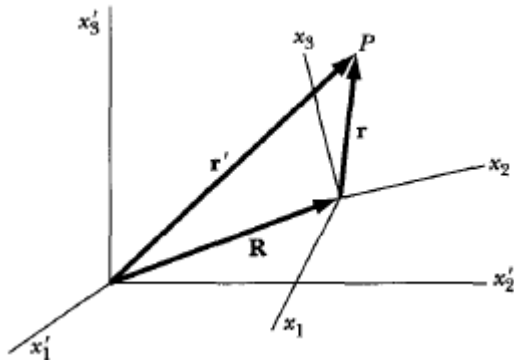


10장

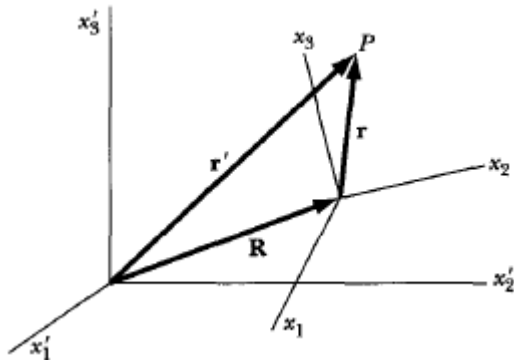
비관성계에서의 운동

이번 장에서는 비관성계에서의 운동을 다루어 봅시다.
물론 뉴턴 역학에서는 비관성계를 사용해서는 안됩니다.
관성계에서 출발해서,
비관성계로 좌표 변환을 해서
간접적으로 이 현상을 기술할 수 있습니다.



$$\mathbf{r}' = \mathbf{R} + \mathbf{r}$$

고정계에서의 좌표 $\vec{r}'$ 를
고정계에서 본 **회전계**의 위치 $\vec{R}$ 과
회전계에서 본 **상대적 위치** $\vec{r}$ 로 나누어 봅시다.



$$\mathbf{r}' = \mathbf{R} + \mathbf{r}$$

회전계의 중심이 고정되어 있다면,
상대적으로 회전하는 좌표에서는 어떻게 보일까요?

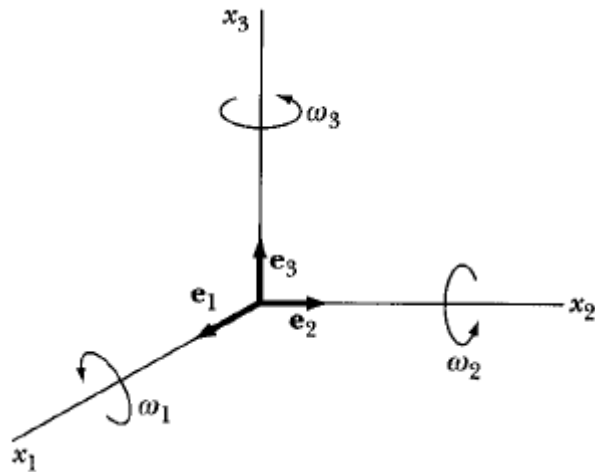
$$\mathbf{r} = x_1 \mathbf{e}_1 + x_2 \mathbf{e}_2 + x_3 \mathbf{e}_3$$

회전계에서의 기저 벡터 표현

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \right)_{\text{fixed}} &= \frac{d}{dt} \left(\sum_i x_i \mathbf{e}_i \right) \\ &= \sum_i (\dot{x}_i \mathbf{e}_i + x_i \dot{\mathbf{e}}_i) \\ &= \dot{\mathbf{r}}_r + \sum_i x_i \dot{\mathbf{e}}_i \end{aligned}$$

고정계에서의 시간 미분을 회전 좌표계로 바꾸어 보면,
위와 같이 전개 됩니다.

차이점이 있다면, 회전계의 기저 벡터는
회전하는 효과에 의해 미분을 할 때 0이 아닐 수 있다는 것입니다.

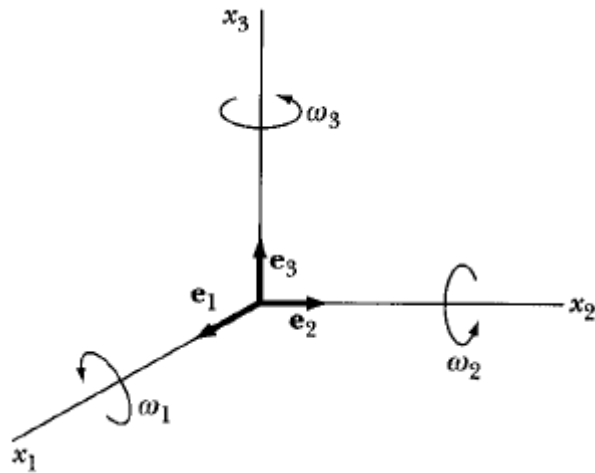


$$\frac{d\mathbf{e}_1}{dt} = \omega_3 \mathbf{e}_2 - \omega_2 \mathbf{e}_3$$

$$\frac{d\mathbf{e}_2}{dt} = -\omega_3 \mathbf{e}_1 + \omega_1 \mathbf{e}_3$$

$$\frac{d\mathbf{e}_3}{dt} = \omega_2 \mathbf{e}_1 - \omega_1 \mathbf{e}_2$$

회전계에서 본 기저 벡터의 시간 미분은 어떻게 될까요?
 예를 들면, 회전계에서 x 축 기저 벡터 $\hat{\mathbf{e}}_1$ 는 크기가 1이므로
 ω_3 회전에 의해 ω_3 만큼의 $\hat{\mathbf{e}}_2$ 벡터를 만들거나
 ω_2 회전에 의해 ω_2 만큼의 $-\hat{\mathbf{e}}_1$ 벡터를 만들게 됩니다.



$$\frac{d\mathbf{e}_1}{dt} = \omega_3 \mathbf{e}_2 - \omega_2 \mathbf{e}_3$$

$$\frac{d\mathbf{e}_2}{dt} = -\omega_3 \mathbf{e}_1 + \omega_1 \mathbf{e}_3$$

$$\frac{d\mathbf{e}_3}{dt} = \omega_2 \mathbf{e}_1 - \omega_1 \mathbf{e}_2$$

$$\dot{\mathbf{e}}_i = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_i$$

이 효과를 모든 성분에 대해서 고려하면 위의 결과를 얻습니다.

$$\mathbf{r} = x_1 \mathbf{e}_1 + x_2 \mathbf{e}_2 + x_3 \mathbf{e}_3$$

회전계에서의 기저 벡터 표현

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \right)_{\text{fixed}} &= \frac{d}{dt} \left(\sum_i x_i \mathbf{e}_i \right) \\ &= \sum_i (\dot{x}_i \mathbf{e}_i + x_i \dot{\mathbf{e}}_i) \\ &= \dot{\mathbf{r}}_r + \sum_i x_i \dot{\mathbf{e}}_i \\ &= \dot{\mathbf{r}}_r + \sum_i \boldsymbol{\omega} \times x_i \mathbf{e}_i \\ &= \dot{\mathbf{r}}_r + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} \end{aligned}$$

$$\dot{\mathbf{e}}_i = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_i$$

앞의 결과를 대입하면
고정계에서의 미분과 회전계에서의 미분 사이에는
위와 같은 관계를 얻을 수 있습니다.

$$\left(\frac{d\mathbf{Q}}{dt}\right)_{\text{fixed}} = \left(\frac{d\mathbf{Q}}{dt}\right)_{\text{rotating}} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{Q}$$

$$\left(\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt}\right)_{\text{fixed}} = \left(\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt}\right)_{\text{rotating}} + \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{\omega} \equiv \dot{\boldsymbol{\omega}}$$

사실 가장 중요한 것은 회전계에서 기저 벡터가 시간 미분에 대해서 반응한다는 것에 있습니다.

