

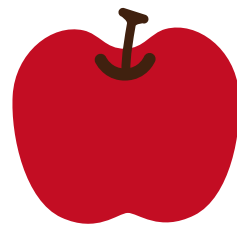
$$m\mathbf{a} = \mathbf{F}$$

$$F = G \frac{Mm}{r^2}$$

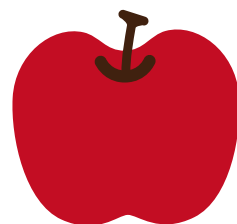


高校物理を振り返る (力学編)

れいな (仮)



*universal gravitation*



## まえがき

私は諸事情により、高校物理について振り返ることになった。その際、山本義隆先生が書かれた『新・物理入門』や、インターネットで見つけられる「高校物理の備忘録」(<https://physnotes.jp>)、浪人時代のハイパー東大理類コース<sup>(1)</sup>のテキスト、浪人時の物理の先生、杉山忠男先生の板書を元に作成したノートを見た。私が（浪人時代であるにも関わらず）受験勉強をほったらかして作ったノート。理論だけがただ書かれているノート。ただテクニックを習得するのではなく、物理学の本質を理解するのが重要であるという考えの下で（実際は受験勉強の逃避が主な目的であったが）作成して、物理の受験勉強をした気になったあの頃を思い出した。そんなノートを大学で習ったことも取り入れながら、 $\text{T}_\text{E}\text{X}$  で Re-write している。

その Re-write を始めてもう 2 年半が経つが、未だに完成していない。それに自分でも完成形が見えていない。いつ終わりになるのかもわからず、ただ自分の気の向くままに書き続けている。この  $\text{T}_\text{E}\text{X}$  ノートの全体の流れは、私が作成したノートに基づいている。一応、私が高校生、浪人生だった 2015 年度、2016 年度の時点の「物理基礎」の部分の内容を取り上げたあと、「物理」の内容を取り上げている。ただし、剛体に関する記述は一番後ろに持っていった。これは、大学の力学の教科書では、剛体に関する話が一番最後に記されていることを真似したためである。

私の高校時代の物理の教員、佐藤先生は必要ところで微分や積分を用いて授業を行っていた。浪人時代の杉山先生の授業も、高校物理では「微積分物理」と呼ばれる方法で授業をしていた。高校 2 年生の時の物理基礎の授業の担当教員は、佐藤先生ではなかった。その先生は、頑張って微分や積分を避けようとしていて、私は、イマイチ教科書の内容、受験に役立つテクニックを完璧に理解できなかった<sup>(2)</sup>。「微積分物理」だから高校物理の力学を理解できたのかどうかはわからない。ただ、高校 3 年生の時の佐藤先生の授業は私に大きな影響を、プラスの影響を与えて、私の物理の理解を促進させた。

### 本 $\text{T}_\text{E}\text{X}$ ノートの構成

この  $\text{T}_\text{E}\text{X}$  ノートは、高校物理の内容を記している。ただ、教科書にのっていることは記さない。微分積分や簡単な行列の演算を利用することで、高校物理、特に「力学」の本質を記す。教科書にのっているうわべだけのことは記さないように努めた。

本質を記すために、微分積分や行列、微分方程式などを適宜利用した高校物理では出てこないような議論を展開する。基本的には、高校物理に出てくる微分積分の内容は、高校数学の内容だけで十分である。しかし、現在の高校数学では行列を扱わない。そこで、付録編に行列の基礎知識を説明する Subsection を設けた（付録 A・175 ページ～）。私は、高校数学で行列を扱っている時の、高校数学の教科書を見たことがないので、当時どのレベルまで理系の高校生が行列を扱えたか知らない。そのため、行列の説明については基礎の基礎から記した。また、Taylor 展開や常微分方程式といった議論に必要な数学のテーマについても適宜記した。

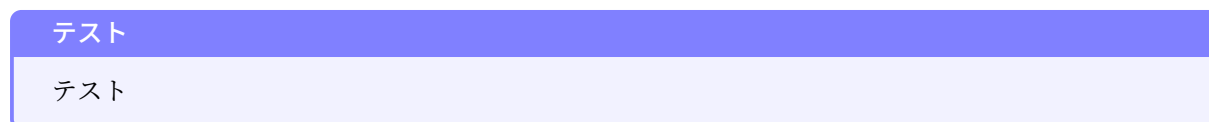
この  $\text{T}_\text{E}\text{X}$  ノートに、私は「高校物理を振り返る」というタイトルをつけた。内容は高校物理の教科書にのっている内容を遙かに逸脱する。そんな  $\text{T}_\text{E}\text{X}$  ノートを作成することを通して、高校レベルの力学を自分なりに再構成することができた。東京大学の同じ学部の人、同期のメンバーとゼミを開き、自らの興味のある分野をさらに追求していた。この  $\text{T}_\text{E}\text{X}$  ノートはそのような行為とは対極の位置にあるといえよう。しかし、自分なりに力学の内容を再構成することは、非常に面白いことであるように、段々思うようになった。

<sup>(1)</sup> 私は 2016 年度に河合塾に在籍していたが、その時は「ハイパー東大理類コース」という呼び方だった。どうやら、今は違う呼び方らしい。

<sup>(2)</sup> 私は公立高校の出身である。私の卒業した高校では、数 2 の微分積分は 2 学期の後半から扱った。そのため、物理基礎の授業でも、物理の先生が微分積分を使うことはなかった。

### カラー box について

本  $\text{T}_\text{E}\text{X}$  ノートではいくつかの枠が出てくる。特に、2020 年 7 月の改訂では 2 つの枠を新たに用意した。



赤枠は物理の内容に関する重要事項を表し、青枠は数学の内容に関する重要事項を表している。色分けしているがどちらも重要である。

最後に、この  $\text{T}_\text{E}\text{X}$  ノートについて何かありましたら、Twitter アカウント「@alas56ike」まで連絡をお願いします。

