

弹性及塑性理論

上 册

应用力学教研組
蔣 詠 秋 編

西安交通大學

1962. 5

上册 目录

第一部分 弹性理论

第一章 绪论	1
§1-1 弹性理论的任务	1
§1-2 弹性理论的基本假设	2
§1-3 弹性理论的方法	4
§1-4 弹性理论的历史概述	5
§1-5 苏联在弹性理论方面的成就和我国力学事业的发展	7
第二章 应力状态理论	
§2-1 外力	9
§2-2 应力矢量	10
§2-3 物体内一点的应力状态	11
§2-4 平衡方程	12
§2-5 转轴时应力分量的变换	18
§2-6 应力曲面	20
§2-7 主应力和应力主轴	24
§2-8 最大剪应力的决定	25
第三章 变形的几何理论	28
§3-1 位移	28
§3-2 均匀变形	28
§3-3 一点的变形	29
§3-4 小变形的应变分量和位移分量	30
§3-5 转动分量	32
§3-6 转轴时应变分量的变换	34
§3-7 应变曲面	37
§3-8 主应变和应变主轴	38

§ 3-9 单位体积变形	40
§ 3-10 变形协调方程	41
§ 3-11 按应变分量确定位移	45
§ 3-12 有限变形	49
第四章 应力与应变的关系	54
§ 4-1 应力和应变的关系	54
§ 4-2 应变能	55
§ 4-3 广义虎克定律中独立的弹性系数的个数	60
§ 4-4 克拉比隆和卡氏公式	61
§ 4-5 各向同性体的虎克定律	62
§ 4-6 弹性系数	65
第五章 弹性理论基本方程的分析及解题方法	69
§ 5-1 弹性理论的基本方程	69
§ 5-2 按应力解答弹性理论问题	71
§ 5-3 按位移解答弹性理论问题	75
§ 5-4 弹性理论中的双调和函数	76
§ 5-5 森维南原理	78
§ 5-6 应变能定理	79
§ 5-7 唯一性定理	81
第六章 柱体的扭转	85
§ 6-1 柱体的扭转	85
§ 6-2 矩形柱体的扭转	88
§ 6-3 应力函数	93
§ 6-4 共轭函数	97
§ 6-5 等边三角形柱体的扭转	100
§ 6-6 有槽圆柱体的扭转	102
§ 6-7 薄膜比拟	104
§ 6-8 开口薄壁截面柱体的扭转	107
§ 6-9 截面为复连通的薄壁柱体的扭转	109

§ 6-10 变直径圆轴的扭转	114
第七章 柱体的弯曲	118
§ 7-1 悬臂梁的弯曲	118
§ 7-2 圆形截面的悬臂梁	121
§ 7-3 椭圆形截面的悬臂梁	122
§ 7-4 矩形截面的悬臂梁	124
§ 7-5 悬臂梁弯曲的位移	127
第八章 用直角坐标解平面问题	128
§ 8-1 平面应变问题	128
§ 8-2 平面应力问题	132
§ 8-3 广义平面应力问题	134
§ 8-4 平面问题的边界条件	138
§ 8-5 用多项式解平面问题	140
§ 8-6 矩形梁的纯弯曲	142
§ 8-7 承受均布载荷简支梁的弯曲	146
§ 8-8 承受任意载荷情形矩形梁的弯曲	151
第九章 用极坐标解平面问题	156
§ 9-1 平面问题的极坐标方程	156
§ 9-2 应力与极角无关的问题	160
§ 9-3 曲梁的纯弯曲	161
§ 9-4 轴对称应力问题的位移	164
§ 9-5 厚壁圆筒	166
§ 9-6 用极坐标求平面问题的通解	163
§ 9-7 曲杆在一端受力时的弯曲	175
§ 9-8 圆孔对于板内应力分布的影响	177
§ 9-9 楔形体在尖端受集中力	181
§ 9-10 沿面受荷载的楔形体	183
§ 9-11 圆环受部分径向均匀压力	184
§ 9-12 等厚度转盘应力的计算	185

