古代就有明确的认识，如用沙漏计时是最有力的证据。

马拉霍夫除证实了放出量为常数外，还得到以下认识：

1) 散体从放出口放出的平均速度与放出口的直径成正比。

2) 单位时间放出体的体积也为常数。

(2) 放出体是一个近似的旋转椭球体。如图 1-2 所示，当放出体积为 Q'_f 的散体时， Q'_f 散体在散体场中原有的位置为 Q_f ，我们把散体 Q'_f 放出前在散体场中原来占据的空间位置的形体 Q_f 称为放出体。

放矿理论中关于放出体形状主要有两种观点：

1) 放出体是椭球体。前苏联学者 С. И. 米纳耶夫经实验研究认为：散体颗粒是从散体内、放出口上的具有旋转椭球体形状的体积中流出来的。Г. М. 马拉霍夫及其他研究者用试验证实了这一观点，但更多的研究者认为：放出体是一个近似的旋转椭球体（近似的截头旋转椭球体），可以按截头（或完整）椭球体处理，并据此形成了椭球体放矿理论。

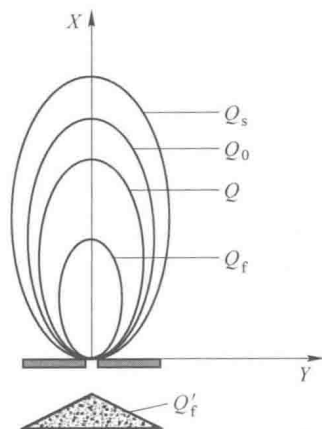


图 1-2 散体放出过程图

Q'_f —放出体体积； Q_f —放出体体积；
 Q_s —松动体体积； Q_0 —放出前体积；
 Q —放出 Q_f 后， Q_0 剩余部分体积

2) 放出体是类椭球体。李荣福教授注意到了放出体体形的重要性,在实验研究(特别是马鞍山矿山研究院黄德玺教授等的实验研究)的基础上,认为放出体是一个上下大小可变的近似的旋转椭球体(类椭球体),即可以是上大下小、上小下大、上下相近或相同的近似旋转椭球体,从而创立了类椭球体放矿理论(1994年)。

任凤玉教授的《随机介质放矿理论及其应用》一书中的放出体也是上下大小可变的近似的椭球体(1994年)。

(3) 松动体 Q_s 、移动体 Q 也是一个近似的旋转椭球体(类椭球体)。

1) 移动体 Q 。如图 1-2 所示,设 Q_0 为研究的放出体,在 Q_0 的放出过程中,当放出量为 Q'_f 时, Q_0 移动到 Q (即原有占据 Q_0 空间位置剩余颗粒占据 Q 空间位置),我们称 Q 为移动体。显然在 Q_0 全部放出的过程中,任一时刻都对应一个确定的放出量 Q'_f 和一个确定的移动体 Q 。

实验研究表明:移动体 Q 也是一个近似的旋转椭球体(类椭球体)。

2) 松动体 Q_s 。如图 1-2 所示,当放出量 Q'_f 放出时,在散体场中形成的松动范围为 Q_s ,我们把散体放出时散体场中颗粒移动范围构成的形体称为松动体。

研究表明,松动范围是随时间变化的,就是说松动体 Q_s 是一个瞬时体,即每一时刻都对应一个 Q_s 。松动体 Q_s 也是一个近似的旋转椭球体(类椭球体)。

3) Q_0 移动过程。观察 Q_0 ,开始放出时, Q_0 表面颗粒并不移动,这是因为 Q_0 内散体松散量足以供应放出量 Q'_f ,当松动范围扩大到 Q_0 时,即 $Q_s = Q_0$ 时, Q_0 表面颗粒处于极限平衡状态,即将投入运动。当 Q'_f 再增大时, Q_0 表面颗粒移动。当 $Q_s > Q_0$ 时, Q_0 通过外部的散体松散来补足放出量 Q'_f ,以后随 Q'_f 增大, Q_s 逐渐增大,而 Q_0 则转化为移动体 Q ,随着 Q'_f 的增大,逐渐下移,体积逐渐缩小。最终 Q_0 全部放出,此刻 Q_0 则由移动体转化为放出体。 Q 、 Q_s 都是一个瞬时体,即每一时刻(或每个放出量 Q'_f) 都有一个确定的 Q 和 Q_s 与之对应。

(4) 放出漏斗、移动角。如图 1-3 所示,散体上部表面为 $B-B'$,散体高度为 H ,在散体高度 H_0 处,有一标记层面 $A-A'$ (或矿岩接触面),放出体 Q_f 的高度为 H_f ,松动体 Q_s 高度为 H_s ,现观察散体放出时, $A-A'$ 水平面和 $B-B'$ 水平面的变化过程。

1) $A-A'$ 水平面无变化。当 $H_0 > H_s$ 时,松动体的顶点还未到达 $A-A'$ 水平面, $A-A'$ 水平面无变化。当 $H_0 = H_s$ 时,松动体顶点正好到达 $A-A'$ 水平面上,此时 $A-A'$ 水平面与放出口中轴线 OX 的交点 A_0 即将投入运动。

2) 形成移动漏斗。当 $H_s > H_0$, $H_f < H_0$ 时,即松动体的高大于 $A-A'$ 水平面高 H_0 ,放出体高度小于 H_0 时(如图 1-3 中放出 Q_{f1} 时), $A-A'$ 水平面开始凹陷,形成以 OX 为轴的旋转漏斗状(如图 1-3 中 Q_{l1}),该漏斗随着散体放出不断向外扩大,向下深陷移动,称为移动漏斗。当 $H_s > H_0$,放出体 Q_f 的高 $H_f < H_0$