れいな (仮)  
2020 年 8 月 29 日



# 目次

---

<b>第 I 部 力学編</b>	<b>1</b>
<b>第 1 章 運動方程式</b>	<b>3</b>
1.1 運動の表し方	3
1.1.1 速度と加速度	3
1.1.2 座標系	5
1.1.3 等加速度運動の公式	6
1.1.4 相対運動	6
1.1.5 微分方程式の基礎 — 変数分離法 —	7
1.2 Newton の 3 つの法則	8
1.2.1 質点の導入	8
1.2.2 Newton の 3 つの法則	9
1.2.3 慣性の法則の裏の意味	10
1.3 運動方程式を解く (1) — 放物運動と空気抵抗を受ける運動 —	10
1.3.1 運動方程式の解き方	10
1.3.2 放物運動 (斜方投射)	10
1.3.3 空気抵抗を受ける落体の運動	11
1.3.4 モンキーハンティングと相対運動	12
1.4 運動方程式を解く (2) — 糸の張力と束縛条件 —	14
1.4.1 糸の質量を無視するという記述の意味	14
1.4.2 演習問題	15
1.4.3 演習問題 (続き): 相対運動の視点の導入	18
1.5 運動方程式を解く (3) — 斜面上の物体の運動 —	18
1.6 摩擦力を受ける運動	20
1.6.1 摩擦力とは何か?	20
1.6.2 摩擦力と垂直抗力	21
1.6.3 運動方程式を解く (4) — 摩擦力の影響 —	21
1.7 座標系の設定と問題の難易度	26
1.7.1 摩擦力の復習	27
1.7.2 正攻法の確認	27
1.7.3 水平方向と鉛直方向を 2 つの軸とする座標系の導入	28
<b>第 2 章 仕事とエネルギー</b>	<b>31</b>
2.1 仕事と運動エネルギー	31
2.1.1 仕事の定義	31
2.1.2 「エネルギーの原理」の導出	35
2.1.3 仕事率	36
2.2 力学的エネルギー保存則と位置エネルギー	37
2.2.1 重力のした仕事	37

2.2.2	保存力	38
2.2.3	仕事と移動経路	39
2.2.4	位置エネルギー	41
2.2.5	力学的エネルギー保存則	43
2.3	非保存力と力学的エネルギー	44
<b>第 3 章</b>	<b>運動量保存則と 2 体問題</b>	<b>49</b>
3.1	運動量保存則	49
3.1.1	力積と運動量の変化	49
3.1.2	運動量保存則	50
3.1.3	反発係数	52
3.2	2 次元の衝突 (演習問題を通して考える)	54
3.3	演習問題 (運動量保存則を使って問題を解く)	57
3.4	2 体問題	60
3.4.1	重心運動方程式	60
3.4.2	2 体系の相対運動方程式	62
3.4.3	重心運動と相対運動に分離する	63
3.4.4	2 物体の衝突とエネルギー変化	64
3.5	重心系で捉える 2 物体の運動	65
3.5.1	2 物体の衝突と重心系	65
3.5.2	重心系で見た運動エネルギー	66
3.5.3	演習問題 (重心系での議論)	68
<b>第 4 章</b>	<b>円運動と慣性力</b>	<b>71</b>
4.1	速度・加速度の極座標表示	71
4.1.1	極座標の導入	71
4.1.2	座標変換	72
4.1.3	速度・加速度の極座標表示	75
4.2	円運動	77
4.2.1	円運動の速度と加速度	77
4.2.2	円運動の演習問題 (1)	78
4.2.3	円運動の演習問題 (2)	83
4.3	慣性力	87
4.3.1	互いに並進運動している 2 つの座標系	88
4.3.2	回転座標系	90
4.3.3	慣性力とは何か?	94
4.3.4	慣性力を用いて再度考える	95
<b>第 5 章</b>	<b>単振動</b>	<b>97</b>
5.1	質点はどのような運動方程式に従っているのか	97
5.2	質点の位置が三角関数で表される理由	99
5.2.1	エネルギー保存則の導出	99
5.2.2	エネルギー保存則を楕円の方程式と見る	100
5.2.3	エネルギー積分	101
5.3	単振動の具体例 (基礎)	102
5.3.1	鉛直バネ振り子 (1)	102
5.3.2	鉛直バネ振り子 (2)	104

5.3.3	単振り子 (1)	108
5.4	単振動の具体例 (応用)	111
5.4.1	関数の時間平均	111
5.4.2	バネでつながれた 2 物体の運動 (1)	113
5.4.3	バネでつながれた 2 物体の運動 (2)	117
5.4.4	連成振動	120
5.4.5	連成振動 (演習問題)	125
5.5	ポテンシャル曲線と運動	128
5.5.1	ポテンシャル曲線と安定なつりあい	128
5.5.2	安定なつり合いと不安定なつり合いの具体例	130
5.6	減衰振動と強制振動	133
5.6.1	減衰振動	133
5.6.2	減衰振動の解を数値的に求める	134
5.6.3	強制振動	136
5.6.4	強制振動の挙動と特別解	137
<b>第 6 章</b>	<b>万有引力</b>	<b>141</b>
6.1	角運動量保存則	141
6.1.1	ベクトルの外積	141
6.1.2	ベクトルのモーメントと角運動量	143
6.1.3	角運動量保存則	144
6.2	万有引力の性質	145
6.2.1	万有引力とは	145
6.2.2	万有引力の位置エネルギー	146
6.2.3	万有引力の位置エネルギーを含むエネルギー保存則	149
6.2.4	万有引力定数 $G$ と重力加速度の大きさ $g$ の関係	150
6.2.5	第一宇宙速度と第二宇宙速度	152
6.3	Kepler の法則と惑星の運動	154
6.3.1	Kepler の法則とは?	154
6.3.2	面積速度保存則	155
6.3.3	万有引力とケプラーの法則 (演習)	157
6.3.4	逆 2 乗則から楕円軌道をとる理由を考える	160
6.4	大きさのある物体の間の万有引力	164
<b>第 7 章</b>	<b>剛体の力学</b>	<b>167</b>
7.1	剛体とその重心	167
7.1.1	剛体とは何か	167
7.1.2	一様な剛体 (一様な円盤) の重心	169
7.1.3	剛体の重心運動	169
7.2	剛体の回転運動	170
7.2.1	力のモーメント	171
7.2.2	剛体の回転運動方程式	172