따라서 일반적인 시간 미분에 대해서
위와 같이 일반화된 관계를 얻을 수 있습니다.

$$\left(\frac{d\mathbf{Q}}{dt}\right)_{\text{fixed}} = \left(\frac{d\mathbf{Q}}{dt}\right)_{\text{rotating}} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{Q}$$

$$\left(\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt}\right)_{\text{fixed}} = \left(\frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt}\right)_{\text{rotating}} + \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{\omega} \equiv \dot{\boldsymbol{\omega}}$$

다만 각운동량 벡터 그 자체는
회전계에서나 고정계에서 모두
공통된 벡터라는 것을 알 수 있습니다.

이제 이 미분 관계를 사용하여
회전계에서의 운동 방정식을 적어 봅시다.
그러면 비관성계의 효과에 의해서
새로운 관성력들이 등장할 수 있습니다.

$$\begin{aligned}\left(\frac{d\mathbf{r}'}{dt}\right)_{\text{fixed}} &= \left(\frac{d\mathbf{R}}{dt}\right)_{\text{fixed}} + \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt}\right)_{\text{fixed}} \\ &= \left(\frac{d\mathbf{R}}{dt}\right)_{\text{fixed}} + \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt}\right)_{\text{rotating}} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}\end{aligned}$$

$$\mathbf{v}_f \equiv \dot{\mathbf{r}}_f \equiv \left(\frac{d\mathbf{r}'}{dt}\right)_{\text{fixed}}$$

$$\mathbf{V} \equiv \dot{\mathbf{R}}_f \equiv \left(\frac{d\mathbf{R}}{dt}\right)_{\text{fixed}}$$

$$\mathbf{v}_r \equiv \dot{\mathbf{r}}_r \equiv \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt}\right)_{\text{rotating}}$$

$\mathbf{v}_f = \mathbf{V} + \mathbf{v}_r + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$
--

일반적으로 고정계에서의 속력을
회전계의 좌표로 표현하면 위와 같이 전개됩니다.

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a}_f = m\left(\frac{d\mathbf{v}_f}{dt}\right)_{\text{fixed}}$$

$$\left(\frac{d\mathbf{v}_f}{dt}\right)_{\text{fixed}} = \left(\frac{d\mathbf{V}}{dt}\right)_{\text{fixed}} + \left(\frac{d\mathbf{v}_r}{dt}\right)_{\text{fixed}} + \dot{\boldsymbol{\omega}} \times \mathbf{r} + \boldsymbol{\omega} \times \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt}\right)_{\text{fixed}}$$

뉴턴의 운동 방정식을 적기 위해
가속도까지 전개해 봅시다.

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a}_f = m\left(\frac{d\mathbf{v}_f}{dt}\right)_{\text{fixed}}$$

$$\left(\frac{d\mathbf{v}_f}{dt}\right)_{\text{fixed}} = \left(\frac{d\mathbf{V}}{dt}\right)_{\text{fixed}} + \left(\frac{d\mathbf{v}_r}{dt}\right)_{\text{fixed}} + \dot{\boldsymbol{\omega}} \times \mathbf{r} + \boldsymbol{\omega} \times \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt}\right)_{\text{fixed}}$$

$$\ddot{\mathbf{R}}_f \equiv \left(\frac{d\mathbf{V}}{dt}\right)_{\text{fixed}}$$

$$\begin{aligned}\left(\frac{d\mathbf{v}_r}{dt}\right)_{\text{fixed}} &= \left(\frac{d\mathbf{v}_r}{dt}\right)_{\text{rotating}} + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_r \\ &= \mathbf{a}_r + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_r\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\omega} \times \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt}\right)_{\text{fixed}} &= \boldsymbol{\omega} \times \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt}\right)_{\text{rotating}} + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \\ &= \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_r + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})\end{aligned}$$

뉴턴의 운동 방정식을 적기 위해
가속도까지 전개해 봅시다.

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a}_f = m\left(\frac{d\mathbf{v}_f}{dt}\right)_{\text{fixed}}$$

$$\left(\frac{d\mathbf{v}_f}{dt}\right)_{\text{fixed}} = \left(\frac{d\mathbf{V}}{dt}\right)_{\text{fixed}} + \left(\frac{d\mathbf{v}_r}{dt}\right)_{\text{fixed}} + \dot{\boldsymbol{\omega}} \times \mathbf{r} + \boldsymbol{\omega} \times \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt}\right)_{\text{fixed}}$$

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a}_f = m\ddot{\mathbf{R}}_f + m\mathbf{a}_r + m\dot{\boldsymbol{\omega}} \times \mathbf{r} + m\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) + 2m\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_r$$

뉴턴의 운동 방정식을 적기 위해
가속도까지 전개해 봅시다.

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a}_f = m\left(\frac{d\mathbf{v}_f}{dt}\right)_{\text{fixed}}$$

$$\left(\frac{d\mathbf{v}_f}{dt}\right)_{\text{fixed}} = \left(\frac{d\mathbf{V}}{dt}\right)_{\text{fixed}} + \left(\frac{d\mathbf{v}_r}{dt}\right)_{\text{fixed}} + \dot{\boldsymbol{\omega}} \times \mathbf{r} + \boldsymbol{\omega} \times \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt}\right)_{\text{fixed}}$$

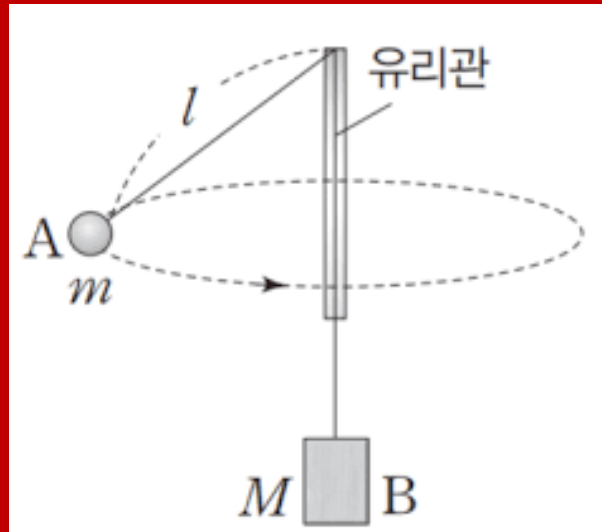
$$\mathbf{F} = m\mathbf{a}_f = m\ddot{\mathbf{R}}_f + m\mathbf{a}_r + m\dot{\boldsymbol{\omega}} \times \mathbf{r} + m\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) + 2m\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_r$$

$$\mathbf{F}_{\text{cff}} \equiv m\mathbf{a}_r$$

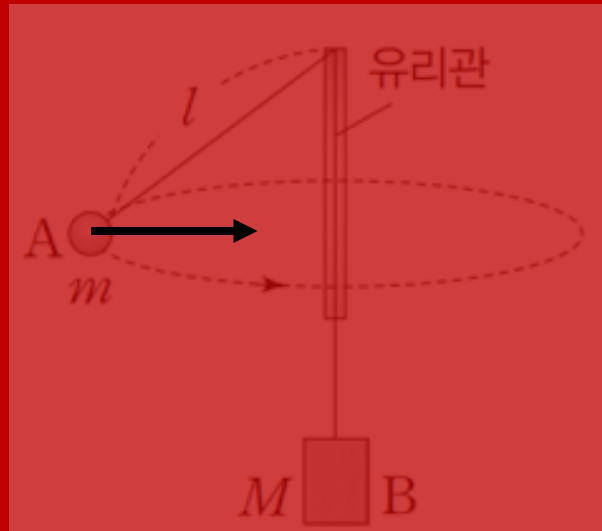
$$= \mathbf{F} - \underbrace{m\ddot{\mathbf{R}}_f}_{\text{좌표계의 선형 가속도 및 각가속도에 의한 관성력}} - \underbrace{m\dot{\boldsymbol{\omega}} \times \mathbf{r}}_{\text{원심력}} - \underbrace{2m\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_r}_{\text{코리올리 힘}}$$