§ 9-13	变厚度轉盘应力的計算	188
§ 9-14	复連区域的性质	190
第十章	軸对称的空間問題	194
§ 10-1	用圓柱坐标求軸对称应力問題的基本方程	194
§ 10-2	軸对称問題的解答	199
§ 10-2	圓板的弯曲	203
§ 10-4	三維的旋轉圓盘問題	205
§ 10-5	作用在彈性空間体内的集中力	207
§ 10-6	受均匀內压力或外压力的球形容器	209
第十一章	接触問題	218
§ 11-1	直綫边界的二維半无限体的变形	213
§ 11-2	两个平行軸圓柱的接触問題	216
§ 11-3	彈性半无限体受到一集中力作用的問題	221
§ 11-4	彈性半无限体在圓面积內的“半球形荷重”	225
§ 11-5	两个球体的接触問題	227
§ 11-6	两个任意曲面物体在小面积上的接触	229
第十二章	热应力	233
§ 12-1	物体不均匀受热的影響	233
§ 12-2	热彈性方程	233
§ 12-3	热彈性位移势	235
§ 12-4	热傳导的基本原理	236
§ 12-5	无应力的公开溫度場	238
§ 12-6	无应力的平面溫度場	238
§ 12-7	由二維定常溫度場所产生的热应力	244
§ 12-8	厚壁圓筒在平面应变状态中的热应力	245
§ 12-9	由二維定常溫度場所产生的热应力	248
§ 12-10	中心有一个热源的实心圓板中的热应力	250
§ 12-11	薄圓盘在軸对称溫度分布时的热应力	252
§ 12-12	表面有热耗散的板中的热应力	253
§ 12-13	散热片中的热应力	255

第一部分 彈性理論

第一章 緒論

§ 1-1 彈性理論的任務

彈性理論是固体力学的一个分支。固体力学包括物理部分及理論部分。前者是用实验的方法研究固体（包括金属及非金属材料）的力学性质，如强度、弹性、塑性、疲劳、蠕变等。这样在实验资料的基础上可总结出固体变形（包括弹性变形及塑性变形）和破坏过程的基本规律。这对建立固体力学的理論部分和解决强度问题很重要。固体力学的理論部分是根据上述基本规律和力学原理用数学方法建立起来的理論。它是研究固体在外力作用下所产生的变形和应力。固体力学理論部分又可分成弹性理論和塑性理論。

弹性理論是研究平衡状态或运动状态下的弹性体受外力作用所产生的应力和变形。当弹性体处在平衡状态，这便是弹性静力学问题，如果它有加速度则属于弹性动力学问题。这门课程主要研究弹性静力学问题。

塑性理論是研究物体在弹性极限以外的应力和变形。很多重要的金属材料当外力逐渐加大时先产生弹性变形，再进入塑性变形阶段，最后变成断裂和破坏。所以塑性理論是弹性理論的自然发展。

从上面弹性理論的定义来看，它和材料力学的任务是一致的，但是两者之間也有一定的区别的。首先，它们的出发条件不同。在材料力学中除了一些必要的基本假设以外，还根据不同的研究对象，为了简化问题而添加了一些所谓“附加假设”，例如研究梁的弯曲时，引用了横截面保持为平面的假设。所得的结果是横截面上的正应力按直线规律变化。在弹性理論中研究同一问题时，就无需引用平面假设。相反地，我們可以用弹性理論来校核平面假设的正确性，并由此判明，如果梁的高度并不远较跨度为小，而两者是属于同阶大小，则横截面上的正应力并不按直线规律变化。又如在材料力学中计算有孔的拉杆时，通常就假设拉应力在净截面上均匀分

布，彈性理論指出，淨截面上的拉应力远不是均匀分布，而在孔边发生高度应力集中，孔边的最大拉应力可能比平均拉应力大出好几倍。由以上二例可以看出材料力学計算的結果只在一定的範圍內才和实际的情况出入不大，在此範圍以外就不能应用。其原因就是它所采取的一些附加假設不能和某些条件下的情况相一致。因此，在彈性理論中拚棄了这些附加假設。所以說，这两門科学的出发条件是不同的。

另一方面，彈性理論和材料力学解决問題的範圍也不同。前者是比后者更为有力的一件武器。許多材料力学不能解决的問題，如非圓断面杆件的扭轉問題，应力集中問題，接触应力的問題，平板和薄壳等的計算問題都必須用彈性理論的方法来解决。