<b>第 II 部 付録編</b>	<b>173</b>
<b>付 録 A 発展的な数学の話</b>	<b>175</b>
A.1 行列に関する基本事項 . . . . .	175
A.1.1 行列とは何か . . . . .	175
A.1.2 一次変換と行列 . . . . .	176
A.1.3 一次変換の行列表示 . . . . .	176
A.1.4 行列の積 . . . . .	178
A.1.5 逆行列 . . . . .	178
A.1.6 行列と連立一次方程式 . . . . .	179
A.2 テイラー展開 . . . . .	181
A.2.1 ロルの定理 . . . . .	181
A.2.2 平均値の定理 . . . . .	182
A.2.3 テイラーの定理 . . . . .	182
A.2.4 テイラー展開 . . . . .	183
A.2.5 指数関数と三角関数のテイラー展開 . . . . .	183
A.2.6 三角関数の近似 . . . . .	184
A.2.7 テイラー展開による一次近似 . . . . .	185
<b>付 録 B 高校物理のための微分方程式論</b>	<b>187</b>
B.1 微分方程式とは何か? — 自然法則と微分方程式 — . . . . .	187
B.2 1 階の微分方程式 — 変数分離型 — . . . . .	188
B.2.1 変数分離型の微分方程式の解法 . . . . .	188
B.2.2 変数分離型の微分方程式の具体例 . . . . .	189
B.2.3 ロジスティック曲線 . . . . .	191
B.3 1 階の線形微分方程式 . . . . .	191
B.3.1 式変形により簡単な場合に帰着させる . . . . .	191
B.3.2 定数変化法 . . . . .	192
B.4 定数係数 2 階線形微分方程式 . . . . .	194
B.4.1 オイラーの公式 . . . . .	194
B.4.2 定数係数 2 階線形微分方程式の解 . . . . .	195
B.4.3 特性方程式の利用 . . . . .	195
B.5 減衰振動と強制振動 (再考) . . . . .	195
<b>付 録 C 近似的に物理現象を把握する</b>	<b>197</b>
C.1 Euler 法 . . . . .	197
C.2 Runge-Kutta 法 . . . . .	198
C.3 振り子の運動を数値的に解析する . . . . .	198
C.3.1 Euler 法による解析 . . . . .	199
C.3.2 4 次の Runge-Kutta 法 (1/6 公式) による解析 . . . . .	200
<b>付 録 D 参考文献</b>	<b>203</b>



第I部  
力学編



# 第 1 章 運動方程式

この Chapter では、力学の基礎となる「運動方程式」の取り扱いを考える。運動方程式自体は  $ma = F$  というシンプルな形をしている。しかし、運動方程式から運動状態を正確に把握することは簡単ではない。特に、「束縛条件」や「摩擦力」が入試問題に登場すると、とても面倒になる。そこで、この Chapter では、まず、最も単純な例として、「放物運動」と「空気抵抗を受ける落体の運動」を取り上げ、その後、「束縛条件」や「摩擦力」といった強敵に立ち向かう。

## 1.1 運動の表し方

### 1.1.1 速度と加速度

力学の式を利用するためには、まず、物体の運動を記述する方法を知る必要がある。物体の運動を表すのに必要な要素に、物体の位置 (position) がある。位置は  $x, y, z$  の 3 つの成分を使ってかけるが、それらは時間的に変化するため、時刻 (time)  $t$  という変数も必要となる。位置  $\mathbf{r} = (x, y, z)$  と時刻  $t$  だけで運動は記述できるが、運動を観測する際は変位、速度 (velocity)、加速度 (acceleration) にも注目する。そして、重要であるが一番意識されない座標系にも注目する必要がある。座標系の設定については 1.7 節でも触れるが、問題に合わせて適切に設定することが重要である。

時刻  $t$  で位置ベクトル  $\mathbf{r}(t) = (x(t), y(t), z(t))$  にある物体が非常に短い時間  $\Delta t$  の間に  $\mathbf{r}(t + \Delta t) = (x(t + \Delta t), y(t + \Delta t), z(t + \Delta t))$  に動いたとする。

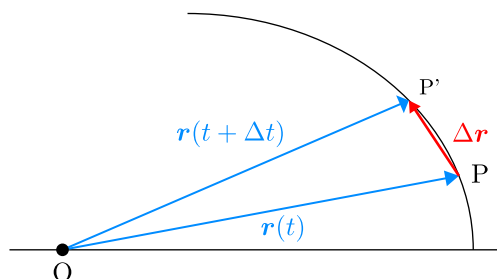


図 1.1

この時、物体の変位を

$$\Delta \mathbf{r} = \mathbf{r}(t + \Delta t) - \mathbf{r}(t) \quad (1.1)$$

と定義する。単位時間あたりの平均の変位はこれを  $\Delta t$  で割ることで求めることができる。

$$\frac{\Delta \mathbf{r}}{\Delta t} = \frac{\mathbf{r}(t + \Delta t) - \mathbf{r}(t)}{\Delta t} \quad (1.2)$$

この量を「平均の速度」という。高校物理の教科書には「瞬間の速度」という考え方も登場する。これは式 (1.2) で時間間隔  $\Delta t$  を 0 に近づけた時の極限である。 $\Delta t \rightarrow 0$  の極限は位置  $\mathbf{r}(t)$  の  $t$  での微分になる。これから出てくる速度は基本的に平均の速度ではなく、瞬間の速度である。

**速度**

物体の運動が  $\mathbf{r}(t)$  という時間  $t$  の関数で記述されるとき、

$$\mathbf{v}(t) = \frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} \quad (1.3)$$

を物体の**速度 (velocity)** という。また、速度ベクトルの大きさ

$$v(t) = |\mathbf{v}(t)| \quad (1.4)$$

を物体の**速さ**という。

平均の速度と瞬間の速度の違いについては、図 1.2 を用いて理解することができる。

- 平均の速度は、以下の図の 2 点  $(t, x(t))$  と  $(t + \Delta t, x(t + \Delta t))$  を結ぶ直線の傾き
- 瞬間の速度は、点  $(t, x(t))$  における接線の傾き

$\Delta t$  を 0 に近づけていくと、2 点  $(t, x(t))$  と  $(t + \Delta t, x(t + \Delta t))$  を結ぶ直線の傾きは、点  $(t, x(t))$  における接線の傾きに近づいて、 $\Delta t \rightarrow 0$  の極限で両者は重なる。

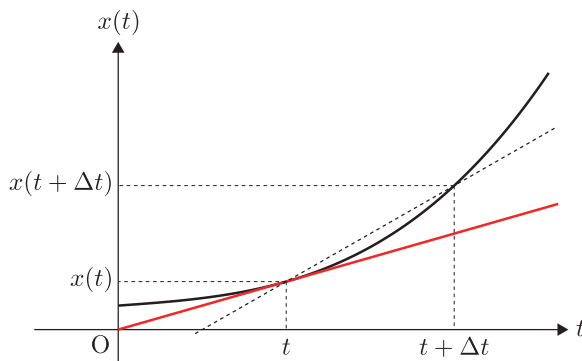


図 1.2 平均的な傾きと接線の傾き

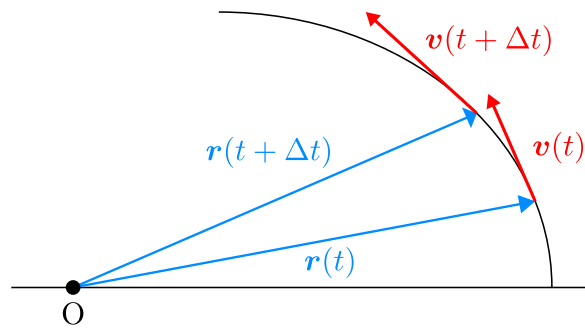


図 1.3

物体の運動を記述する際は速度だけでは不十分で、速度の微分が必要になる。これは図 1.3 のように、時間とともに速度（ベクトル）の向きと大きさが変化するからである。単位時間あたりの平均の速度変化

$$\frac{\Delta \mathbf{v}}{\Delta t} = \frac{\mathbf{v}(t + \Delta t) - \mathbf{v}(t)}{\Delta t} \quad (1.5)$$

