基础物理学 A1
2025年春季学期

谢柯盼
kpxie@buaa.edu.cn
物理学院

第七章 刚体力学

§7-3 刚体定轴转动定律与角动量守恒

运动学：描述刚体每一瞬间的位置和速度、加速度等

动力学：根据刚体初始状态及其受力去预测其未来每一瞬间的运动状态

原则上，刚体的运动始终可分解为质心的平动和绕质心的定点转动

- 前者由合外力决定，有3个平动方程；
- 后者由合外力矩决定，有3个欧拉动力学方程

联立方程即可求解

实际上，方程求解非常复杂，解析通解几乎无法求出

迄今对特殊刚体的解析解仅有3个：

欧拉-普安索解；拉格朗日-泊松解；柯瓦列夫斯卡娅解

一般情况下只能数值求解

对于**定轴转动**这一情形，我们有很好的解析描述，这是本次课的主要内容，也是本课程的主要考查点

以下左右两种转动的不同点在哪里？

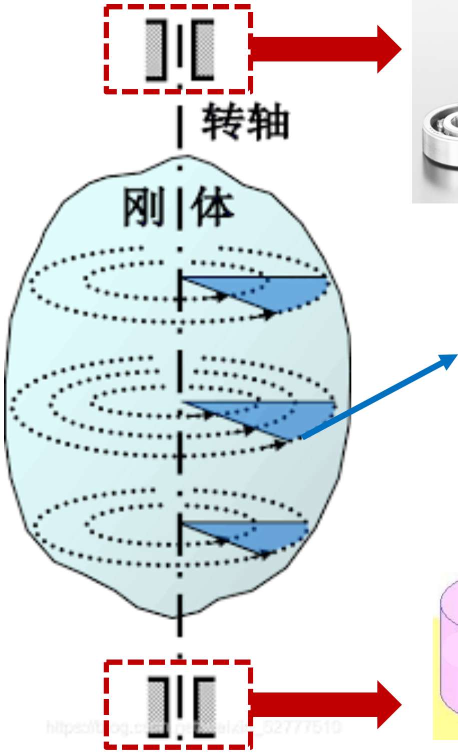


难！得掌握技巧



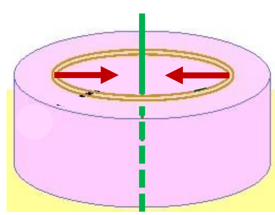
简单，“有手就行”

一般情况下，刚体只有在被约束于轴承系统内时才能进行持续的定轴转动



可以想象为这类东西（具体场景中的实现形式可能不同）

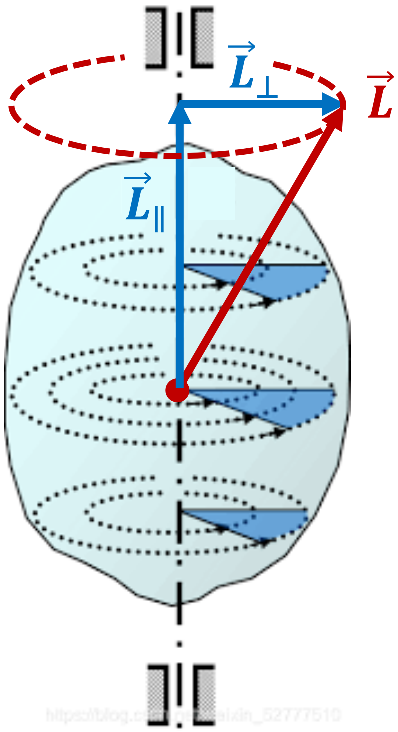
主动力$\vec{F}$：作用于刚体上，使刚体转动状态发生变化



若轴承无摩擦，则刚体所受的约束反力$\vec{f}$恒为正压力，垂直指向转轴

轴承提供约束反力（属于<u>被动力</u>），将刚体束缚于定轴。若无约束，刚体会脱离定轴做复杂运动

刚体适用质点系的一切结论，包括角动量定理：角动量的变化率等于合外力矩，$\mathrm{d}\vec{L}/\mathrm{d}t = \vec{M}$



取轴上一点作为参考点，一般角动量与转轴并不共线

在刚体绕轴转动时，$\vec{L}$通常会绕着转轴旋进，大小和方向都可能变化，运动较为复杂

但在很多情况下，我们只关心$\vec{L}$沿转轴的分量——绕轴角动量

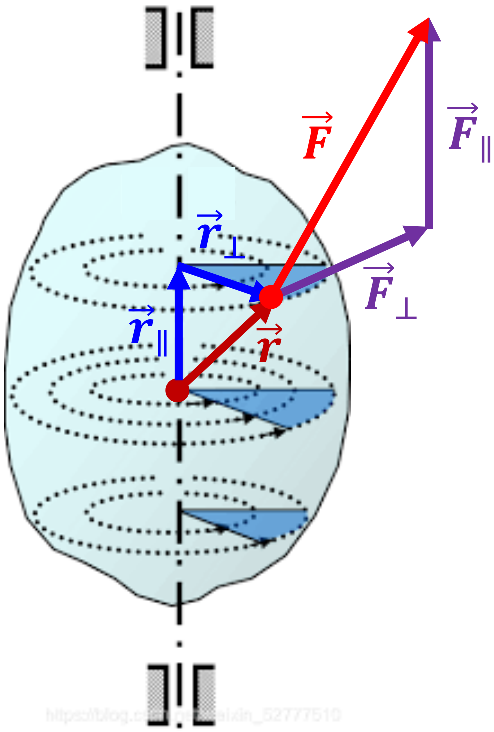
$$\vec{L}_{\parallel} = I\vec{\omega}$$

该分量与轴上参考点的选取无关

无摩擦轴承约束反力垂直指向转轴，提供垂直于转轴的力矩，不改变$\vec{L}_{\parallel}$。只有主动力才能影响$\vec{L}_{\parallel}$

