物理与工程 Vol.16 No.6 2006

教学研究

如何写教学研究论文

高炳坤
(清华大学物理系,北京 100084)

(收稿日期:2006-09-01)

摘　要　本文通过几个例子,说明如何写教学研究论文.

HOW TO COMPOSE TEACHING RESEARCH PAPER

Gao Bingkun
(Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084)

Abstract　Through several examples, the principles and methods of composing teaching research papers are illustrated.

赵凯华先生说过:教无定法.

我认为:写论文也无定法.

但万变不离其宗的是:发掘问题,解决问题.

泛泛地谈,如何发掘问题、如何解决问题,不好谈.为此,下面举几个例子说明之.

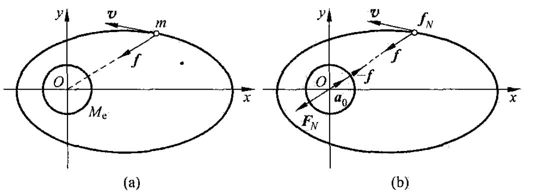

图　1

例 1

如图 1(a)所示:Oxy 为地心参考系中的平面坐标系,一质量为 m 的人造卫星在 Oxy 中作椭圆运动;卫星的速度　时刻在变,因此卫星的动量 m　也时刻在变;动量 m　之所以在变,那是因为卫星受到了地球的引力 f.这些在教材中是可以看到的.

我们要发掘的问题是:如果将人造卫星与地球视为一个系统,情况将是怎样呢?

在地心参考系中,地心 O 永远静止,故地球的动量绝对为零,因此系统的动量就是卫星的动量,显然系统的动量是变化的.系统的动量变化必受外力,这外力是什么?来自何方?

为了寻找这个外力,我们首先想到了周围的日月星辰.理论计算表明,日月星辰对系统作用的引潮力远远小于系统的内力,可以忽略不计.(注:关于引潮力的问题,需作专题讲解,本文不讲.)既然日月星辰的引潮力可以忽略不计,那就可以把"卫星-地球"系统视为孤立系统了.孤立系统的动量必守恒,而"卫星-地球"系统的动量竟然不守恒,原因何在?这就只有从系统的内部找原因了.

问题的解决如图 1(b)所示:地球对卫星的引力为 f,卫星对地球的引力 $-f$.地球既然受引力 $-f$,地心 O 相对于惯性系必有加速度

$$a_0 = \frac{-f}{M_e}$$

a_0 也是地心参考系相对于惯性系的平动加速度,显然地心参考系不是惯性系.有人会说 a_0 太小.是的,a_0 是很小.但关键是 a_0 的效果是否也很小.在非惯性系中,卫星与地球受的惯性力分别为

$$f_N = -ma_0 = \frac{m}{M_e} f \approx 0$$

$$F_N = -M_e a_0 = f$$

f_N 的确很小,可以忽略不计;但 F_N 却大到了与内力相等的地步,当然不能忽略.对"卫星-地球"系统而言,f 和 $-f$ 是内力,F_N 正是我们要寻找的外力."卫星-地球"系统的动量之所以不守恒,正是 F_N 在起作用.这不仅从定性上是如此,定量上也

是对的,因为

$$\int \mathrm{f}\,\mathrm{d}t = \text{卫星动量的改变量} = \text{系统动量的改变量}$$

又因 $\mathrm{F}_N = \mathrm{f}$

所以 $\int \mathrm{F}_N \mathrm{d}t = \text{系统动量的改变量}$

抓住 F_N 还可以解决其他的问题:因 F_N 对 O 点无力矩,故系统对 O 点的角动量守恒;因 F_N 的作用点 O 点无位移,即 F_N 不做功,而且系统的内力为保守力,故系统的机械能守恒.

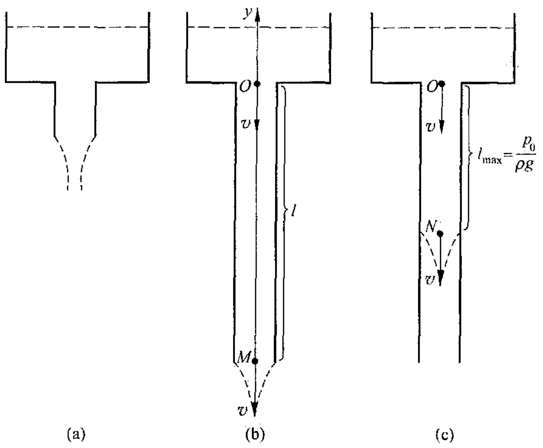

图 2

例 2

如图 2(a)所示:一很粗的水槽接一短管,则水将充满短管往下流,流出短管后便形成越往下越细的“水流”.这个现象在日常生活中是可以看到的.