を「**平均の加速度**」という。そして、この時間間隔  $\Delta t \rightarrow 0$  の極限として瞬間の加速度を定義する。

**加速度**

物体の速度が  $\mathbf{v}(t)$  という時間  $t$  の関数で記述されるとき、

$$\mathbf{a}(t) = \frac{d\mathbf{v}(t)}{dt} = \frac{d^2\mathbf{r}(t)}{dt^2} \quad (1.6)$$

を物体の**加速度 (acceleration)** という。

### 1.1.2 座標系

物体の運動を考える際に非常に重要になってくるのが、「どのように座標系を設定するか」である。3次元空間上の点Pの位置は原点Oを始点とするベクトル $\mathbf{r}$ を用いて表すことができる。このベクトルを位置ベクトルという。物理、数学ではこのベクトルの成分をどう表現するかで問題の解きやすさが大きく変わる。一番シンプルな方法は図1.4のように、 $x, y, z$ の3つの軸を設定して問題を解くことである。この他にも図1.5のように極座標系を設定する方法もある。

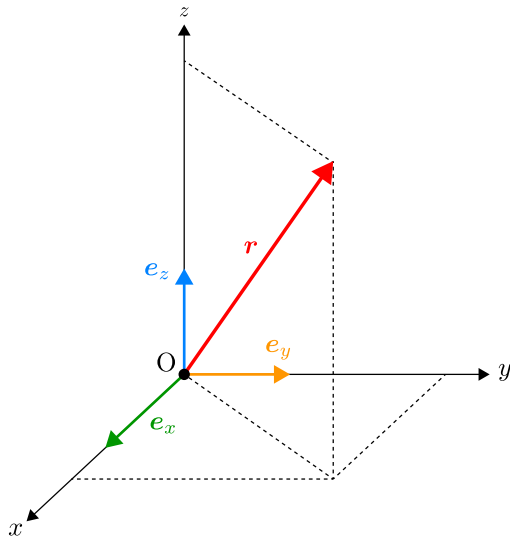


図 1.4  $xyz$  直交座標系

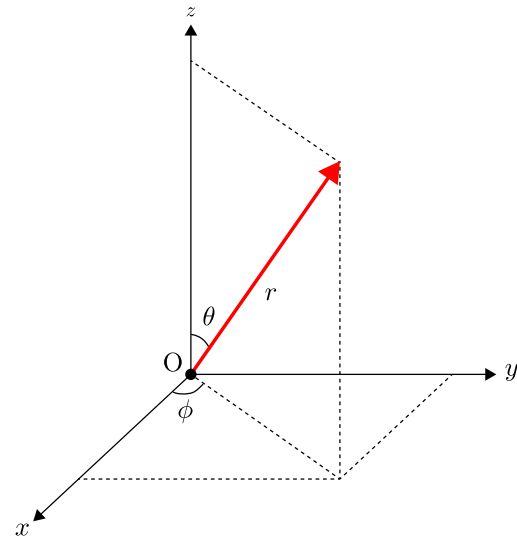


図 1.5 3次元極座標系

図1.4のように $xyz$ 直交座標系を設定した時、ベクトル $\mathbf{r}$ で表される位置を

$$\mathbf{r} = (x, y, z) \quad (1.7)$$

と書き表すことができる。この時の $x, y, z$ のことを $x$ 座標、 $y$ 座標、 $z$ 座標という。3つの軸の正の方向に向かう大きさ1のベクトルを $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ と書くことにすると、

$$\mathbf{e}_x = (1, 0, 0), \quad \mathbf{e}_y = (0, 1, 0), \quad \mathbf{e}_z = (0, 0, 1) \quad (1.8)$$

となり、これを使うと、

$$\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z \quad (1.9)$$

と位置を表現することができる。ここで一つ考えないといけない点がある。それは $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ の向きをどのように定めるかという点である。この後の1.3節では放物運動では左右方向に $x$ 軸、上下方向に $y$ 軸をとる。そして、正の向きを $x$ 軸は右向き、 $y$ 軸は上向きにとる。でも、空気抵抗を受けながら落下する運動を解析する際は $y$ 軸の正の方向は下向きとする。1章の最後には斜面上に座標系を設定する場合も紹介するが、その時は斜面に沿って斜め向きに $x$ 軸を定める。座標系の設定については問題を解きやすいように適切に定めるのが良く、今後様々な設定の方法が出てくるが、それはそう設定すると楽に議論できることが知られているからである。天下りの的かもしれないが、最初はそうするものだと思って読み進めるのが良い。1.7節では座標系の取り方で問題の難易度が大きく変わることを紹介する。

### 1.1.3 等加速度運動の公式

運動の解析の基礎は1次元での運動を把握することである。1次元の場合、速度  $v$  は  $v = \frac{dx}{dt}$  と書き表すことができる。加速度はこれをさらに時間  $t$  で微分して  $a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2}$  と表せる。

$$\begin{aligned}\Delta v = v(t) - v(0) &= \int_0^t \frac{dv(t')}{dt'} dt' = \int_0^t a(t') dt' \\ \therefore v(t) &= v(0) + \int_0^t a(t') dt'\end{aligned}\quad (1.10)$$

同様に考えると、次の式も成立する。

$$x(t) = x(0) + \int_0^t v(t') dt' \quad (1.11)$$

したがって、 $a(t) = a = \text{const.}$  ならば、教科書で必ず見かける「等加速度運動の式」が導ける。 $a_t = a$  のとき、式 (1.10) は

$$v(t) = v(0) + at \quad (1.12)$$

となる。これを使うと  $x(t)$  は

$$x(t) = x(0) + \int_0^t (v(0) + at') dt' = x(0) + v(0)t + \frac{1}{2}at^2 \quad (1.13)$$

となる。 $x(0) = x_0$  としている。式 (1.12) と式 (1.13) から  $t$  を消去すると、

$$\{v(t)\}^2 - \{v(0)\}^2 = 2a\{x(t) - x(0)\} \quad (1.14)$$

という関係式が得られる。ここではこんな変形で式 (1.14) を導いて見よう。式 (1.11) の両辺に  $a$  をかけて整理すると、

$$a\{x(t) - x(0)\} = \int_0^t a \cdot v(t') dt'$$

となる。 $a = \frac{dv(t)}{dt}$  であることと  $\frac{d}{dt}(v^2) = 2v \frac{dv}{dt}$  であることから、

$$a\{x(t) - x(0)\} = \int_0^t \left[ \frac{d}{dt'} \left( \frac{1}{2} \{v(t')\}^2 \right) \right] dt' = \frac{1}{2} (\{v(t)\}^2 - \{v(0)\}^2)$$