主动力 $\vec{F}$ 及其作用点的位矢 $\vec{r}$ 均可按平行及垂直于转轴的方向进行分解，故力矩

$$\vec{M}=\vec{r}\times\vec{F}=(\vec{r}_{\parallel}+\vec{r}_{\perp})\times(\vec{F}_{\parallel}+\vec{F}_{\perp})$$



$\vec{r}_{\parallel}\times\vec{F}_{\parallel}$：平行矢量的叉乘，结果为$\vec{0}$

$\vec{r}_{\parallel}\times\vec{F}_{\perp}$：结果垂直于 $\vec{r}_{\parallel}$，即垂直于转轴，不影响绕轴角动量$\vec{L}_{\parallel}$

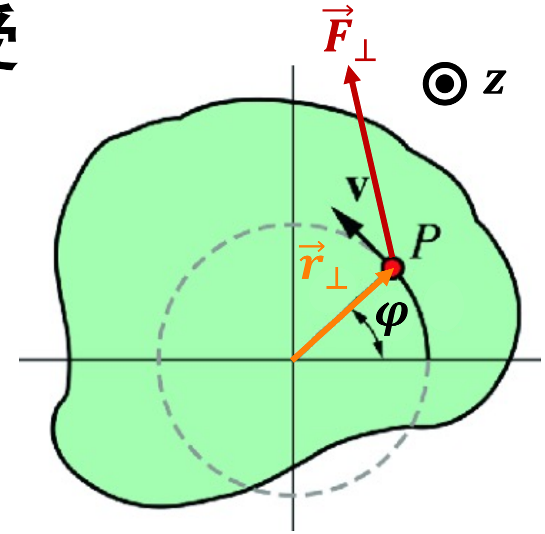
$\vec{r}_{\perp}\times\vec{F}_{\parallel}$：同上，结果垂直于转轴

$\vec{r}_{\perp}\times\vec{F}_{\perp}$：平行于转轴，影响 $\vec{L}_{\parallel}$ 和 $\vec{\omega}$，定义其为绕轴力矩

注意：$\vec{r}_{\perp}$和$\vec{F}_{\perp}$之间可存在任意夹角！

重要：在轴承无摩擦的情况下，只有主动力的绕轴力矩才能影响绕轴角动量

被约束于无摩擦轴承内的刚体，其受**绕轴力矩**为



$$\vec{M}_\parallel = \sum_i \vec{r}_{i\perp} \times \vec{F}_{i\perp}$$

其**绕轴角动量**为$\vec{L}_\parallel = I\vec{\omega} = I\dot{\varphi}\vec{k}$

取角动量定理的轴向分量，得$\mathrm{d}\vec{L}_\parallel/\mathrm{d}t = \vec{M}_\parallel$，即

$$\vec{M}_\parallel = I\dot{\vec{\omega}} = I\vec{\beta} = I\ddot{\varphi}\vec{k}$$

或**代数式**$M_\parallel = I\beta = I\ddot{\varphi}$（有时也写为$M_z = I\beta_z$）

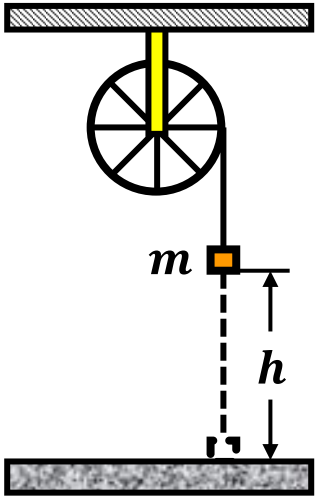
称之为刚体定轴**转动定律**：

刚体定轴转动时，对轴的转动惯量与角加速度的乘积等于其所受外力的绕轴力矩之和

- 可类比牛顿第二定律$F = ma$
- 要注意转动定律是**一维方程**，只沿转轴方向

1. 刚体是特殊的质点系，故适用质点系的一切结论，包括角动量定理
2. 角动量需要指定参考点，一般取在轴上
3. 体系总角动量的轴向分量与角速度$\vec{\omega}$成正比，且与轴上参考点的选取无关，故它十分重要，称为绕轴角动量$\vec{L}_{\parallel}$（或对轴角动量）
4. 绕轴角动量的变化率只和力矩的轴向分量相关，后者被称为绕轴力矩$\vec{M}_{\parallel}$（或对轴力矩）
5. 轴承无摩擦时，$\vec{M}_{\parallel}=\sum_i \vec{r}_{i\perp}\times\vec{F}_{i\perp}$，可导出转动定律$\vec{M}_{\parallel}=I\vec{\beta}$或$M_{\parallel}=I\beta$。即使存在摩擦，将摩擦力吸收进$\vec{F}$的定义，定律仍成立
6. 转动定律是一维公式，与$\omega=\dot{\varphi}$直接相关，而φ是定轴转动唯一的自由度