또는 비관성계에서의 운동 방정식을 적으면 위와 같이 전개됩니다.
 여기에서 우리는 선형 가속도 및 각가속도에 의한 관성력,
 원심력centrifugal force 및 코리올리 힘Coriolis force을 얻을 수 있습니다.

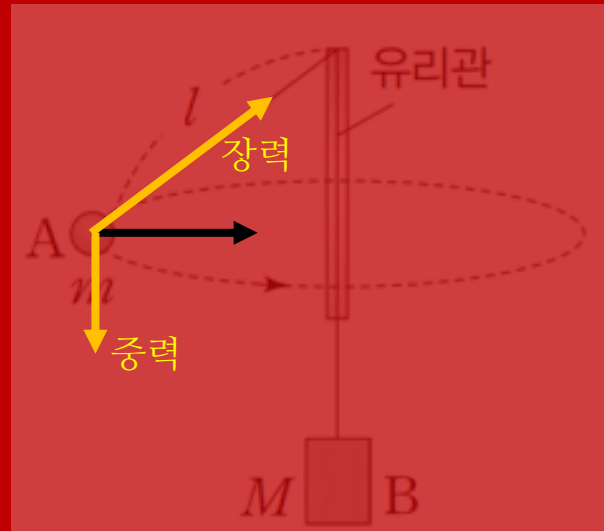
이것이 무슨 의미인지를
다음 예를 통해 살펴 봅시다.



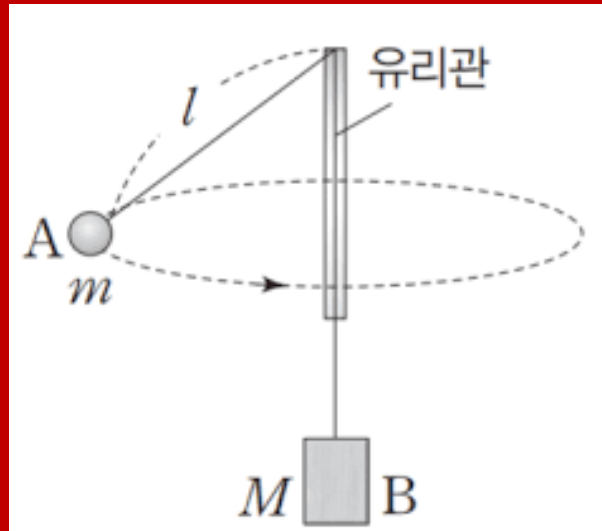
위의 그림과 같은 등속 원운동 문제를 생각해 봅시다.



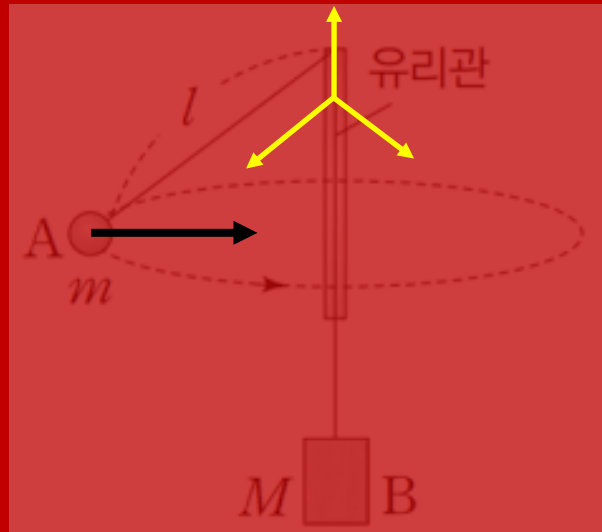
먼저 등속 원운동의 방정식을 적기 위해서는
화살표 방향의 힘이 필요합니다.
이 힘을 **구심력**centripetal force이라고 부릅니다.
구심력은 운동 방정식의 ma 부분에 해당하게 됩니다.



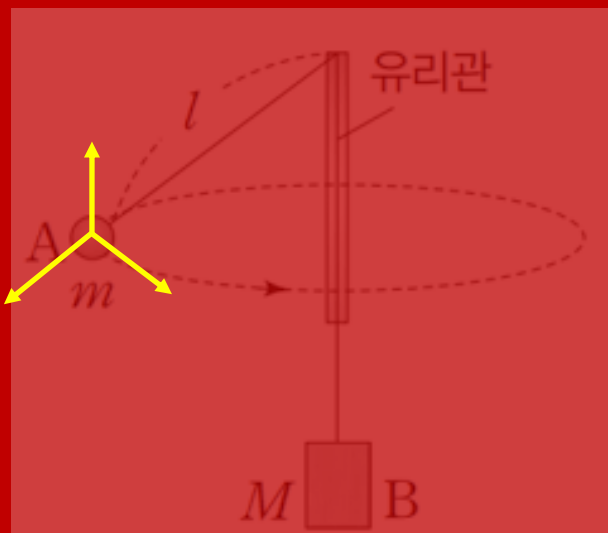
이러한 **구심력**을 만들어 주기 위해서
운동 방정식의 F 부분을 계산해야 합니다.
즉, 물체에 작용하는 **장력**과 **중력**이
 F 를 만들어주어야 합니다.



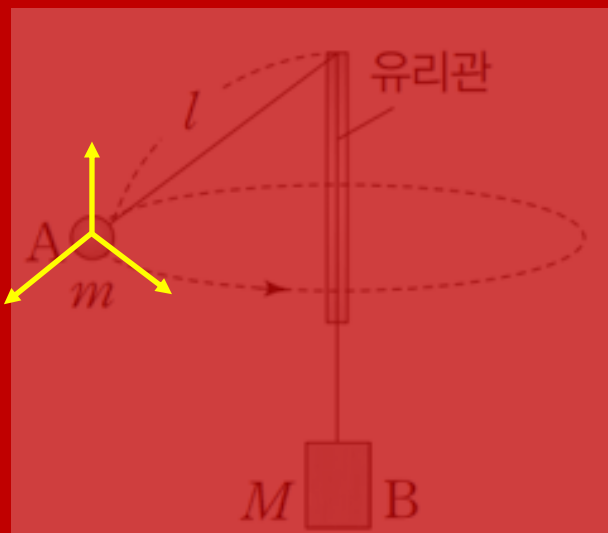
우리가 자세한 계산을 하지는 않겠지만,
아무튼 이러한 방식으로 물체의 운동을 이해하는 것이
가장 정석적인 방식입니다.