我们要发掘的问题是:若管子很长,超过了10m,水将怎样流动呢?

如图 2(b)所示:假设水在很长的管子中也充满管子往下流,试问是否可能?这需要用伯努利方程来判决.伯努利方程中有一项 $\rho g h$,为了确定 h,我们架坐标 Oy,其原点 O 选在水槽与管子的接口处稍下一点.将伯努利方程用于 O 和 M 两点得

$$p(O) + \frac{1}{2}\rho v^2 = p_0 + \frac{1}{2}\rho v^2 - \rho g l$$

式中的 $p(O)$ 为 O 点的压强,p_0 为大气压.由于水不可压缩,因此 O 点和 p 点处的 v 相同,显然上式可变为

$$p(O) = p_0 - \rho g l$$

因 l 已超过 10m,故上式为负值.压强 $p(O) < 0$ 是违犯事实的,这个矛盾来自“充满长管往下流”的假设,即“充满长管往下流”是不可能的.

水“充满长管往下流”是不可能的,那么水应该怎样流呢?

问题的解决如图 2(c)所示:由 $p(O) = p_0 - \rho g l$ 知,l 越长 $p(O)$ 越小;$p(O)$ 的最小值为零,由此知长管被水充满部分的最大长度为 $l_{max} = \frac{p_0}{\rho g}$(约 10m).

例 3

系统的动能定理为

$$A(外) + A(内) = \Delta E_k \qquad (1)$$

因内力有非保守内力与保守内力两种,且保守内力总是成对的,故有

$$\begin{aligned} A(内) &= A(非内) + A(保内) \\ &= A(非内) - \Delta E_p(内) \qquad (2) \end{aligned}$$

将式(2)代入式(1)得

$$A(外) + A(非内) = \Delta[E_k + E_p(内)] \qquad (3)$$

式(3)便是教科书中的功能原理.式(3)比式(1)优越,其优点是避免了对空间的积分 A(保内),而用态函数 E_p(内)来体现了.

我们要发掘的问题是:外力也有非保守外力与保守外力两种,为何不如法炮制 A(外)呢?

将 A(外)分解成

$$A(外) = A(非外) + A(保外) \qquad (4)$$

并没错,关键是 A(保外)是否等于 $-\Delta E_p$(外)?

问题的解决:系统受保守外力时,其反作用力作用在外界,即系统受的保守力是不成对的.因此 $A(保外) \neq -\Delta E_p(外)$.

但系统受的保守外力与系统对外作用的保守力是成对的,故有

$$A(保外) + A(对外保) = -\Delta E_p(外)$$

所以

$$A(保外) = -\Delta E_p(外) - A(对外保) \qquad (5)$$

将式(5)代入式(4)得

$$A(外) = A(非外) - \Delta E_p(外) - A(对外保) \qquad (6)$$

将式(6)代入式(3)得

$$\begin{aligned} A(非外) + A(非内) &= \Delta[E_k + E_p(内) + \\ &E_p(外)] + A(对外保) \qquad (7) \end{aligned}$$

式(7)便是如法炮制 A(外)所得到的结果.它虽然避免了对空间的积分 A(保外),但却多出了对空间的积分 A(对外保),这就弄巧成拙了.这正是教科书中不将 A(外)分解的原因.

虽然在一般情况下,如法炮制 A(外)弄巧成拙了,但在特殊情况下,还是有用处的. 由式(7)知

$$\text{当}\begin{cases} A(\text{非外}) = 0 \\ A(\text{非内}) = 0 \\ A(\text{对外保}) = 0 \end{cases}\text{时}$$

则
$$\Delta[E_k + E_p(\text{内}) + E_p(\text{外})] = 0 \tag{8}$$

式(8)是机械能守恒定律的一种形式. 条件"A(对外保) = 0"意味着外界物体不动. 例如:在地面参考系中,将"系有二小球的弹簧"这个系统抛向空中,忽略空气阻力,则该系统在空中自由运动时式(8)成立. (注:二球的动能之和为式(8)中的 E_k,弹簧的势能为式(8)中的 E_p(内),二球与地球间的势能为式(8)中的 E_p(外).)