となる。この式変形はエネルギー保存則の導出でよく使われる。

#### 等加速度運動の式

$$v(t) = v(0) + at \quad (1.12)$$

$$x(t) = x(0) + v(0)t + \frac{1}{2}at^2 \quad (1.13)$$

$$\{v(t)\}^2 - \{v(0)\}^2 = 2a\{x(t) - x(0)\} \quad (1.14)$$

### 1.1.4 相対運動

電車にのっていると、上りの電車と下りの電車がすれ違うとき、上りの電車からみたとき、下りの電車が横を通過するスピードはとても速いように感じられる。これは、動いている観測者から見たときの運動 (相対運動) を検討することで理解できる。

観測者を A、観測する対象を B と記すことにしよう。A の位置  $\mathbf{r}_A$ 、B の位置  $\mathbf{r}_B$  に対して、速度や加速度がそれぞれ考えられる。A の速度  $\mathbf{v}_A$ 、B の速度  $\mathbf{v}_B$  は、

$$\mathbf{v}_A = \frac{d\mathbf{r}_A}{dt}, \quad \mathbf{v}_B = \frac{d\mathbf{r}_B}{dt}$$

であり、A の加速度  $\mathbf{a}_A$ 、B の加速度  $\mathbf{a}_B$  は、

$$\mathbf{a}_A = \frac{d\mathbf{v}_A}{dt}, \quad \mathbf{a}_B = \frac{d\mathbf{v}_B}{dt}$$

である。このとき、動いている A からみた物体の B の位置 (相対位置) は、 $\mathbf{r}_B - \mathbf{r}_A$  で与えられる。これを  $\mathbf{r}_{AB}$  と書くことにする。そして、この  $\mathbf{r}_{AB}$  の時間微分を相対速度として定義し、もう一度時間微分したものを相対加速度と定義する。つまり、

$$\mathbf{v}_{AB} = \mathbf{v}_B - \mathbf{v}_A \quad (1.15)$$

$$\mathbf{a}_{AB} = \mathbf{a}_B - \mathbf{a}_A \quad (1.16)$$

である。

さて、電車にのっていると、すれ違う電車の速度が早く感じるのは、相対速度の効果による。今、自分がのっている電車 A が 80km/h で進んでいるとして、80km/h で反対からくる電車 B とすれ違ったとする。電車 A と電車 B がすれ違う瞬間の運動を 1 次元的な運動とみなし、電車 A が進む方向を正の方向とすると、電車 A の速度は 80km/h で、電車 B の速度は -80km/h となるので、(A から B をみたときの) 相対速度  $v_{AB}$  は、 $-80 - 80 = -160$ km/h となる。つまり、電車 A にのっている人からは、電車 B が 160km/h の速さですれ違っているように見えるのである。だから、すれ違う電車の速度は早く感じるのである。

### 1.1.5 微分方程式の基礎 — 変数分離法 —

微分方程式に関する基本的な概念を把握するために理解すべきことはたくさんある。その全てを記そうとすると何百ページも必要になるので、ここでは高校物理で特に重要な定数分離法についてのみ紹介する。付録編では第 5 章で出てくる減衰振動・強制振動と関連のある 2 階の微分方程式について記している。

高校数学では「微分方程式」という概念は発展学習で少し出てくる程度である。でも、高校数学の知識だけで解が求められる微分方程式がある。それは「微分すると  $f(t)$  になる関数はどんな関数か？」という問題である。式で表すと次のようになる。

$$\frac{dx}{dt} = f(t) \quad (1.17)$$

このようにある関数とその導関数の関係式として記述される方程式のことを微分方程式 (differential equation) という。方程式と名前がついているので、解があるが、微分方程式の場合は関係式を満たす関数が解である。式 (1.17) の形の微分方程式は、 $f(t)$  の原始関数を  $F(t)$  とすれば、

$$x(t) = \int f(t) dt = F(t) + C \quad (C \text{ は任意定数}) \quad (1.18)$$

と一般解を求めることができる。

では、本節の本題である変数分離法を紹介する。次のように、微分の値が  $x$  だけの関数  $f(x)$  と  $y$  だけの関数  $g(y)$  の積の形で書かれている次のタイプの微分方程式は、変数分離型の微分方程式といわれる。

$$\frac{dy}{dx} = f(x)g(y) \quad (1.19)$$

このような微分方程式の解法は次のようになる。

- この微分方程式を  $g(y)$  でわり、 $x$  について積分すると、

$$\int \frac{1}{g(y)} \frac{dy}{dx} dx = \int f(x) dx \quad (1.20)$$

と書ける。左辺は数学3で登場する置換積分の形なので、

$$\int \frac{1}{g(y)} dy = \int f(x) dx \quad (1.21)$$

となる。

- 式 (1.21) の両辺を適当にいじってできるだけ簡単な形にする。

形式的には、式 (1.19) を  $\frac{1}{g(y)} dy = f(x) dx$  と変形してインテグラルをつけた結果と同じである。

**例 1.1** 微分方程式  $\frac{dy}{dx} = -2xy$  の一般解を求める。

微分方程式を  $\frac{dy}{y} = -2x dx$  と変形して  $\int$  をつけると、

$$\begin{aligned} \int \frac{1}{y} dy &= - \int 2x dx \\ \log |y| &= -x^2 + C \\ y &= \pm e^C e^{-x^2} = C' e^{-x^2} \end{aligned}$$

となる。ゆえに一般解は  $y = C e^{-x^2}$  である。

□

## 1.2 Newtonの3つの法則

### 1.2.1 質点の導入

物理の議論では、問題を解くうえで重要な性質だけを抽出して議論していく。特に力学では、物体の形状や大きさを見捨ててある1つの点に代表させ、その点に必要な情報を持たせる。このとき、物体が持つ質量をその1つの点に代表させる。そのため、この代表点のことを質点という。物体の特徴をいくつかの点に代表させることは、テレビで出てくる kinect による運動動作解析の研究の方がイメージを持てるかもしれない。(図 1.6)

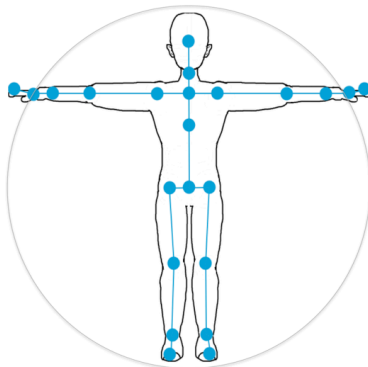


図 1.6 kinect による動作解析のイメージ (<http://www.grcn-behavioranalysis.com> より)