例：m通过轻绳与半径为R的均质定滑轮相连，于高度h处由静止释放，历时t落至地面。已知轮轴无摩擦，绳轮之间无相对滑动，求滑轮对轮轴的转动惯量。



解：假定绳中张力为T，以向下为正

对下落重物有$mg - T = ma$

对滑轮，以垂直纸面向里为正，转动定律给出$TR = I\beta$

绳轮无滑动，故重物下落的速度必定时刻与滑轮边缘线速度一致

得到$v = \omega R$，进一步求导得$a = \beta R$

由上述各式可解出a为一常量

匀加速运动$h = at^2/2$，得

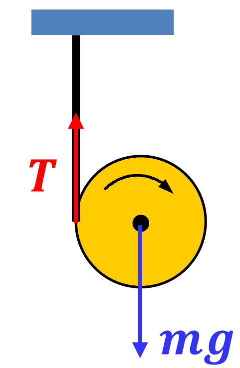
$$I = mR^2\left(\frac{gt^2}{2h} - 1\right)$$

刚体转动类题目的一个通用解题技巧：三步走

1. 整体分析，由合外力列出质心运动方程
2. 在质心系中，由合外力矩列出定轴转动方程。质心系可能为非惯性系，但在其中不需要考虑惯性力的力矩——参考第六章
3. 利用题目给出的“纯滚动/无滑动”条件，在刚体与其他物体的接触点列出$v = \omega R$

联立三个方程即可求解

例：半径为R、质量为m的均匀滑轮从静止释放，绳轮之间无滑动，求质心下落加速度。



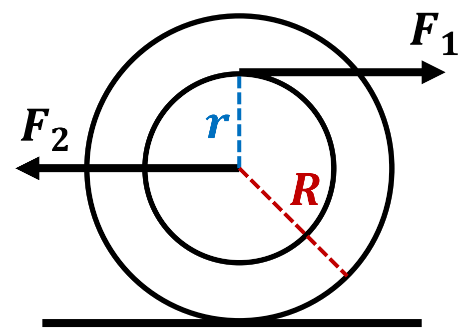
解：对质心$mg - T = ma_C$

质心系中$TR = I\beta$，且$I = mR^2/2$

无滑动条件$a_C = \beta R$

联立得$a_C = 2g/3$

例：均匀圆柱半径为R，绕轴转动惯量为$mR^2/2$。在圆柱上施以垂直于轴线的水平力F_1和F_2，后者作用于中心轴上，前者通过绕在半径为r的凸起圆盘（质量可忽略）盘周的绳作用于柱体。若使该柱体在水平面上作纯滚动，则其所受静摩擦力f为多少？



解：以向右为正，对质心列出平动方程

$$F_1 - F_2 + f = ma_C$$

在质心系内则（垂直纸面向内为正）

$$rF_1 - Rf = I\beta$$

纯滚动表示$v_C = R\omega$，得$a_C = R\beta$

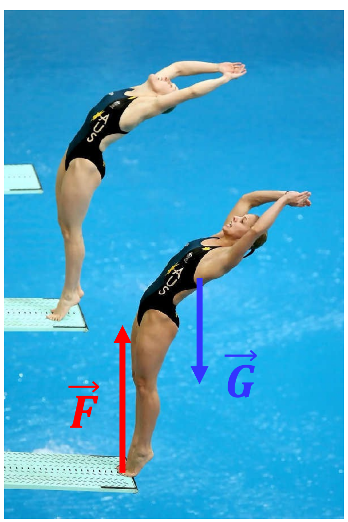
联立可得

$$f = \frac{1}{3}\left[\left(\frac{2r}{R} - 1\right)F_1 + F_2\right]$$

注意f可正可负：负号代表其方向向左

转动定律$\vec{M}_{\parallel}=I\dot{\vec{\omega}}=I\vec{\beta}$，当对轴力矩$\vec{M}_{\parallel}=\vec{0}$时，
刚体角速度$\vec{\omega}$及对轴角动量$\vec{L}_{\parallel}=I\vec{\omega}$为常量，即**守恒**

若体系可视为由一系列刚体连结而成，则其运动过程中I可改变，角动量守恒会要求ω也相应改变



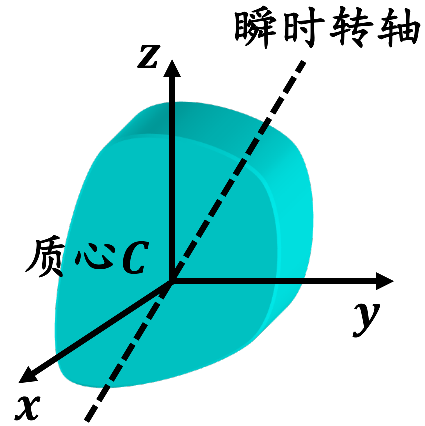
尾部小风扇

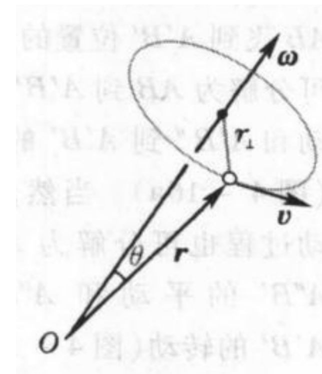
双层大风扇
（共轴反桨）

§ 7-4 定轴转动动能定理

根据科尼希定理，在**任意情况**下，刚体总动能恒等于质心动能加上绕质心运动的动能

欧拉旋转定理指出，任一时刻绕质心的运动必定为绕某一瞬时轴的**转动**





质心平动动能

$$E_C = \frac{1}{2}mv_C^2$$

绕质心转动动能

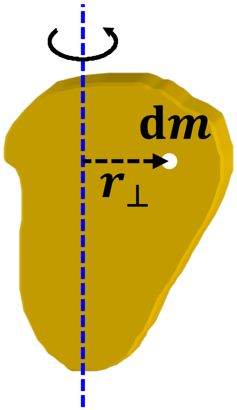
$$E_{kC} = \sum_i \frac{1}{2}m_i v_{iC}^2 = \sum_i \frac{1}{2}m_i r_{i\perp}^2 \omega^2 = \frac{1}{2}I_C\omega^2$$