因为彈性理論要比材料力学要求更严格，更深入地研究更复杂的問題，所以也就需要更完备的数学工具。目前彈性理論中还有很多实用价值的問題未能解决，主要的原因是数学上的困难，这就必須借助于实验应力分析法如偏光彈性法和电阻应变法等。

§ 1-2 彈性理論的基本假設

如果认为彈性理論不需要假設，这是完全錯誤的，恩格斯在“自然辯証法”一书中曾經写道：“只要自然科学在思維着，它的发展形式就是假設”。彈性理論研究的对象是物体，物体有各种各样，并且是千变万化的，因而，作为一門科学，要想找出一般的規律和計算方法，势必将千变万化的現象加以簡化和概括，这就不能离开假設，当然，这些假設必須是根据实际由实践中得来，而不是主观臆测。

彈性理論的几个重要的基本假設如下：

1. 假設物体是完全彈性的。所謂彈性，是物体在产生变形的 外力被除去之后能恢复原形这一性質。所謂完全彈性，指的是物体能完全恢复原形而沒有任何剩余的变形。对多数工程材料而言，在外力不大时（应力不超过弹性极限）这一假設基本上与实际情况是符合的。当超出了此一範圍时即属于塑性理論研究的范疇。

2. 假設物体是連續的，即认为物体是由一种連續性的介質充滿了該物体的所佔空間而沒有任何空隙。

事实上，物体是由无数不連續的微小顆粒（分子及原子）所組成，在自然状态下，顆粒之間也存在着相互作用的內力（吸力及斥力）保持它們

之間的距離不變。在外力作用下就使顆粒之間的距離發生變化，從而物體有了變形，同時顆粒之間的內力也產生了變化。

由於組成物體的顆粒數目是無數的，假如考慮每個顆粒和它周圍粒子之間的相互作用力來建立彈性理論，在實際上是不可可能的，所以我們不用這種所謂“顆粒彈性理論”，也就是說，不從物體顆粒構造出發，而採用介質為連續的假設。從物體在變形前後都保持連續的這一概念出發，我們可以把物體的應力、應變和位移都可用它所佔空間座標的連續函數來表達。

從對物體的宏觀來看，這一假設是完全可以允許的。而且事實證明了根據這一假設所得的彈性理論的結果是符合實驗結果的。

3. 假設物體內並無初應力，也就是說，物體在未受外力和沒有溫度變化的時候其內部並無應力。因此如果物體中有初應力，則這種初應力並沒有包括在我們的計算結果中。

4. 假設物體是均勻的，也就是說，整個物體是同一材料做成的。這樣，整個物體的所有各部分都具有相同的物理性質，因而物體的容重、彈性模數、泊松係數等都是常數，而不是位置坐標的函數。不具備這種性質的物體叫非均勻彈性體。

5. 假設物體是各向同性的，即物體的物理性質在所有各方面都相同，不具備這種性質的物體稱做各向異性體，木料和竹料是各向異性體。

我們知道固體一般分為晶體及非晶體兩種。非晶體如玻璃、橡膠等是各向同性的。晶體是各向異性的，但象金屬和合金一類材料是多晶體構成的，因為它有大量的小晶體以各種不同的方向雜亂地混合起來，在外表上統觀起來，也就說，考慮到各個雜亂排列的小晶體的統計平均值是各向同性的。

6. 假設物體是服從虎克定律，即認為在溫度不變的條件下應力和應變呈線性關係。對大多數金屬材料及非金屬材料而言，在外力不大時這一假設基本上與實驗結果相符的。當然，對於一些與虎克定律偏離較大的材料如鑄鐵及混凝土等應用這一假設將引起較大的誤差。