質点で議論すること自体が一種の近似となる。実際の物体は大きさを持つが、質点は「点」なので大きさを持たない。質点に全情報を集約させるかどうかはどのような運動を議論するかによる。高校物理では物体が回転したり変形したりすることは考えないため、質点として考えることに問題はない。運動の動作は腕の曲げ伸ばし、足の屈曲といった回転と変形を伴うので、図 1.6 のように複数の点を用いて記述するのが適切である。

さて、「点」として考えることができる状況はどのようなものか？このような状況は 2 つある。

- 電子や陽子など元々大きさが非常に小さい物体の運動を考える時。<sup>(1)</sup>
- 物体の大きさが物体の運動領域に比べて十分小さい時。

古典力学では特に後者の場合を議論の対象にする。第 6 章では天体の運動について紹介するが、これは太陽系という非常に広い空間では半径 6371 km の地球も点にしか見えないため、質点として取り扱うことで古典力学の議論が利用できる。この他にも、第 7 章では剛体の運動を紹介するが、ここでは物体を質点の集合体とみなして簡単ではあるが物体の回転について議論する。第 7 章でも記すが、物体の重心の並進運動は、その物体の全質量と等しい質量を持つ質点の運動と等価であることが示される。このようなことから、質点の運動を解析する手法を理解することは非常に重要である。

### 1.2.2 Newton の 3 つの法則

高校物理で扱う力学は「古典力学」と呼ばれる。古典力学はアイザック・ニュートンによって発見された 3 つの基本原則がベースにある。3 つの基本原則は、物理現象を考える際に、常に出発点にとるべき基本法則であり、この法則が成立することを認めないと先に進めない原理である。今のところ、この 3 つの基本原則に反する現象が見つかっていないことから、この 3 つの基本原則の正当性は保証されている。

3 つの基本原則は**慣性の法則**、**運動方程式**、**作用・反作用の法則**であり、それぞれ Newton の第一法則、第二法則、第三法則と呼ばれる。

#### (1) 慣性の法則

全ての質点は、それに力が加えられず運動状態が変化させられない限り、静止または等速直線運動を続ける。言い換えると、物体の運動状態(速度や向き)を変えるには力を加えなければならない。

#### (2) 運動方程式

$p = mv$  により定義される運動量の時間変化は、加えられた力の方向にそって起こる。この時、

$$\frac{dp}{dt} = F \quad (1.22)$$

の関係がある。特に  $m$  が一定の場合、

$$\frac{dp}{dt} = m \frac{dv}{dt} = ma = F \quad (1.23)$$

となる。この  $ma = F$  は**運動方程式**と呼ばれている。

#### (3) 作用・反作用の法則

2 つの物体 A, B について、A が B に力を働かせると、B から A に、

(1) 同じ作用線上、(2) 大きさが等しい、(3) 向きが反対

の力が働く。

<sup>(1)</sup>電子や陽子などの運動を考える時は**量子力学**を利用するのが適切である。このスケールになると粒子性だけでなく、波動性も考慮する必要があることが知られている。

### 1.2.3 慣性の法則の裏の意味

慣性の法則の主張を再度記す。

全ての質点は、それに力が加えられず運動状態が変化させられない限り、静止または等速直線運動を続ける。言い換えると、物体の運動状態 (速度や向き) を変えるには力を加えなければならない。

でも、この主張は運動方程式において、力  $\mathbf{F}$  が  $\mathbf{0}$  のときは、加速度が  $\mathbf{0}$  となることを考えると、自明のことのように思える。では、そうなのに「慣性の法則」があるのはなぜか。加速度はどのような座標系で見ているかによって値が変わる (このことは、第4章の慣性力など関係がある)。座標系によっては、力  $\mathbf{F}$  が  $\mathbf{0}$  なのに、加速度が  $\mathbf{0}$  とならない場合がある。慣性の法則は、この宇宙には必ず「力  $\mathbf{F}$  が  $\mathbf{0}$  のときは、加速度が  $\mathbf{0}$  となる」座標系が存在することを慣性の法則は主張しているのである。

## 1.3 運動方程式を解く (1) — 放物運動と空気抵抗を受ける運動 —

### 1.3.1 運動方程式の解き方

物体の運動を解析する際は運動方程式を立てることから始まる。大学受験では微分方程式を解くことによる解析が範囲外であるため、いきなり「エネルギー保存則」や「運動量保存則」を立式する手法が参考書にのっているが、この保存則は第2章以降で紹介するが、運動方程式から得ることができる。基本的な物体の運動の解析方法は以下ようになる。

#### 運動方程式の解き方

- (1) 物体に働く力を把握する。
- (2) 運動方程式  $m\mathbf{a} = \mathbf{F}$  を立てる。これは位置  $\mathbf{r}$  に関する微分方程式である。
- (3) 系の特徴をもとに制約条件 (束縛条件) を立式して、これをもとに運動方程式を解きやすくする。あるいは、エネルギー保存則や運動量保存則の式に変形する。
- (4) 実際に運動方程式を解く。あるいは各種保存則を利用して所望の量を得る。

### 1.3.2 放物運動 (斜方投射)

ここでは、非常に簡単に解析できる運動の一例である放物運動を運動方程式を解くことで解析しよう。原点  $O(0,0)$  に小物体をおき、時刻  $t=0$  に  $x$  軸と角  $\theta$  をなす方向に初速  $\mathbf{v}_0 = (v_0 \cos \theta, v_0 \sin \theta)$  を加える。このあと、小物体がどのような運動をするか考える。ただし、小物体には  $y$  軸負方向に重力が働く以外には何の力も働かないとし、空気抵抗は無視できるとする。また、重力加速度の大きさを  $g$  とする。