其中I_C为对当前时刻过质心的瞬时转轴的转动惯量

总动能$E_k = E_C + E_{kC}$。一般I_C和ω都会**随时变化**

对于定轴转动的刚体来说，其动能还有另一种更简单的表述方式

$$E_k=\sum_i\frac{1}{2}m_iv_i^2=\sum_i\frac{1}{2}m_ir_{i\perp}^2\omega^2=\frac{1}{2}I\omega^2$$



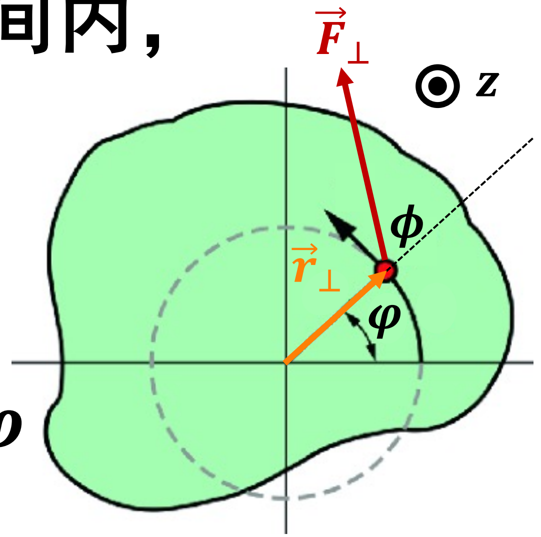
此处I为对定轴（不一定过质心）的转动惯量，为常量，因为转轴不变

但角速度ω的代数值可随时变化

比较上页和本页的两个公式

1. 前者适用于一般运动，后者只适用于定轴转动
2. 前者I_C对应过质心的瞬时转轴，可随时变化，后者I则是对应固定转轴，是常量
3. 即使在定轴转动的情况下，前者也不一定直接退化为后者，因为转轴不一定过质心。但两者的ω一致，因为刚体角速度具有绝对性

主动力$\vec{F}$会对刚体做功，假定在$\mathrm{d}t$时间内，作用点位移为$\mathrm{d}\vec{r} = \vec{v}\mathrm{d}t$，则元功为



$$\mathrm{d}W = \vec{F}\cdot\mathrm{d}\vec{r} = \left(\vec{F}_\parallel + \vec{F}_\perp\right)\cdot\mathrm{d}\vec{r}$$

对定轴转动$\mathrm{d}\vec{r} = \mathrm{d}\vec{r}_\perp$，故$\vec{F}_\parallel$不做功

$$\mathrm{d}W = \vec{F}_\perp\cdot\mathrm{d}\vec{r}_\perp = (F_\perp r_\perp \sin\phi)\mathrm{d}\varphi$$

注意这里$\vec{F}_\perp$与$\mathrm{d}\vec{r}_\perp$的夹角为$\pi/2-\phi$

考虑到**绕轴力矩**$M = F_\perp r_\perp \sin\phi$，可得到

$$W = \int \vec{F}_\perp\cdot\mathrm{d}\vec{r}_\perp = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} M\mathrm{d}\varphi$$

即是说，在定轴转动中可通过<u>绕轴力矩对角位移的积分来计算功</u>

这只是功的另一种表述形式

功率为$\dot{W} = M\dot{\varphi} = M\omega$，即力矩与角速度之积

刚体内部相互接触的质元之间存在内力作用

考虑两无穷小质元，其径向相对位移为零，横向相对位移是二阶无穷小量，内力做功之和$W_{\text{int}} = 0$

由质点系动能定理有$\Delta E_k = W_{\text{ext}}$，即体系动能增量等于外力做功之和，即

$$\Delta\left(\frac{1}{2}mv_C^2 + \frac{1}{2}I_C\omega^2\right) = W_{\text{ext}}$$

也可以理解为“刚体不存在形变所以没有弹性势能”

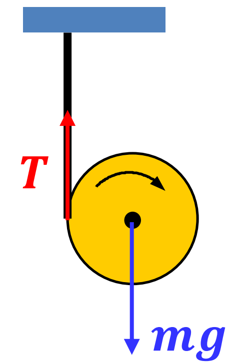
即外力做功一部分转化为刚体质心的平动动能，另一部分转化为绕质心的转动动能。对定轴转动有

$$\Delta\left(\frac{1}{2}I\omega^2\right) = \frac{1}{2}I\omega_2^2 - \frac{1}{2}I\omega_1^2 = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} M\mathrm{d}\varphi$$

即刚体动能的增量等于外力矩做功之和，且动能的变化只反映在角速度的变化上

对刚体亦可应用功能原理，且刚体的重力势能等于其**质心的重力势能**（第六章）

例：半径为R、质量为m的均匀滑轮从静止释放，绳轮之间无滑动，求下落高度h时的自转角速度。



解：体系机械能守恒，故

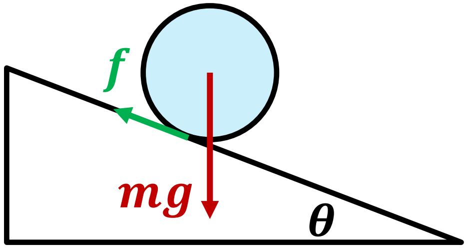
$$\frac{1}{2}mv_C^2+\frac{1}{2}I\omega^2=mgh$$