7. 假設物體的位移及變形很小，也就是說，與物體的尺寸比較起來，可以將變形及位移當作微量看待，而在同一方程式中高次的微量可以忽略不計。

由納維（1821）、哥西（1822）、及泊松（1829）所建立起來的彈性理論，就是以上述基本假設為基礎建立起來的，我們稱為古典彈性理論。

同时由于采取了服从虎克定律以及小变形小位移的假定，得到全部彈性理論基本方程是綫性的，所以古典彈性理論又稱做綫性彈性理論。

我們知道一切假設都是有条件的，随着条件的改变，有些假設就必须放棄或另建立新的假設，这样就成了新的理論。例如对于各向異性体，我們就不能再应用各向同性的假設而建立了各向異性彈性理論；又如不服从虎克定律或具有大变形的物体，我們就必须拋棄上述第6或第7項假設而建立了非綫性彈性理論。在本課程中只研究古典彈性理論範圍的問題，也就是說，以后的一切公式只适用于完全彈性的、連續的、均勻的、无初应力的、各向同性的，并且服从虎克定律和具有小变形的物体。

§ 1-3 彈性理論的方法

把上述基本假設和力学原理通过数学方法結合起来就可得出彈性理論的基本方程組。解决彈性理論問題是寻找符合給定的外力及边界条件而又适合前述基本方程組的解，这样的解称为彈性理論的精確解。这里所謂精確是相对的，对每一个基本假設和实际情况的出入所引起的偏差并没有消除。

当我们处理某些物体形状和受力情况有一定限制的特殊問題时，往往可以把彈性理論的基本方程組簡化成仅仅适合于这类問題的特殊方程，在簡化的过程中不再增加新的假設，只是限制方程式的适用范围，因此所得的解答也是精確的。

在求精確解的过程中往往会遇到数学上的困难，所以直到今天，对于工程技术上还有許多重要的彈性理論問題得不到精確解，因而彈性理論的应用还有它的局限性。每当找到一个有力的数学方法，彈性理論的局限就消除了一些，数学和力学的相互促进的历史也正說明了这点。

虽然数学方法对彈性理論如此重要，但是决不能忽視物理概念，相反的，应特別重視。往往有一些彈性理論的問題，直接求解基本方程有困难，由于对問題的物理方面有深入了解，可先假定一部分解答，而其他部分在解基本方程的过程中求出。这种半物理半数学的解法在彈性理論是常用的。

有时，某种彈性理論的特殊方程和另一种物理現象的数学方程在形式上完全一样，往往后者的解答很容易通过实验求得，而比較困难的彈性理論特殊方程就可借助于这个解答而获得解决，这种方法叫比拟法。

当彈性理論的精確解得不到时，我們可以用各种近似解法或数值解法

来求出彈性理論基本方程組的近似解。

應該看到，近年來由于电子計算机的迅速发展，使得彈性理論中原来难于解決的問題也得到了解決。

解決彈性理論数学上困难的另一途徑，在处理某些特殊問題时，可在基本假設之外，增加变形几何形态的工作假設，这样就使彈性理論的方程式簡化到可以求解的程度，当然这种工作假設应有理論根据且为实验所証实的。例如在薄板及薄壳的弯曲計算中，引进了关于平板（或壳体）直綫素的假設：在变形前垂直于中間平面（或中間曲面）的直綫素，在变形后仍保持直綫并垂直于弯曲面，这样就使薄板及薄壳的理論大为簡化，解决了工程上一系列重要問題。在这一方面，彈性理論和材料力学之間的区别就微不足道了。我們对这一类有附加假設的彈性理論称为应用彈性理論。

最后，我們應該提到研究彈性理論，应理論和实验并重。用实验应力分析的方法来測定实物或模型的应力、应变或位移，不仅能验证理論，而且可有效的来解决許多物体形状或載荷复杂的彈性理論問題，往往用数学分析法是无能为力的。

§ 1-4 彈性理論的历史概述

恩格斯告訴我們：“科学的兴起与发展从开始便是由生产所决定的”。由于农业灌溉的需要，城市和大建筑物的产生以及商业和交通的发展，便发展了力学。

在很早以前，素以勤劳著称的我国人民，已經在劳动中累积了許多关于固体力学方面的知識。他們在房屋建筑、桥梁和船舶設計及建造方面有着惊人的成就，显示出他們在合理使用材料方面的杰出貢獻。例如留傳至今的赵州桥是隋代（公元581—618年）天才工程师李春建造，該桥跨度达37公尺。山西应县佛宮寺木塔，高达66公尺，是在1056年建造的。宋代偉大建筑师李誠所著的营造法式（1102年），是世界上早期最完备的建筑著作，其中有許多規定都符合近代固体力学的理論。