$x$  方向、 $y$  方向についてそれぞれ以下の運動方程式が成立する。

$$ma_x = 0 \quad (1.24a)$$

$$ma_y = -mg \quad (1.24b)$$

これより、 $a_x = 0$ ,  $a_y = -g$  なので、時刻  $t$  における速度  $\mathbf{v} = (v_x, v_y)$  は

$$v_x = v_0 \cos \theta \quad (1.25a)$$

$$v_y = v_0 \sin \theta - gt \quad (1.25b)$$

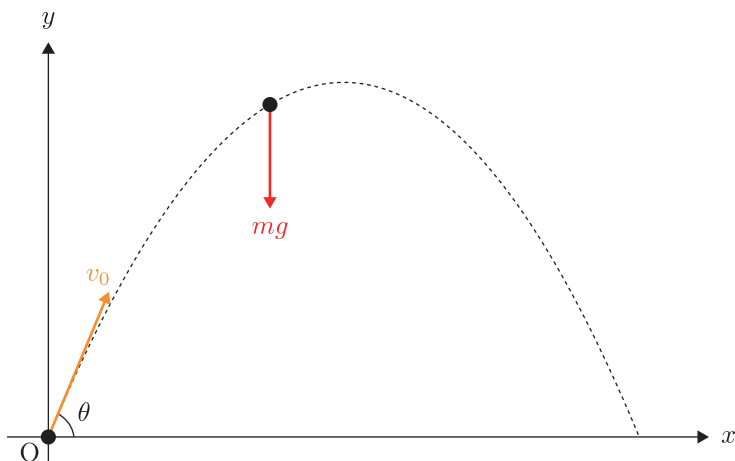


図 1.7 放物運動 (斜方投射) のイメージ

となる。また、時刻  $t$  における位置  $\mathbf{r} = (x, y)$  は

$$x = (v_0 \cos \theta)t \quad (1.26a)$$

$$y = (v_0 \sin \theta)t - \frac{1}{2}gt^2 \quad (1.26b)$$

と書ける。上の 2 つの式から  $t$  を消去すると、

$$\begin{aligned} y &= (\tan \theta)x - \frac{g}{2(v_0 \cos \theta)^2}x^2 \\ &= -\frac{g}{2(v_0 \cos \theta)^2} \left( x - \frac{v_0^2 \sin \theta \cos \theta}{g} \right)^2 + \frac{(v_0 \sin \theta)^2}{2g} \end{aligned} \quad (1.27)$$

$$= -\frac{g}{2(v_0 \cos \theta)^2} \left( x - \frac{v_0^2 \sin 2\theta}{2g} \right)^2 + \frac{(v_0 \sin \theta)^2}{2g} \quad (1.28)$$

と小物体の描く軌道の方程式が得られて、放物線を描くことがわかる。

これより、 $y$  座標の最大値は  $y_{\max} = \frac{(v_0 \sin \theta)^2}{2g}$  である。この時の時刻  $t$  は、 $t = \frac{x}{v_0 \cos \theta} = \frac{v_0 \sin \theta}{g}$  で、

$$v_y = v_0 \sin \theta - g \cdot \frac{v_0 \sin \theta}{g} = 0$$

である。つまり、放物線軌道の頂点では  $y$  方向の速度  $v_y = 0$  である。これは、 $y(t)$  が極大となるためには  $\dot{y} = v_y = 0$  を満たすことが必要であるという数学的な要請もしっかり満たしている。

### 1.3.3 空気抵抗を受ける落体の運動

空気抵抗を受ける運動を、数学的に解析するのは、高校物理の範囲外である。その理由の 1 つに解析の際に微分方程式を解かなければならないことがあげられる。現在の数学 3 では、発展課題として微分方程式が取り上げられている。微分方程式についての数学的な厳密さについての議論は放っておいて、ただこうすれば良いという方法にのっとって解くだけなら、高校で習う数学のレベルでもできる。では、実際に空気抵抗を受ける落体の運動を考える。今回は空気抵抗の大きさが速度に比例する場合<sup>(2)</sup>を考える。

<sup>(2)</sup>速度に比例する抵抗を粘性抵抗という。速度の 2 乗に比例する抵抗を慣性抵抗という。速度の 2 乗、3 乗、 $\dots$ 、 $n$  乗に比例する場合は、関数の形が変わるだけで微分方程式の解き方は基本的に同じである。

$t = 0$  の時、原点から静かに質量  $m$  の球を放したとしよう。鉛直下向きを正として  $y$  軸をとる。位置  $y$  における速度を  $v$  として、運動方程式を立てると、以下のようになる。

$$m \frac{dv}{dt} = mg - kv \quad (1.29)$$

後は、型通りの変形 (変数分離法) をする。

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= g - \frac{k}{m}v = -\frac{k}{m} \left( v - \frac{mg}{k} \right) \\ \int \frac{dv}{\frac{mg}{k} - v} &= \int \frac{k}{m} dt \\ -\log \left| \frac{mg}{k} - v \right| &= -\frac{k}{m}t + C \quad (C \text{ は積分定数}) \end{aligned}$$

$t = 0$  の時、 $v = 0$  であり、徐々に加速していくことから、 $v < \frac{mg}{k}$  の時のみを考える。すると、定数  $A > 0$  を用いて、

$$\frac{mg}{k} - v = A \exp \left( -\frac{k}{m}t \right)$$

と書ける。初期条件 ( $t = 0$  の時、 $v = 0$ ) より、 $A = \frac{mg}{k}$  と決まるから、

$$v = \frac{mg}{k} \left\{ 1 - \exp \left( -\frac{k}{m}t \right) \right\} \quad (1.30)$$

と  $v(t)$  を求めることができる。 $y(t)$  については、これを積分することで求まる。 $y(0) = 0$  なので、以下のようになる。

$$y(t) = \int_0^t v(t) dt = \frac{mg}{k} \left\{ t + \frac{m}{k} \exp \left( -\frac{k}{m}t \right) \right\} - \frac{mg}{k} \frac{m}{k}$$

さて、 $t \rightarrow \infty$  の極限を考えると、 $v \rightarrow \frac{mg}{k}$  であるが、この極限值は、運動方程式の右辺を  $mg - kv = 0$  とした時の  $v$  の値である。つまり、 $t \rightarrow \infty$  のとき、**重力と空気抵抗がつり合う**。この  $\lim_{t \rightarrow \infty} v(t) = \frac{mg}{k}$  のことを**終端速度**という。

速度  $v(t)$  と時間  $t$  の関係を図示すると、以下のようになる。

### 1.3.4 モンキーハンティングと相対運動

#### 問題 1

図のように水平方向に  $x$  軸、鉛直方向に  $y$  軸をとる。時刻  $t = 0$  に原点  $O$  から小球  $P$  を速さ  $v_0$  で  $x$  軸から  $\theta$  の角度に投げ出す。これと同時に点  $(a, b)$  から小球  $Q$  を自由落下させる。運動は  $xy$  平面内で起こるものとし、重力加速度の大きさを  $g$  とする。

- (1) 時刻  $t$  における  $P$  と  $Q$  の  $y$  座標  $y_P, y_Q$  を求めよ。
- (2)  $P$  を投げ出す角度  $\theta$  がある値の時、 $v_0$  の値によらず  $P$  と  $Q$  は衝突する。その時の  $\tan \theta$  の値を求めよ。
- (3)  $x$  軸の上側 ( $y \geq 0$ ) で衝突が起こるために必要な  $v_0$  に対する条件を求めよ。
- (4) 小球  $P$  が投げ出されてから衝突するまでの時間を求めよ。ただし、解答に  $\theta$  を用いてはならない。