且$I=mR^2/2$及$v_C=\omega R$，联立可得

$$\omega=\frac{v_C}{R}=\sqrt{\frac{4gh}{3R^2}}$$

本题若不用能量视角，求出T和a_C也可得到正确结果（见第10页例题），但会较繁琐

例：均匀球体半径为R，绕轴转动惯量$I=2mR^2/5$。将其由静止释放并沿斜面纯滚而下，求下降h高度时，质心速度、自转角速度、所受摩擦力。



解：机械能守恒给出

$$\frac{1}{2}mv_C^2+\frac{1}{2}I\omega^2=mgh$$

纯滚动给出$v_C=\omega R$，联立得

$$v_C=\sqrt{10gh/7}\text{和}\omega=\sqrt{10gh/(7R^2)}$$

质心系中动能增量为$I\omega^2/2$，来源于力矩做功$fR\varphi$

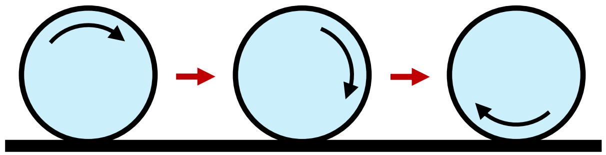
其中刚体转过的角度$\varphi=h/(R\sin\theta)$，因为每转一圈（滚动2π）就下降高度$2\pi R\sin\theta$。据此得

$$f=\frac{2}{7}mg\sin\theta$$

本题也可通过第10页“受力分析三步走”的方法求出

若刚体与其他物体接触面有滑动，要怎么处理？

例：将正在以角速度ω_0自转的均质刚体以质心静止的状态释放到非光滑平面上，求其后续运动，假定滑动摩擦系数为μ。



解：刚体刚接触桌面时处于纯转动状态，滑动摩擦力

$$f = \mu m g$$

摩擦力方向向右，导致质心匀加速运动，$v_C = \mu g t$

质心系中摩擦力矩垂直纸面向外，导致转动速度下降

$$\omega = \omega_0 - \beta t = \omega_0 - (fR/I)t$$

即刚体会在质心向右加速运动的同时减速自转

当$v_C = \omega R$成立时，刚体开始纯滚动，此时不再存在相对滑动，此后静摩擦力$f = 0$

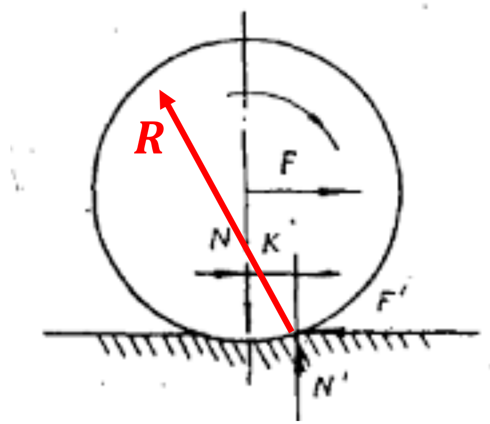
最终的角速度为$\omega = \omega_0/\left(1 + mR^2/I\right)$

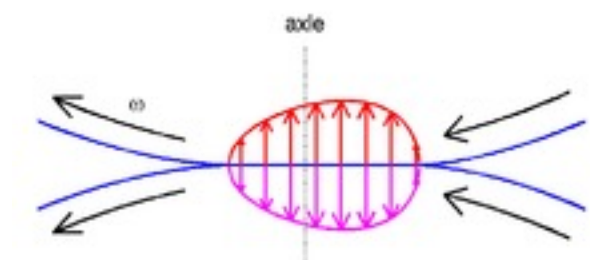
在纯转动到纯滚动的过程中，摩擦力有两个作用

1. 将绕质心的**转动**动能转化为质心**平动**动能
2. 摩擦生热，损耗体系的机械能

达到纯滚动状态后，由于不再存在相对滑动趋势，摩擦力为零，刚体将**永远匀速滚动**下去

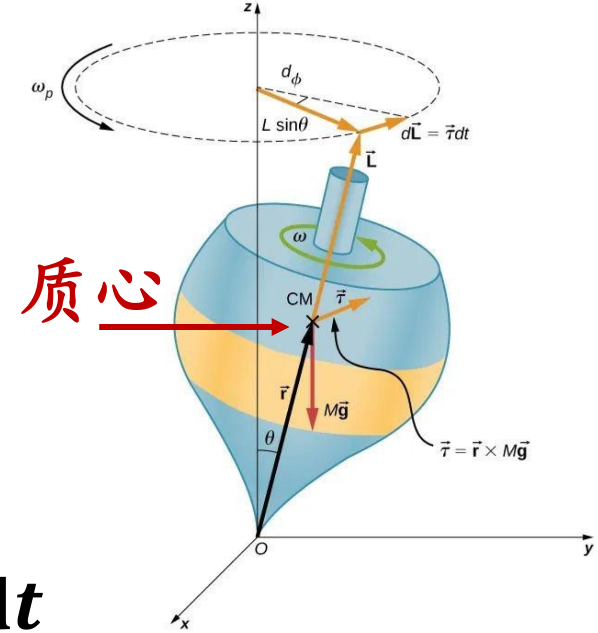
但这是假定刚体和地面均**无限坚硬**时的理想情况
现实中，刚体会挤压地面变形，产生**滚动摩擦力**