作为一門科学，固体力学的研究始于十七世紀初叶，伽利略（1564—1642年）进行了悬臂梁的弯曲試驗来研究梁的承載能力。他断言梁折断时繞固定端平面內的一根軸而轉动。由于他把固定端当作剛体来处理，无法确定这一根軸的位置。

1660年虎克通过实验提出“彈性物体的伸长与拉力成正比”的虎克定

律，为固体力学理論研究提供了必要的物理基础。

伽利略所提出的問題，在一百多年的时间里，經過了許多人的研究，直到1776年才由庫倫根据平面截面假設获得了現在材料力学中梁的弯曲理論。同时他还介决了圓杆的扭轉問題。在这一期間，詹姆斯、伯努利、研究了梁的彈性曲綫，歐拉介决了压杆稳定問題。他們还研究过板和壳的振动問題。

18世紀力学的发展为彈性理論基础的建立創造了条件。我們看到：由梁橫截面上內力的分布自然会导致应力状态理論，彈性曲綫方程及板和壳振动的研究是采用位移表示的彈性理論一般方程的預兆。

研究彈性理論一般方程的第一人是納維。他在1821年根据了牛頓关于物質构造的观点推出了以分子位移表示的普遍方程，其中只含有一个彈性常数。1822年哥西用統观的方法研究了各向同性体的彈性理論，他的結果和納維粗糙的微观方法不同，指出彈性体（各向同性的）应有二个独立的彈性系数。

各向同性彈性体的独立的彈性系数是一个还是二个呢？这个問題引起了人們长期的爭論。后来由于物理学的进展，用原子学說代替了陈旧的牛頓关于物質构造的观点，使納維的普遍方程失去了物理基础，又經格林和郭尔文从能量观点进行的理論研究和弉尔查姆等的实验，一致肯定了各向同性彈性体有二个独立的彈性系数，于是哥西的理論获得了普遍接受。

19世紀前期彈性理論的研究是与工程实践脱节的，所以发展比較緩慢。到了19世紀后期，由于經濟和技术的发展，要求对机器及結構进行强度計算。当时流行的方法是采用材料力学的簡單公式或者只依靠实验和經驗来决定杆件的尺寸，不能滿足客观要求。1855—1856年森維南发表了关于柱体扭轉和弯曲理論的論文。他用半物理半数学的联合解法来解繁冗的彈性理論方程，他的論文和实验完全吻合，給彈性理論为工程实践开辟了广闊途徑。接着1862年艾雷解决了平面应力問題，1882年赫芝解决了接触問題，克希霍夫在1850年及以后解决了平板的平衡和振动問題，1874年爱隆提出了薄壳等一系列工作，把彈性理論飞跃地向前推进。

彈性理論在生产实践中得到愈来愈多的应用是从20世紀开始。由于車輛、造船、航空、导彈、火箭高溫高压高速的动力設備、重型机械、精密仪表及水工建筑等生产部門的迅速发展，技术上的进度日新月异，向彈性理論經常提出各种各样的問題、使彈性动力学問題、板壳和稳定問題、各

向異性彈性理論及非綫性彈性理論等各方面獲得了普遍的丰收。由於技術的進步在很多情況下對計算理論的精確性提出更高的要求，而材料力學簡單公式的近似應用常顯得過於粗略，愈來愈多的實際問題要求用彈性理論來解決。但是彈性理論的精確解只在少數簡單情況下才能求得。因此求解彈性理論的各種近似解法如變分法，差分法等就得了發展，實驗應力分析的方法也獲得了很大的進展。

從彈性理論發展的历史可以看到：科學的發展歸根結底是取決於生產的發展。如果理論研究不以發展生產為目的，非但不能促進生產與技術的進步也難於導致理論的發展。

§ 1-5 蘇聯在彈性理論方面的成就和我國力學事業的發展

蘇聯十月革命的勝利，开辟了人類历史的新紀元。從此，蘇聯就進入了在經濟、科學、文化等各方面前所未有的繁榮昌盛時期。現在蘇聯人民正在勝利地邁向共產主義的同時，又在探索與開展宇宙空間的事業中，作出了無與倫比的貢獻。