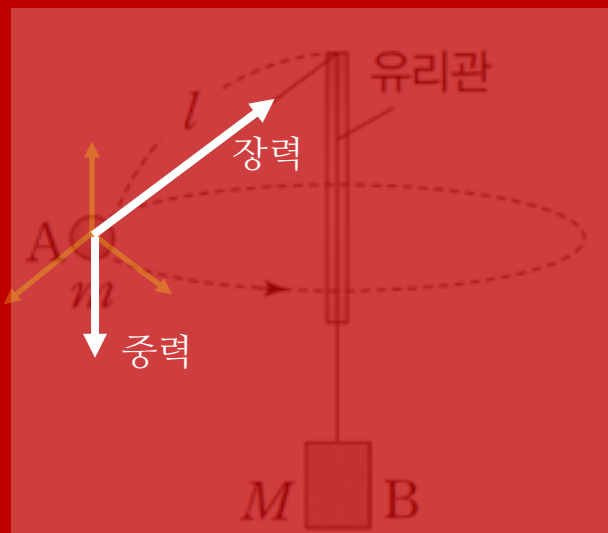
그런데 중요한 것은 $F = ma$ 의 양변을 적기 위해서는
좌표를 잡아야 한다는 것입니다.
특히 구심력을 위와 같이 쓰기 위해서는
좌표의 중심을 **회전축**에 두어야 합니다.



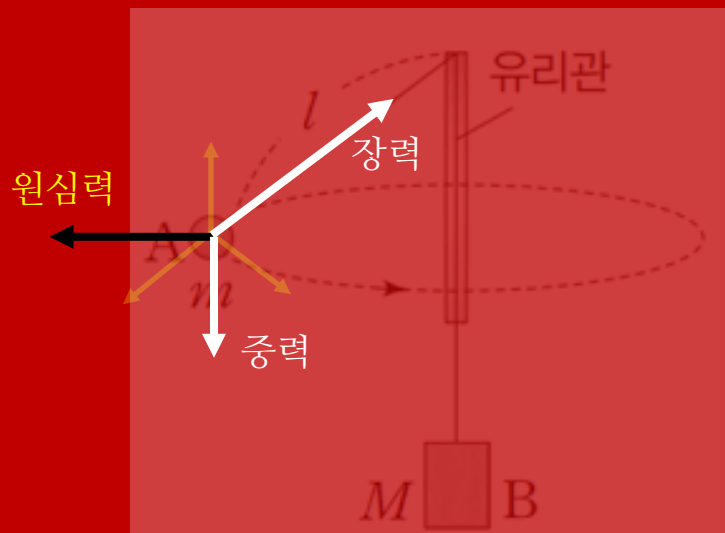
그렇다면 우리가 정석적인 방법을 취하지 않고
 좀 나쁜 방법을 취해보면 어떨까요?
 즉, 좌표의 중심을 물체에 가져다 놓으면 어떻게 될까요?



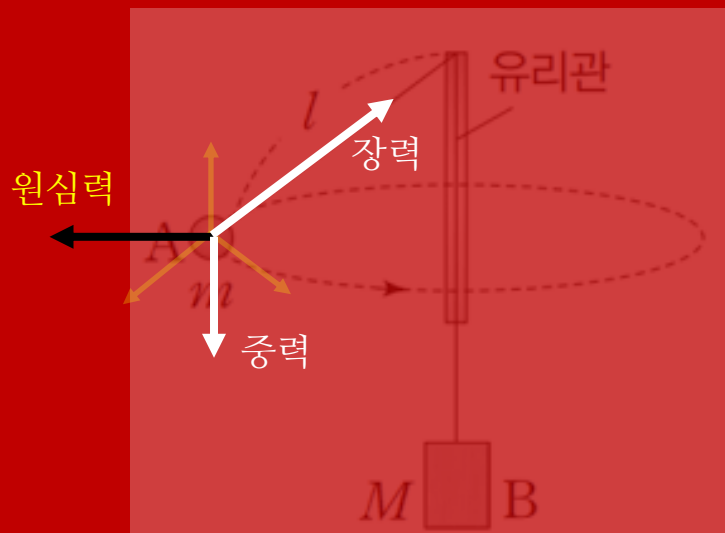
그러면 이러한 새로운 좌표계에서는
물체가 움직이지 않게 됩니다.
따라서 힘의 총 합은 0이 되어야만 합니다.



그러나 이 새로운 좌표계에서
 작용하는 힘들을 다 적어보면
 아무리 살펴봐도 장력과 중력의 합은
 0이 되지 않을 것처럼 보입니다.

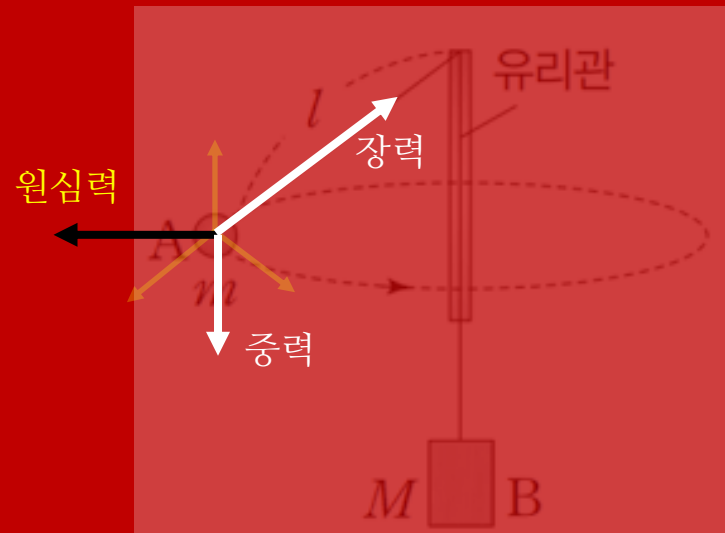


따라서 이 새로운 좌표계에서
 힘의 총 합이 0이 되도록 만들기 위해서는
 인위적으로 가상의 힘을 넣어주어야 합니다.
 이 힘을 **원심력**이라고 합니다.



본래 원심력과 같은 힘은 뉴턴의 운동 방정식에는
존재하지 않던 힘입니다.

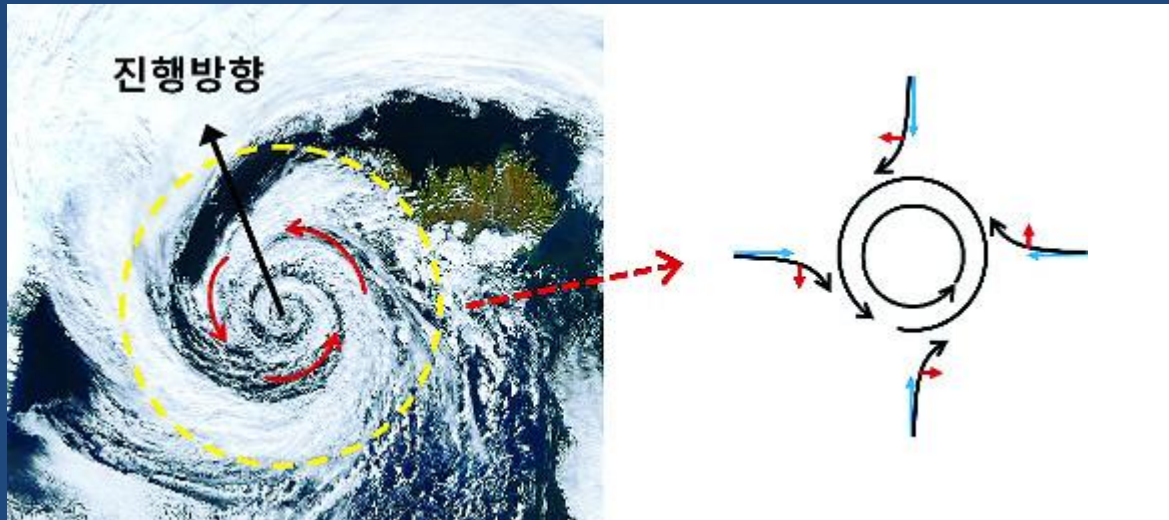
이렇게 가상의 힘이 등장하는 이유는
우리가 선택한 좌표계가 관성계가 아니라 **비관성계**이기 때문입니다.