该力会使物体逐渐减速并最终停下来

- **通常滚动摩擦力极小，在解题时不需要考虑**



重陀螺的**进动**：假定陀螺自转角速度为$\vec{\omega}$，角动量为$\vec{L} \sim I\vec{\omega}$，与竖直方向有一微小倾角$\theta$

则其自重提供力矩$\vec{\tau} = \vec{r}_C \times m\vec{g}$

在$\mathrm{d}t$时间内，该力矩其使角动量有一增量$\mathrm{d}\vec{L} = \vec{\tau}\mathrm{d}t$

其大小为$\left|\mathrm{d}\vec{L}\right| = |\vec{\tau}|\mathrm{d}t = r_C mg \sin\theta\,\mathrm{d}t$

另一方面，由图示几何关系可得$\left|\mathrm{d}\vec{L}\right| \approx L\sin\theta\,\mathrm{d}\varphi$

其中$\mathrm{d}\varphi$为转轴所改变的角度。联立，得**进动角速度**

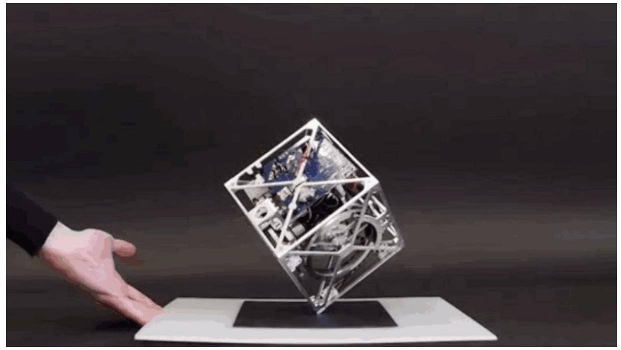
$$\omega_p = \dot{\varphi} \approx mgr_C/L$$

即重陀螺在受到外力干扰时，**不会直接倾倒**，而是会绕原先的稳定轴作一旋进运动

换句话说，自转的刚体有保持转动状态不变的特性。

角动量L越大，ω_p越小，即其越稳定

刚体的这一特性有很多工程应用



惯性导航：陀螺仪

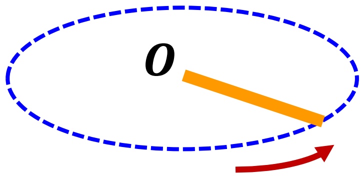
膛线用于增加
弹头稳定性

自行车的稳定性
（多种力学因素共同作用）

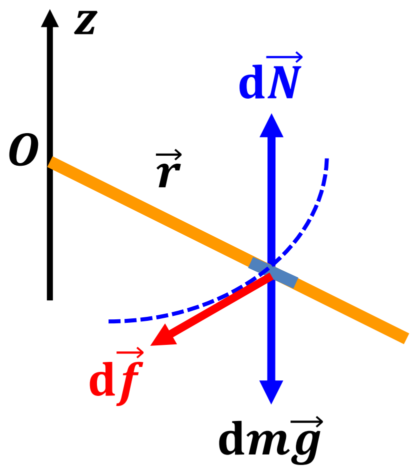
关于进动的定量计算了解即可

§ 7-5 应用例题

例：均匀细杆质量为m，长度为l，在水平面上绕过O点的竖直轴转动，初始时角速度为ω。已知杆与水平面的摩擦系数为μ，相对于轴的转动惯量为$ml^2/3$，问杆经过多长时间停止转动。



解：取一质量微元进行受力分析



有$\mathrm{d}m = m\mathrm{d}r/l$

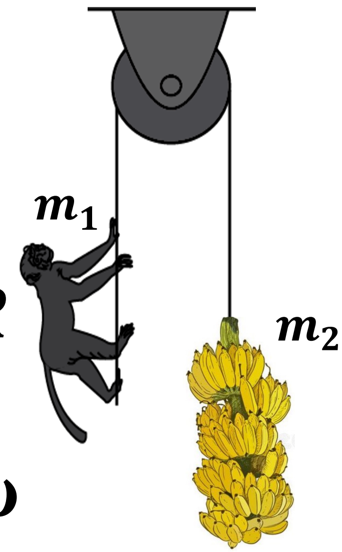
$\mathrm{d}f = \mu \mathrm{d}N = \mu m g \mathrm{d}r/l$，总力矩

$$M = -\int_0^l r\mathrm{d}f = -\frac{1}{2}\mu m g l$$

转动定律给出$M = I\beta$，且有$\omega_0 + \beta t = 0$

联立解得$t = 2\omega_0 l/(3\mu g)$

例：轻绳跨过半径R、质量m的均匀定滑轮，一端趴着质量m_1的猴子，另一端绑着质量m_2的香蕉。从$t=0$时刻开始，猴子相对于绳子以恒定速度v_1'向上爬，且绳轮之间无滑动。求香蕉的运动情况。