蘇聯學者在彈性理論方面的成就也超過了所有資本主義國家而屬於世界的最前列。例如伽辽尔金在薄板與厚板方面、高里琴維則和符拉索夫在薄殼理論方面、符拉索夫和烏曼斯基在薄壁構件理論方面、穆士海利什維利在彈性理論平面問題方面、舒泰依爾曼和伽林在彈性動力學方面、沙文在應力集中方面、列赫尼茨基在各向異性彈性理論方面，拉赫馬屠林在彈性動力學方面、諾沃日諾夫在非綫性彈性理論方面，以及列本遜、伯潑柯維奇和魯利叶等在彈性理論的許多方面都有卓越的成就。

解放後十三年來，我國力學事業在黨的領導下已經逐漸成長起來。成立了專門的研究機構，建立了許多實驗室，已有幾十所高等學校設置了力學專業，已經和正在通過各種方式培養大批力學人才。在彈性理論的科學研究方面也做了不少工作。特別從1958年大躍進以來，由於研究工作密切結合了生產，有更大的發展，參加人數之多是空前的，研究的課題方面也極為廣泛，主要有：在水力機械方面，研究了水輪機轉子的設計，叶片強度及渦殼的強度，在大型建築方面，進行了壳体屋頂的研究，在水工建築方面研究重力壩的應力分析，在振動或溢洪的影響下壩的振動問題及輸水管的應力分析等。

一九六一年一月召開的黨中央八屆九中全會公報指出“鑒於農業生產

連續兩年遭到了严重的自然灾害，1961年全国必須集中力量加强农业战线贯彻执行国民经济以农业为基础，全党全民大办农业，大办粮食的方针，加强各行各业对农业的支援，尽最大努力争取农业生产获得較好的收成”。因此，我們力学工作者必須响应党的号召，积极支援农业。在农业的技术改造中有許多力学問題要我們深入生产中去和工人农民一道研究解决，例如为了发展化肥，高压容器是生产中不可缺少的工具，我們应研究各种高压容器的应力分布并确定其計算方法，以便找出最合理設計的方案。再如农村人民公社迫切需要小型的低水头水輪机作为动力的来源，我們应研究如何提高水輪机和基建的效率。又如提高拖拉机的出力，其中有許多应力分析和强度的問題要研究解决。可以預期，随着我国农业水平的提高，力学事业必得到进一步发展。

第二章 应力状态理论

§ 2-1 外力

任何物体所承受的外力均可分为体积力及面力两种。

体积力是分布于物体全部体积上的外力，如物体在重力场中所受的重力，在磁场中所受的磁力，旋转时所产生的离心力等都是体积力。

我们来考虑一个体积为 τ ，表面积为 S 的物体，图2-1。物体各点的位置用直角坐标来表示。

令矢量 \bar{f} 表示每单位体积所受的体积力，它是物体各点坐标 x, y, z 的函数，因为各点的体积力的分布是不均匀的。

作用在物体的一个体积素 $d\tau$ 的体积力的合力是

$$\bar{f}d\tau, \text{ 或 } \bar{f}dxdydz$$

它在坐标轴上的投影是

$$f_x dxdydz, f_y dxdydz, f_z dxdydz$$

式中 f_x, f_y 及 f_z 为矢量 \bar{f} 在坐标轴上的投影，它们都是物体各点坐标的函数。

面力是作用在物体表面的外力，可以是分布力也可以是集中力（即分布于很小的面积上的外力）。物体与气体、液体或另一种物体相接触所受到的力都是面力。（本课程中所提到的“物体”是指固体，而且是弹性体）。