이렇게 비관성계에서 등장하는 힘을 **관성력**이라고 부릅니다.



관성력으로 설명할 수 있는 흥미로운 현상들이 알려져 있습니다.
그 중의 하나는 조석력이라는 것입니다.



또 다른 중요한 예는 이른바 코리올리 힘이라는 것인데,
이것은 수 많은 기상 현상을 설명해줍니다.



관성력이 있는 좌표계, 즉 비관성계를 사용할 때에는
가상의 힘이 추가로 들어와야만 합니다.



따라서 이러한 가상의 힘이 등장하는 좌표계는
나쁜 좌표계라고 할 수 있습니다.
왜냐하면 뉴턴의 법칙이 곧이 곧대로 성립하지 않기 때문입니다.

뉴턴도 이런 문제를 잘 알고 있었습니다.
뉴턴의 운동 법칙이 근본적인 법칙이 되기 위해서는
힘이 없는 상태와 힘이 있는 상태가
잘 정의될 수 있어야 합니다.
그러나 힘이 있느냐 없느냐의 문제는
좌표의 선택에 의존합니다.

따라서 뉴턴의 법칙이 자연의 근본 법칙이 되기 위해서는
올바른 좌표계의 존재가 전제되어야 합니다.

올바르지 않은 좌표계의 효과는
이 올바른 좌표계로부터 상대적으로 기술될 수 있을 것입니다.

뉴턴은 이 좌표계를 절대 시간과 절대 공간이라고 불렀습니다.
절대 시간과 절대 공간이 존재해야만
뉴턴의 운동 법칙이 잘 정의될 수 있기 때문에
뉴턴은 이러한 전제를 요청해야 했습니다.

여러분은 이러한 요청에 대해서 어떻게 생각하나요?
뉴턴이 무리한 요구를 한 것일까요?
아니면 충분히 합당한 요청을 한 것일까요?

우리는 아마도 이런 결론을 얻게 됩니다.
뉴턴의 세 가지 운동 법칙은
관성 좌표계에 대해서는 공변적이지만,
비관성 좌표계에 대해서는 공변적이지 않다는 것입니다.

따라서 뉴턴의 운동 법칙은
자연을 기술하는 근본적인 방정식일 수는 없다,
이러한 결론을 내릴 수 있겠습니다.

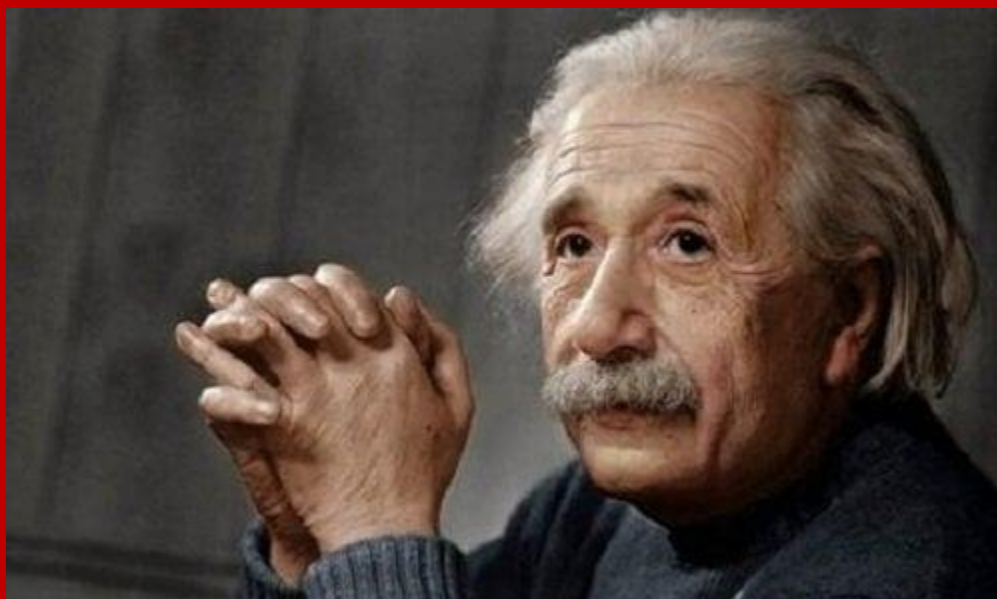
뉴턴의 운동 법칙이
케플러의 세 법칙을 비롯해
자연의 수 많은 현상을 정밀하게 설명해 주었는데,
과연 여러분들은 이렇게 과감한 결론을
쉽게 받아들일 수 있겠습니까?



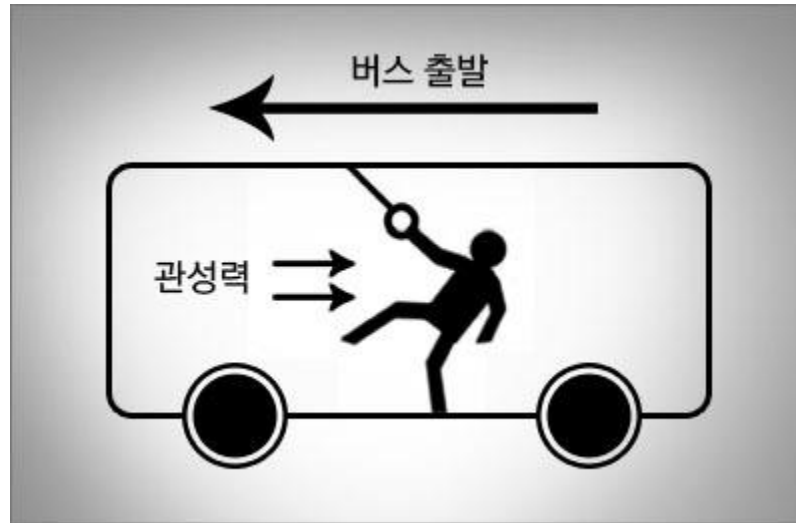
19세기 후반에 이르러,
철학적인 관점에서
이러한 문제 의식을 가졌던 사람들이 있습니다.
에른스트 마흐는 그 중 가장 중요한 인물입니다.

‘절대 운동’이 무의미하고 내용 없는 개념이고
따라서 학문적으로 사용 불가능하다는 견해는
30년 전까지만 해도 거의 일반적으로
생소하고 의아스럽다는 반응을 불러일으켰다.
그러나 오늘날 이 견해는 많은 이름 있는 학자에 의해 지지되고 있다.
결연한 ‘상대론자들’(Relativisten)로
나는 다음과 같은 인물들만을 열거하겠다. ...
다음과 같은 물음을 제기할 수 있다.
“우리는 어떤 방식으로 **관성의 법칙**에
이해 가능한 의미를 부여할 수 있을 것인가?”