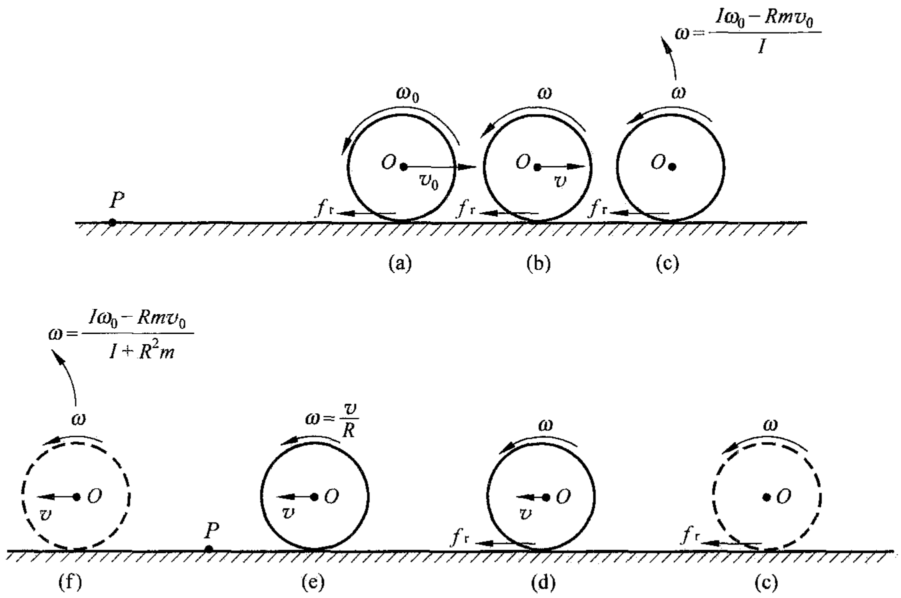

图 3

例 4

如图 3 所示:小孩作游戏,在桌面上用拇指挤压乒乓球,乒乓球便向前冲,然后回返. 这个问题,一般是用质心的运动定理与绕质心的转动定理来处理:如图 3(a)所示,开始时 ω_0 很大,v_0 比较小;因受摩擦力 f_r,转动角速度与平动速度都减小,如图 3(b)所示. 因 ω_0 很大,v_0 比较小,故平动速度首先减小为零,这便是原地打转的状态,如图 3(c)所示. 摩擦力 f_r 使 ω 继续减小,但却使 v 反向增大,如图 3(d)所示. f_r 使 ω 由大变小,使 v 由小变大,故总有一时刻使 $\omega=\frac{v}{R}$,这是纯滚动状态,摩擦力消失了,如图 3(e)所示. 摩擦力消失后,乒乓球便一直纯滚动下去了,如图 3(f)所示. 用质心的运动定理与绕质心的转动定理,不仅可以作出上述的定性解释,还可进行定量计算,只不过稍微复杂了一些.

我们要发掘的问题是:有无更简单的方法进行定量计算呢?

让我们回顾一下角动量定理:系统所受外力对惯性系中某一点的合力矩,等于系统对该点的角动量对时间的变化率. 显然,角动量定理是"认点"的,且这个"点"可以是惯性系中的任一点,并非仅限于坐标原点.

问题的解决如图 3 所示:选桌面上的 P 点为参考点,则摩擦力 f_r 的力矩始终为零,因此乒乓球在前冲和回返的整个过程中,其对 P 点的角动量始终守恒,这就使计算大大简化了. 乒乓球对 P 点的角动量有平动角动量与转动角动量两部分,其平动角动量的大小为 Rmv(m 为乒乓球的质量;R 为乒乓球的半径),其转动角动量的大小为 $I\omega$(I 为乒乓球对过质心的轴的转动惯量). 在前冲阶段,平动角动量的方向垂直纸面向里,转动角动量的方向垂直纸面向外,取向外为正则有

$$I\omega_0 - Rmv_0 = I\omega - Rmv$$

将此式用于图 3(c)得

$$\omega = \frac{I\omega_0 - Rmv_0}{I}$$

此即原地打转那个状态的角速度.在回返阶段,平动角动量与转动角动量的方向都垂直纸面向外,故有

$$I\omega_0 - Rmv_0 = I\omega + Rmv$$

将纯滚动条件 $v = R\omega$ 代入上式得

$$\omega = \frac{I\omega_0 - Rmv_0}{I + R^2 m}$$

此即纯滚动时的角速度.