设 ds 为物体表面上的面积素，它的外法线为 N ，图2-1，矢量 \bar{F}_N 为作用在 ds 上的单位面积上的面力，我们把它称为表面应力，它是物体表面上各点坐标的函数。作用在 ds 上的面力是

$$\bar{F}_N ds$$

在一般情况下， \bar{F}_N 的方向并不和 ds 的外法线一致。在直角坐标中， \bar{F}_N 可

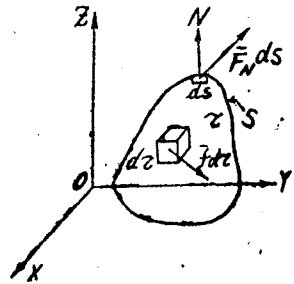


图 2-1

以分解为 x_N, y_N, z_N 三个分量, 它們也都是物体表面上各点座标的函数。

§ 2-2 应力矢量

設一物体在体积力及面力作用下处于平衡状态, 假想它被一平面截断成两部分, 图2-2, 由于这两部分仍处于平衡状态, 在截面上必然有某种力存在, 这种力就是物体被分开两部分相互作用的弹性力, 或称内力。由于截面上的内力分布是不均匀的, 我們用单位面积上的内力, 即应力, 来表示内力的分布。

設 Δs 为截面上所取的一个微小单元面积, 它的外法綫为 N , 如图2-2所示。 $\overline{\Delta P}$ 是作用在 Δs 上内力的合力, 則在 Δs 上的平均应力为

$$(\overline{F_N})_{\text{平均}} = \frac{\overline{\Delta P}}{\Delta s}$$

当所选取的面积 Δs 趋近于零时, 則方向为 N 的单元面积上的应力为

$$\overline{F_N} = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \frac{\overline{\Delta P}}{\Delta s} = \frac{d\overline{P}}{ds}$$

$\overline{F_N}$ 的方向和 $\overline{\Delta P}$ 的极限相一致, 因为应力是有方向的, 所以称为应力矢量。在一般情况下, 应力矢量 $\overline{F_N}$ 并不和截面的法綫方向相一致, 我們可以把它分为两个分量, 一个是垂直于截面的方向 (外法綫方向), 另一个是平行于截面。前者称为正应力用 σ_N 表示, 后者称为切应力, 用 τ_N 表示。显然, 它們之間有下列关系 (图2-2):

$$\left. \begin{aligned} F_N^2 &= \sigma_N^2 + \tau_N^2 \\ \sigma_N &= \overline{F_N} \cos(\overline{F_N}, \overline{N}) \end{aligned} \right\} \quad (2-1)$$

式中 $(\overline{F_N}, \overline{N})$ 代表应力矢量 $\overline{F_N}$ 和外法綫 N 之間所夹的角度。

应力矢量 F_N 也可以分成平行于座标轴方向的三个分量, 它們之間的关系 (图2-2):

$$\left. \begin{aligned} x_N &= F_N \cos(\overline{F_N}, \overline{x}) \\ y_N &= F_N \cos(\overline{F_N}, \overline{y}) \\ z_N &= F_N \cos(\overline{F_N}, \overline{z}) \end{aligned} \right\} \quad (2-2)$$

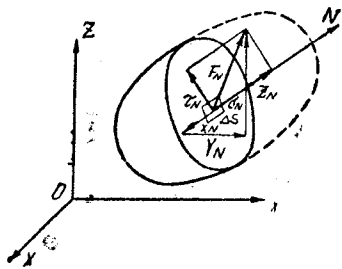


图 2-2

式中 $(\overline{F_N}, \overline{x})$, $(\overline{F_N}, \overline{y})$ 及 $(\overline{F_N}, \overline{z})$ 依次为 $\overline{F_N}$ 与 x, y, z 轴之间所夹的角度。

§ 2-3 物体内一点的应力状态

所谓一点的应力状态，即是通过一点各个截面上的应力情况。

通过物体的一点 M 分别用一个垂直于 x, y, z 轴的平面把它截断成两部分，依次如图 2-3(i)、(ii)、(iii) 所示。各个截面上的应力都分解为一个正应力和两个切应力。和上节的规定一样，正应力用字母 σ 代表，切应力用字母 τ 代表。为了表明正应力的作用面和作用方向，再加上一个脚标。例如 σ_x 代表作用在垂直于 x 轴的面上，同时也作用在 x 方向的正应力。剪应力附有两个脚标，前一个脚标表明作用面垂直于那一个座标轴，后一个脚标表明作用方向沿着那一个座标轴。例如 τ_{xy} 代表作用在垂直于 x 轴面上而沿 y 轴方向上的剪应力，如图 2-3(i) 所示。