에른스트 마흐, “역학의 발달” 중



아인슈타인은 이러한 마흐의 철학적 문제 의식을 이어 받았습니다.
즉, 관성계와 비관성계를 구분하지 않는,
가장 공변적인 이론을 구성하고자 했습니다.
이것이 나중에 상대성 이론으로 발전되게 됩니다.



아인슈타인은 이것을 위해 어떤 생각을 했을까요?
일단 비관성계에 대해서도 공변적인 역학 법칙을 세우려면
운동 방정식은 자연스럽게 관성력을 담고 있어야 합니다.

$$\mathbf{r} = x_1 \mathbf{e}_1 + x_2 \mathbf{e}_2 + x_3 \mathbf{e}_3$$

회전계에서의 기저 벡터 표현

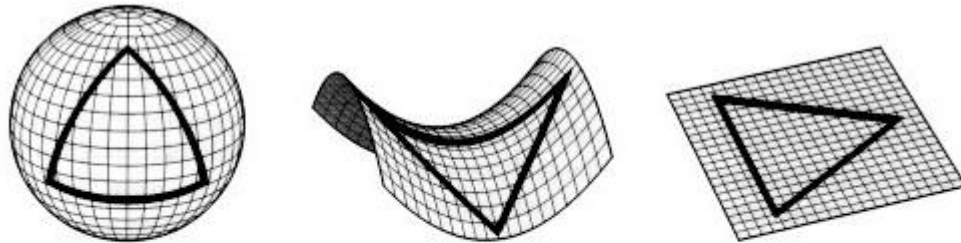
$$\begin{aligned} \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \right)_{\text{fixed}} &= \frac{d}{dt} \left(\sum_i x_i \mathbf{e}_i \right) \\ &= \sum_i (\dot{x}_i \mathbf{e}_i + x_i \dot{\mathbf{e}}_i) \\ &= \dot{\mathbf{r}}_r + \sum_i x_i \dot{\mathbf{e}}_i \\ &= \dot{\mathbf{r}}_r + \sum_i \boldsymbol{\omega} \times x_i \mathbf{e}_i \\ &= \dot{\mathbf{r}}_r + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} \end{aligned}$$

$$\dot{\mathbf{e}}_i = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_i$$

그런데 우리가 앞에서 봤듯이,
관성력의 효과는 기저 벡터의 미분으로부터 주어집니다.

$$\dot{\mathbf{e}}_i = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_i$$

$$\nabla_{\mathbf{e}_j} \mathbf{e}_i = \Gamma^k_{ij} \mathbf{e}_k$$

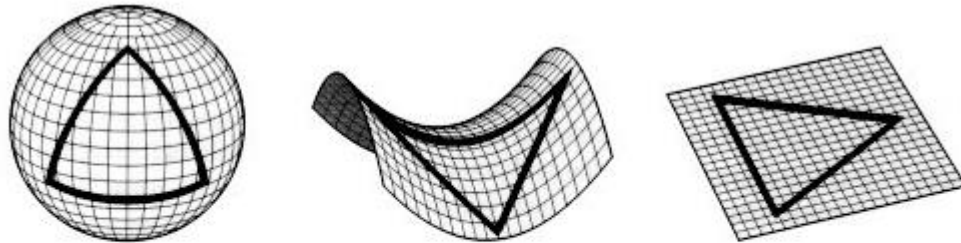


리만 비유클리드기하학이 적용되는 곡면 (좌), 삼각형의 내각의 합이 180도가 넘는다
 로바체프스키 비유클리드기하학이 적용되는 곡면 (중), 삼각형의 내각의 합이 180도보다 작다
 유클리드 기하학이 적용되는 평면 (우), 삼각형의 내각의 합이 180도이다

그런데 사실은 이러한 기저 벡터의 변화를
 미분에 반영하려고 노력한 사례가 있습니다.
 이것이 바로 비유클리드 기하학인 것입니다.

$$\dot{\mathbf{e}}_i = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_i$$

$$\nabla_{\mathbf{e}_j} \mathbf{e}_i = \Gamma^k_{ij} \mathbf{e}_k$$

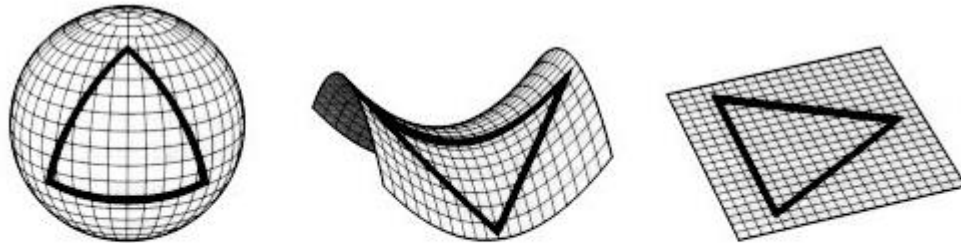


리만 비유클리드기하학이 적용되는 곡면 (좌), 삼각형의 내각의 합이 180도가 넘는다
 로바체프스키 비유클리드기하학이 적용되는 곡면 (중), 삼각형의 내각의 합이 180도보다 작다
 유클리드 기하학이 적용되는 평면 (우), 삼각형의 내각의 합이 180도이다

즉, 시공간이 굽어 있으면 기저 벡터가 위치에 따라 뒤틀리게 되고,
 이것에 의해서 관성력을 표현할 수 있게 됩니다.

$$\dot{\mathbf{e}}_i = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_i$$

$$\nabla_{\mathbf{e}_j} \mathbf{e}_i = \Gamma^k_{ij} \mathbf{e}_k$$

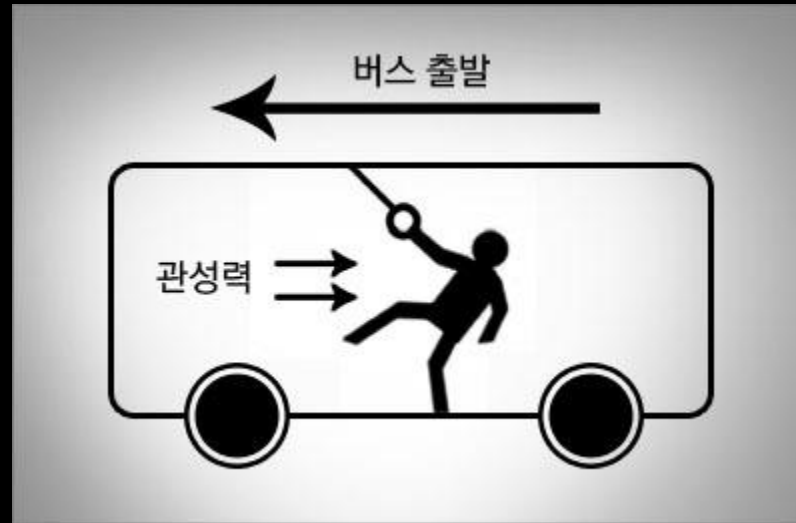


리만 비유클리드기하학이 적용되는 곡면 (좌), 삼각형의 내각의 합이 180도가 넘는다
 로바체프스키 비유클리드기하학이 적용되는 곡면 (중), 삼각형의 내각의 합이 180도보다 작다
 유클리드 기하학이 적용되는 평면 (우), 삼각형의 내각의 합이 180도이다