解：以轮轴为参考点，垂直纸面向外为正，

系统受合外力矩$M=(m_1-m_2)gR$

设香蕉上升速度为V，故滑轮角速度$\omega=V/R$

猴子对地速度$v_1=v_1'-V$

体系角动量$L=-m_1(v_1'-V)R+m_2VR+I\omega$

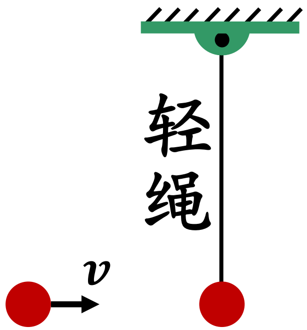
其中$I=mR^2/2$为滑轮转动惯量

$M=\mathrm{d}L/\mathrm{d}t$，给出

$$V=\frac{m_1-m_2}{m_1+m_2+m/2}gt$$

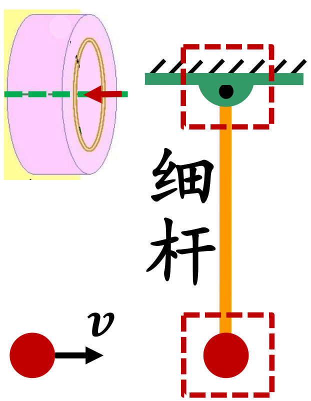
对比第五章：此处滑轮本身有质量，且绳轮间有摩擦

若题目涉及碰撞，要注意杆与绳两种理想模型的差别



理想绳柔软、不可伸长，只能提供沿着绳方向的拉力，不能提供推力

故碰撞前后，两球系统动量守恒



理想杆坚硬、不可伸长，受到轴承的约束反力，且可为小球提供垂直于杆方向的推拉力

碰撞时，约束反力作为被动力可以与冲击力相比拟，两球系统动量不守恒

约束反力指向转轴，绕轴力矩为零，故杆球系统角动量守恒

也就是说，在涉及刚体的碰撞/打击问题时，我们通常要用角动量守恒而非动量守恒来处理

此为考试典型易错点，务必重视！

例：球棒的打击中心

将击球抽象为杆（球棒）在定轴（手）约束下的碰撞过程

球对球棒的冲击力F_i为主动力

手对球棒的握力F_t为约束反力（被动力）

击球后，球对棒冲量为$I_i = F_i \Delta t$

对应的角冲量为$I_i r$

导致球棒角动量变化$\Delta L = I\omega$

即球棒碰撞后获得角速度ω，

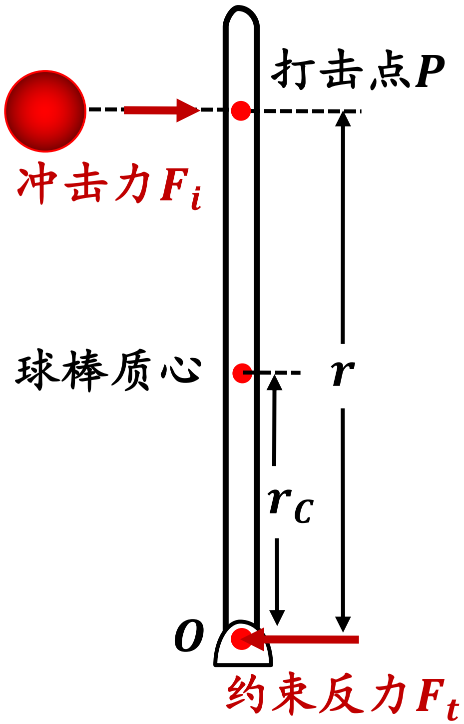
导致质心动量改变$\Delta P_C = m r_C \omega$

质心运动定理指出$\Delta P_C = I_i - I_t$

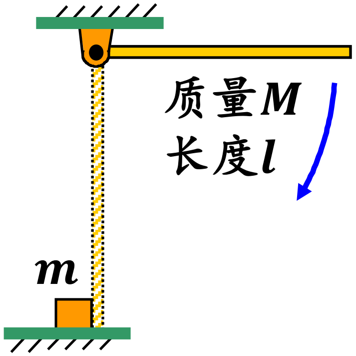
其中$I_t = F_t \Delta t$为约束反力的冲量，得

$$I_t = I_i(1 - m r_C r / I)$$

击球点在$r = I/(m r_C)$处则冲力为零，可以省力



例：由无摩擦轴承连接的细杆由静止释放并与水平面上的小滑块发生完全非弹性碰撞。求撞后瞬间杆的角速度ω。



解：由机械能守恒，碰前瞬间杆角速度ω_0

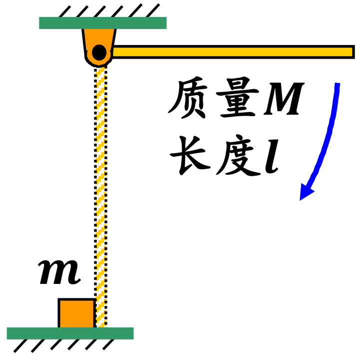
$$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{3}Ml^2\right)\omega_0^2 = Mg\frac{l}{2}$$

完全非弹性碰撞，碰后成为质量$(M+m)$的新刚体，角动量守恒

$$\underbrace{\left(ml^2+\frac{1}{3}Ml^2\right)}_{\text{新刚体的转动惯量}}\omega = \frac{1}{3}Ml^2\omega_0$$

解得 $\omega = \dfrac{M}{M+3m}\omega_0 = \dfrac{M}{M+3m}\sqrt{\dfrac{3g}{l}}$

例：由无摩擦轴承连接的细杆由静止释放并与水平面上的小滑块发生完全弹性碰撞。求撞后瞬间杆的角速度ω。



解：由机械能守恒，碰前瞬间杆角速度ω_0

$$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{3}Ml^2\right)\omega_0^2 = Mg\frac{l}{2}$$