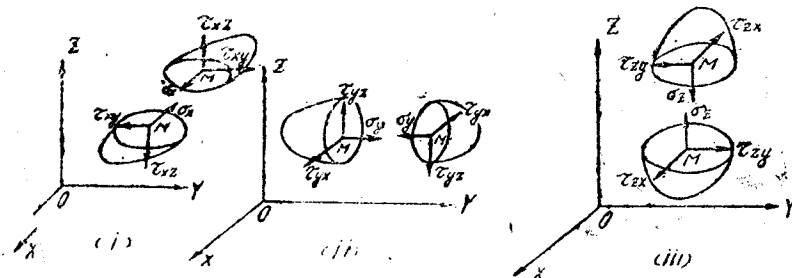


图 2-3

为使同一截面所切开的两个面上的应力的正负号一致起见，对正应力及切应力的正负号作如下的规定：

- (1) 外向法线与座标轴正方向一致时，该面为正面，反之为负面；
- (2) 面上的应力（包括正应力及切应力）的方向与座标轴的方向一致时为正，反之为负。
- (3) 负面上应力的方向与座标轴负的方向一致时为正，反之为负。

这样图 2-3 所示的应力均为正值。同时，根据这一规定，正的正应力必为拉应力，负的正应力为压应力。

由图 2-3 可以看出，通过物体任一点的 M 所作的三个互相垂直平面

上共有九个应力分量，即

$$\begin{aligned} &\sigma_x, \tau_{xy}, \tau_{xz} \\ &\tau_{yx}, \sigma_y, \tau_{yz} \\ &\tau_{zx}, \tau_{zy}, \sigma_z \end{aligned}$$

若这九个应力分量都已知，则过这一点 M 的任意平面上的应力矢量都可用这九个应力分量来表示。现在证明如下。

设在物体内一点 M 处切下一个微小的四面体 $MABC$ ，如图 2-4 所示。它的三个面分别和 x, y, z 轴相垂直，另一个面 ABC 是任意的，它的外法线为 N 。假定 l, m, n 为平面 ABC 外法线的方向余弦，自 M 点到该平面的垂直距离是 h 。

设 ABC 的面积是 Δs ，则 $MABC$ 的体积是

$$\Delta V = \frac{1}{3} h \Delta s,$$

而平面 MBC, MCA, MAB 的面积分别是 $\Delta s_1, \Delta s_2, \Delta s_3$ 。

$$\Delta s_1 = l \Delta s$$

$$\Delta s_2 = m \Delta s$$

$$\Delta s_3 = n \Delta s$$

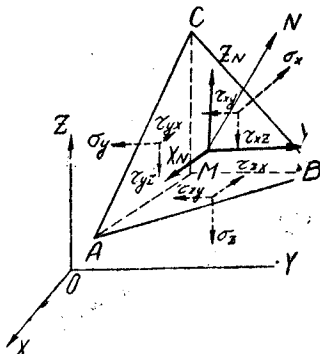


图 2-4

设在 $MABC$ 中的体积力的三个分量为 f_x, f_y, f_z ， ABC 面上的应力矢量的分量为 x_N, y_N, z_N ，则考虑 x 方向的平衡，我们有

$$f_x \Delta V + x_N \Delta s + (-\sigma_x) \Delta s_1 + (-\tau_{yx}) \Delta s_2 + (-\tau_{zx}) \Delta s_3 = 0$$

即

$$f_x \frac{1}{3} h + x_N - \sigma_x l - \tau_{yx} m - \tau_{zx} n = 0$$

当 $h \rightarrow 0$ 时，即得

$$x_N = \sigma_x l + \tau_{yx} m + \tau_{zx} n$$

同样从考虑 y, z 方向的平衡着手，我们可得

$$y_N = \tau_{xy} l + \sigma_y m + \tau_{zy} n$$

$$z_N = \tau_{xz} l + \tau_{yz} m + \sigma_z n$$

(2-3)

由此已经证明：若已知物体内一点的九个应力分量，则过这一点的