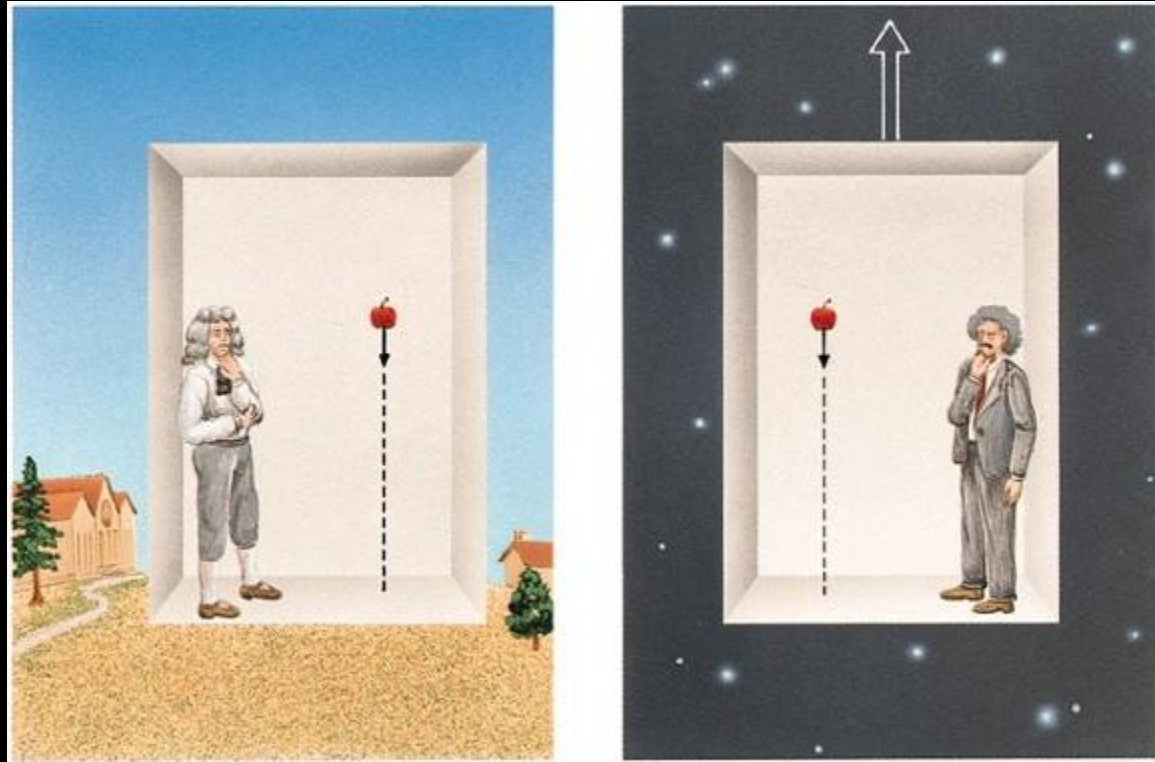
따라서 비유클리드 기하학의 방법을 사용해서
 운동 방정식을 기술하면
 비관성계에 대해서도 공변적인 기술이 가능할 것입니다.

상대론을 비관성계에 대해서 일반화하는 과정은
물론 아주 단순한 과정은 아닙니다.

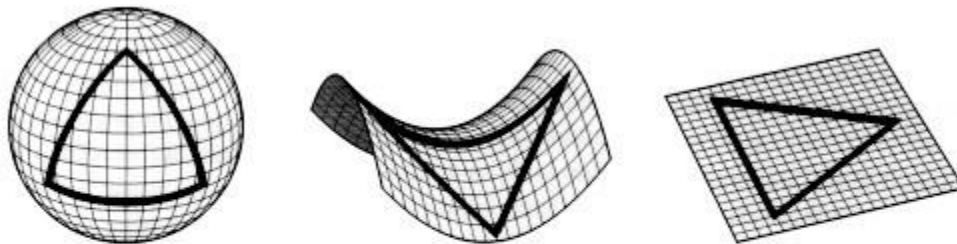
그러나 우리가 지금까지 쌓아온
철학적이고 개념적인 몇 가지 단서들을 사용해서
핵심적인 생각이 무엇이었는지
되짚어볼 수 있을 것입니다.



첫째, 비관성계를 포함하는 기술은
아주 자연스럽게 **관성력**을 포함해야 한다는 것입니다.



둘째, 그런데 이 관성력은 중력과 구분할 수 없습니다.
이것을 **등가 원리**equivalence principle라고 합니다.



리만 비유클리드기하학이 적용되는 곡면 (좌), 삼각형의 내각의 합이 180도가 넘는다
 로바체프스키 비유클리드기하학이 적용되는 곡면 (중), 삼각형의 내각의 합이 180도보다 작다
 유클리드 기하학이 적용되는 평면 (우), 삼각형의 내각의 합이 180도이다

셋째, 굽어진 시공간에서 최단 거리로 이동하면
 자연스럽게 굽어진 경로를 따라 이동하게 됩니다.
 이러한 비유클리드 기하는
 관성력을 자연스럽게 포함합니다.

이 세 가지를 종합하면 다음과 같은 그림이 그려집니다.

1. 관성력
2. 중력
3. 비유클리드 기하

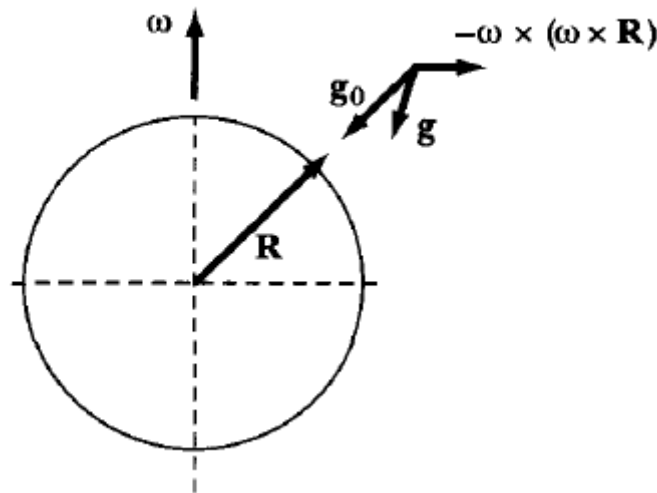
이 세 가지는 근본적으로 같은 것을 기술합니다.

좀 더 자세한 내용은 우주론 과목에서 다루어봅시다.