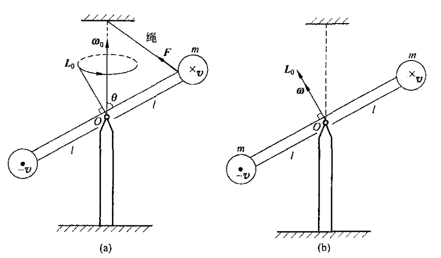

图 4

例 5

如图 4(a)所示:一球形支撑,支撑住轻质杆的中部 O,杆的两臂各长 l;杆的两端各固结一质量为 m 的小球;用绳子栓住杆的一端,使杆与垂直方向成 θ角;用手使"杆-球"系统转动起来后,若无摩擦则"杆-球"系统便以恒角速度 ω_0 转动下去,这是定轴转动;就图面这一时刻而言,右侧球的速度垂直图面向里,左侧球的速度垂直图面向外,由角动量的定义知"杆-球"系统对 O 点的角动量 L 垂直于杆;由于"杆-球"系统以 ω_0 转动,故 L 也以 ω_0 转动;L_0 的大小不变,但方向在变,这是因为绳的拉力 F 对 O 点的力矩恰好垂直于 L_0'.

我们要发掘的问题是:将绳突然剪断,"杆-球"系统将如何运动呢?

有人根据直觉作出判断:因绳不再拉"杆-球"系统了,故"杆-球"系统应往下倾.这个判断是否正确呢?"直觉"是不可靠的,必须用"角动量定理"才能作出正确的结论.

问题的解决如图 4(b)所示:从剪到断的时间间隔极短,而"杆-球"系统各点的速度是有限的,故各点的位移极小,因此"杆-球"系统的位置来不及变;而且 F 的力矩是有限的,故从剪到断的时间间隔内力矩的冲量极小,因此 L_0 来不及变.剪断以后,便无力矩了,因此 L_0 便永远不变了.要使 L_0 不变,"杆-球"系统必以 ω 转动(ω 与 L_0 同向).剪断前 L_0 的大小为

$$L_0 = 2lmv = 2lm\omega_0 l\sin\theta = 2ml^2\omega_0\sin\theta$$

剪断后 L_0 的大小为

$$L_0 = 2lmv = 2lm\omega l = 2ml^2\omega$$

因剪断前与剪断后两种情况的 L_0 相同,故有

$$\omega = \omega_0\sin\theta$$

显然,剪断后的 ω 较之剪断前的 ω_0,无论大小和方向都发生了突变.

结束语:从上面的例子可以看到,要写教学研究论文,可选的体材是很广的.但要能发掘问题,解决问题,必须对基本概念、基本规律有深透的理解,这是需要下功夫的.

参 考 文 献

[1] 高炳坤,谢铁曾.地球所受的一种易被忽视的惯性力.大学物理,1991,(11)
[2] 高炳坤.力学中一个令人费解的问题.大学物理,1995,(5)
[3] 高炳坤.能量追踪.大学物理,2001,(3)
[4] 高炳坤,李复."惯性系"考.大学物理,2002,(4)、(5)
[5] 高炳坤,李复.人造地球卫星与月亮在地心参考系中的受力分析.大学物理,2004,(12)
[6] 高炳坤.水在长竖直管中流动情况的分析.物理与工程,2006,**16**(3)
[7] 高炳坤.一个保守力做的功等于势能的减少吗.大学物理,2001,(5)
[8] 高炳坤.由动能定理导出功能原理的蹊跷之处.大学物理,2004,(12)
[9] 高炳坤.巧用角动量定理.大学物理,1995,(7)
[10] 高炳坤.角速度突变三例.大学物理,2004,(10)