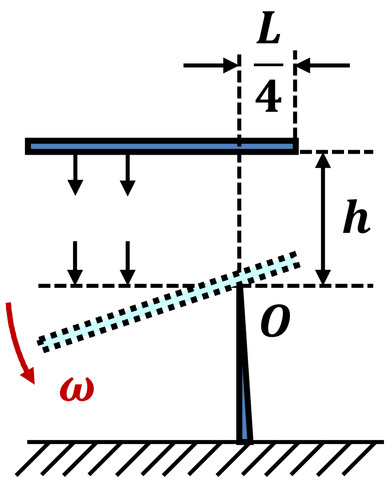
完全弹性碰撞，角动量及动能均守恒，则

$$mvl + \frac{1}{3}Ml^2\omega = \frac{1}{3}Ml^2\omega_0$$

$$\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{3}Ml^2\right)\omega^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{3}Ml^2\right)\omega_0^2$$

解得 $\omega = \dfrac{M-3m}{M+3m}\omega_0 = \dfrac{M-3m}{M+3m}\sqrt{\dfrac{3g}{l}}$

例：均匀细棒长度为L，质量为m，自由下落h后，在O点完全非弹性碰撞，并开始绕其转动。求碰撞后瞬间的角速度ω。



解：冲力对O点的力矩为零，故杆在碰撞前后角动量守恒。

碰前瞬间，杆在以$v_0=\sqrt{2gh}$的速度平动，角动量为

$$L_1=\int_0^{3L/4} r v_0 \frac{m}{L}\mathrm{d}r-\int_0^{L/4} r v_0 \frac{m}{L}\mathrm{d}r=\frac{1}{4}mLv_0$$

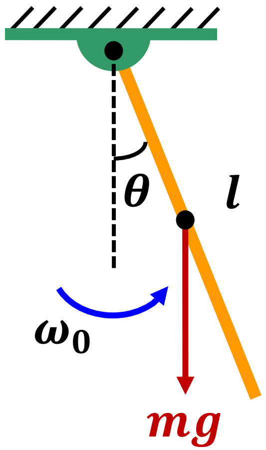
碰撞后瞬间，杆以角速度ω转动，角动量为

$$L_2=\left[\frac{mL^2}{12}+m\left(\frac{L}{4}\right)^2\right]\omega=\frac{1}{4}\frac{7}{12}mL^2\omega$$

平行轴定理

联立$L_2=L_1$给出$\omega=12\sqrt{2gh}/(7L)$

例：均匀细杆长度为l，质量为m，悬挂于光滑轴。初始时杆竖直，角速度为ω_0，求：



1. 角速度ω和最大转动角$\theta_{\max}$
2. 轴对杆的约束反力

要求将两者均表示为转动角θ的函数。

解：机械能守恒，可知

$$\frac{1}{2}I\omega^2 + mg\frac{l}{2}(1-\cos\theta) = \frac{1}{2}I\omega_0^2$$

且$I = ml^2/3$

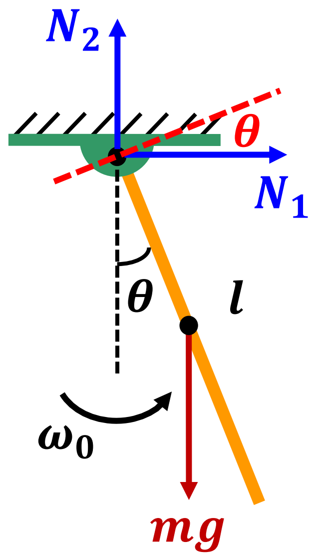
联立给出角速度作为转动角的函数

$$\omega(\theta) = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{3g}{l}(1-\cos\theta)}$$

令$\omega(\theta) = 0$可求出$\theta_{\max}$

解：假设细杆所受约束反力在水平及竖直方向的分量分别为N_1和N_2

质心圆周运动切向及法向加速度分别有



$$N_1\cos\theta + N_2\sin\theta - mg\sin\theta = m\beta\frac{l}{2}$$

$$N_2\cos\theta - N_1\sin\theta - mg\cos\theta = m\omega^2\frac{l}{2}$$

其中β为杆的角加速度，由转动定律给出

$$I\beta = \frac{ml^2}{3}\beta = -mg\frac{l}{2}\sin\theta$$

最终解得

$$N_1 = \frac{3}{2}mg\sin\theta\left(1-\frac{3}{2}\cos\theta\right) - \frac{1}{2}m\omega_0^2 l\sin\theta$$

$$N_2 = \frac{1}{4}mg(1-3\cos\theta)^2 + \frac{1}{2}m\omega_0^2 l\cos\theta$$

本节课小结

刚体定轴转动的基本图景

- 轴承系统，约束反力（被动力）

定轴转动定律及其应用

- 绕轴角动量和绕轴力矩，$M = I\beta$，注意其本质上是一维方程
- 角动量守恒的条件

刚体运动过程中的能量转换

- 动能的两种表述方式：一般运动和定轴转动
- 力矩做功，动能定理，机械能守恒

解题时的注意事项

- 滑轮是否要考虑质量，接触面是否有滑动
- 碰撞时要考虑动量守恒还是角动量守恒

第七章作业

7.6, 7.9, 7.10, 7.14, 7.17, 7.19, 7.23, 7.26

作业扫描提交至spoc.buaa.edu.cn，助教线上批改

提交时间段：4月1日0:00至4月15日00:00
以系统时间戳为准，原则上不接受其他解释

时间节点：4月8日（下周二）讲第八章