아무튼 우리가 얻은 비관성계에 대한 관계식을
구체적인 사례에 적용해 봅시다.

$$\mathbf{g}_0 = -G \frac{M_E}{R^2} \mathbf{e}_R$$

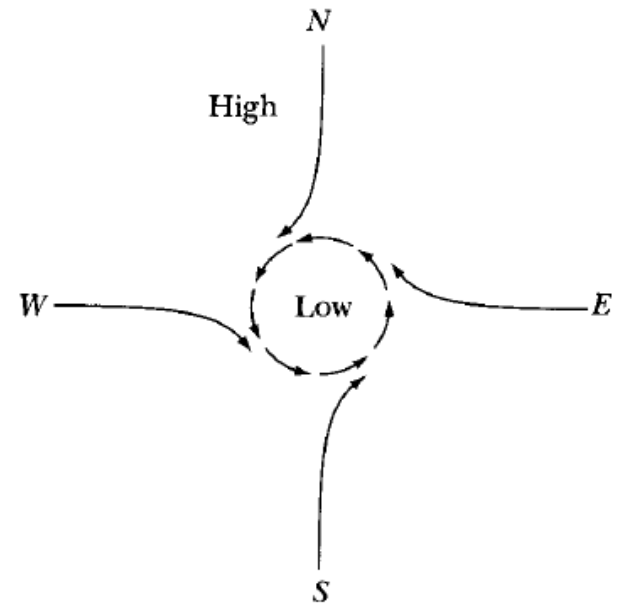
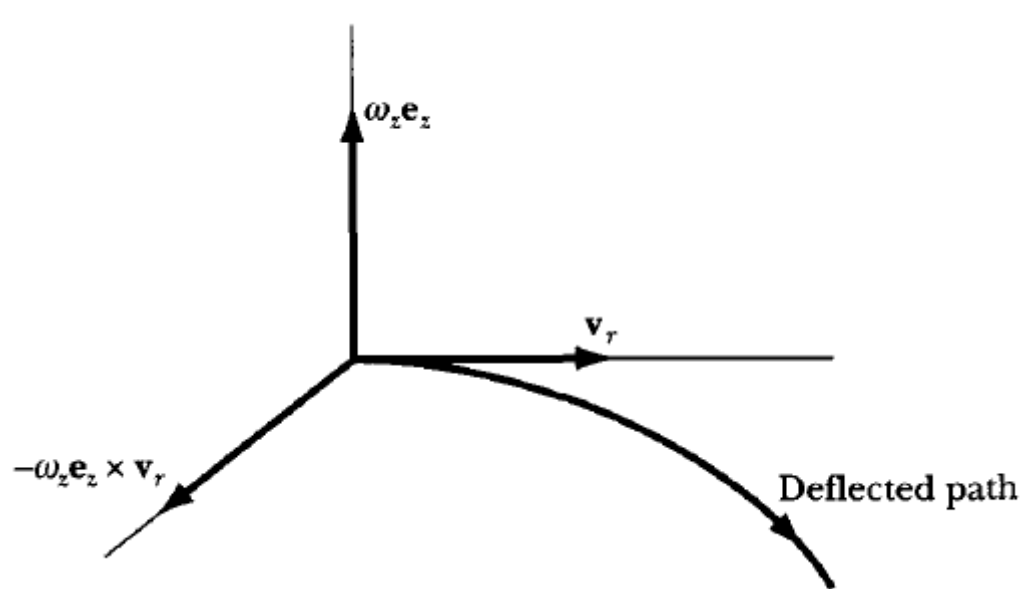
$$\mathbf{F}_{\text{eff}} = \mathbf{S} + m\mathbf{g}_0 - m\boldsymbol{\omega} \times [\boldsymbol{\omega} \times (\mathbf{r} + \mathbf{R})] - 2m\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_r$$



첫 번째 흥미로운 예는 지표면에서의 중력입니다.
 원심력은 중력 가속도의 방향을
 지구 중심 방향에서 벗어나게 할 수 있습니다.

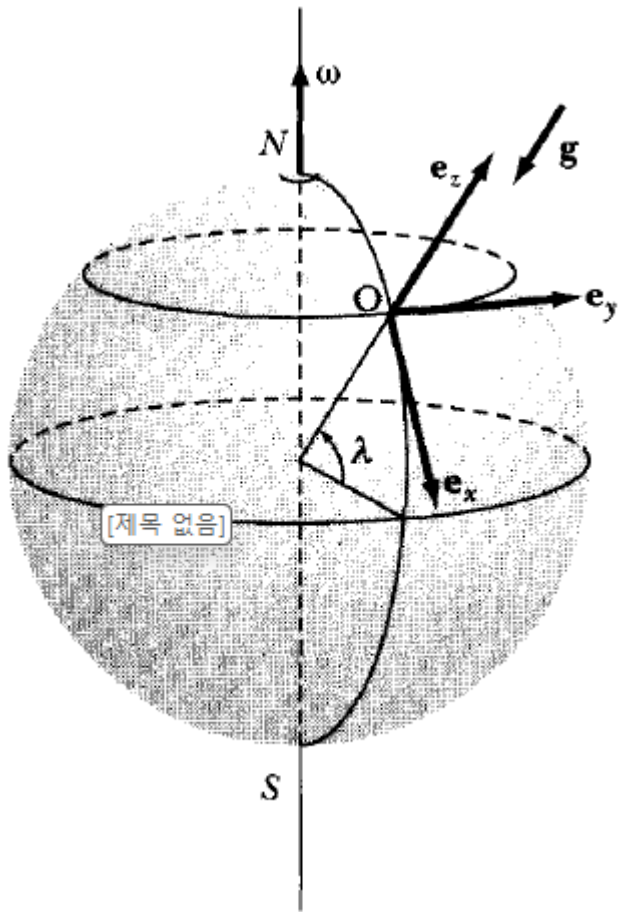
$$\mathbf{g}_0 = -G \frac{M_E}{R^2} \mathbf{e}_R$$

$$\mathbf{F}_{\text{eff}} = \mathbf{S} + m\mathbf{g}_0 - m\boldsymbol{\omega} \times [\boldsymbol{\omega} \times (\mathbf{r} + \mathbf{R})] - 2m\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_r$$



코리올리 힘은 북반구에서는 진행 방향의 오른쪽으로 휘어지게 만듭니다.

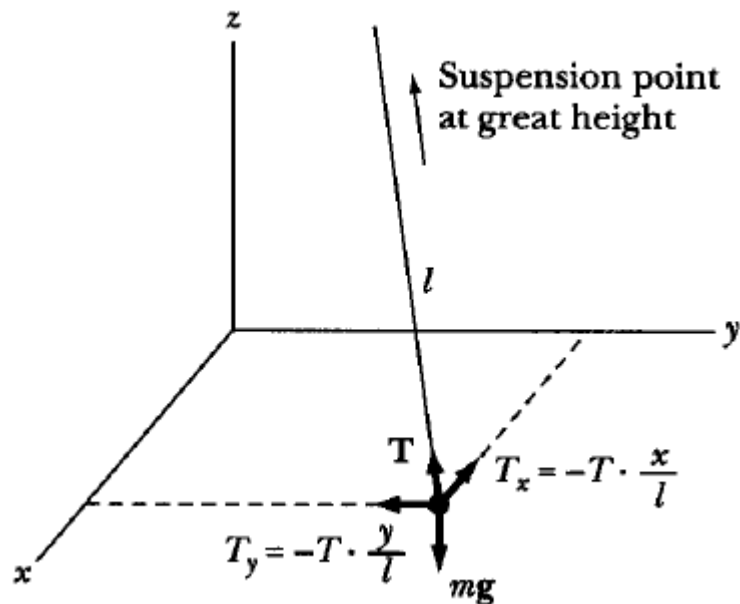
이 힘은 다양한 기상 현상을 설명해줍니다.



$$\mathbf{a}_r = \mathbf{g} - 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_r$$

$$d \cong \frac{1}{3} \omega \cos \lambda \sqrt{\frac{8h^3}{g}}$$

예제 10.3 자유 낙하시의 동쪽 편향



$$\mathbf{a}_r = \mathbf{g} + \frac{\mathbf{T}}{m} - 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}_r$$

$$\begin{pmatrix} x(t) \\ y(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \omega_z t & \sin \omega_z t \\ -\sin \omega_z t & \cos \omega_z t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x'(t) \\ y'(t) \end{pmatrix}$$

예제 10.5 푸코 진자

감사합니다