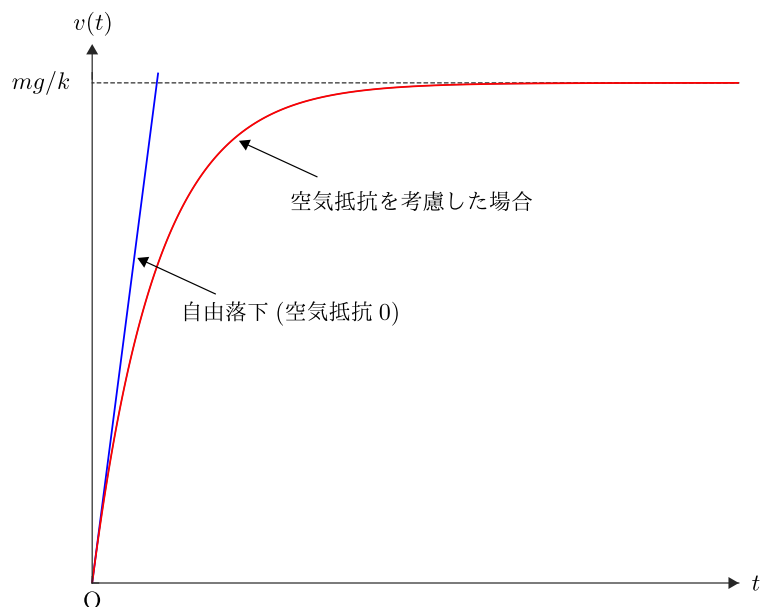


図 1.8 空気抵抗を受ける落体の運動 —  $v(t)$  と  $t$  の関係 —

**解答**

(1) 小球 P の運動は 1.3.1 節でも紹介した放物運動であるから、

$$y_P = (v_0 \sin \theta)t - \frac{1}{2}gt^2$$

である。一方、小球 Q の運動は初速度 0 で、 $y$  方向の加速度が  $-g$  の落下運動なので、

$$y_Q = b - \frac{1}{2}gt^2 \quad (1.31)$$

となる。

(2) P と Q が衝突するとき、 $y_P = y_Q$  が成立する。 $y_P = y_Q$  より、

$$v_0 \sin \theta \cdot t = b \quad (1.32)$$

## 1.4 運動方程式を解く(2) — 糸の張力と束縛条件 —

この Section では、大学入試の問題文には必ず記載されているがほとんど意識しない「糸の質量を無視する」という記述の意味や束縛条件について考えていく。まず、1.4.1 では「糸の重さを無視する」という Phrase の役割を考える。その後、実際に糸が関わってくる問題を解く。その問題を通して、「糸の質量を無視する」という記述がどう関わってくるかを理解していく。合わせて、束縛条件や相対的な運動など入試問題で出てくるとウザいことにも踏み込んでいく。

### 1.4.1 糸の質量を無視するという記述の意味

ここでは山本義隆先生の「物理入門」でも紹介されているこのような系を考える。

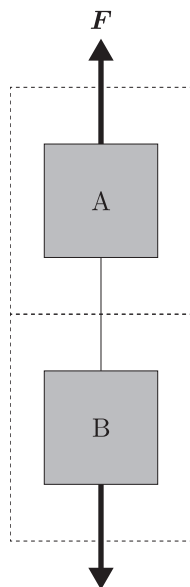


図 1.9

物体 A(質量  $m_A$ ) と物体 B(質量  $m_B$ ) を糸でつなぎ、A に大きさ  $F$  の力をかけて上に引き上げる。糸は一樣な糸とし、糸全体の質量は  $M$  とする。この時、糸を上下に  $x : (1-x)$  に内分する点における糸の張力  $T(x)$  を求める。

内分点より上側の質量は  $m_A + xM$ 、下側の質量は  $m_B + (1-x)M$  である。2つの物体と糸は繋がれているので加速度は同一であるから、その加速度の大きさを  $a$  (上向きを正) とおくと、

$$(m_A + xM)a = F - (m_A + xM)g - T(x) \quad (1.33)$$

$$(m_B + (1-x)M)a = T(x) - (m_B + (1-x)M)g \quad (1.34)$$

辺々加えると、

$$\begin{aligned} (m_A + m_B + M)a &= F - (m_A + m_B + M)g \\ a &= \frac{F}{m_A + m_B + M} - g \end{aligned} \quad (1.35)$$

よって、 $T(x)$  は、

$$\begin{aligned} T(x) &= (m_B + (1-x)M)(a + g) \\ &= \frac{m_B + (1-x)M}{m_A + m_B + M} F \end{aligned} \quad (1.36)$$

したがって、 $M \rightarrow 0$  の極限をとると

$$\lim_{M \rightarrow 0} T(x) = \frac{m_B}{m_A + m_B} F$$

となり、 $x$  に依存しない。つまり、糸の重さを無視できる時、糸のどの位置の張力も等しい。

### 1.4.2 演習問題

#### 問題 2

図 1.10 に示すように、質量  $M$  のおもり A と、質量  $3M$  のおもり B を糸 1 で結び、滑らかな滑車 P にかける。さらに、この滑車 P とおもり C を糸 2 で結び、天井から吊ってある滑らかな滑車 Q にかける。滑車と糸の重さは無視し、重力加速度の大きさを  $g$  とする。

- (1) まず、おもり C の質量をある値にして、全体を静かに放した。すると、おもり C は静止し続けた。
  - (a) 糸 1 の張力とおもり A の加速度の大きさを求めよ。
  - (b) この時のおもり C の質量を求めよ。
- (2) C の質量を  $4M$  にして、全体を静かに放した。すると、A と B の質量の和が等しいにもかかわらず、C は動き始めた。
  - (a) おもり C の加速度の大きさと糸 1 の張力、天井にかかる力を求めよ。
  - (b) おもり A とおもり B は、はじめ、天井からの距離  $h$  の同じ高さに、おもり C は、天井からの距離  $d$  の高さにあったとする。この A と B の高さの差が  $l$  になる時、A と C の天井からの距離を求めよ。

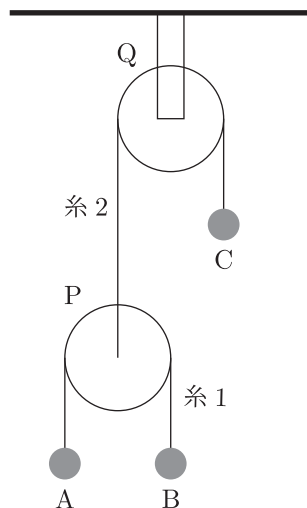


図 1.10

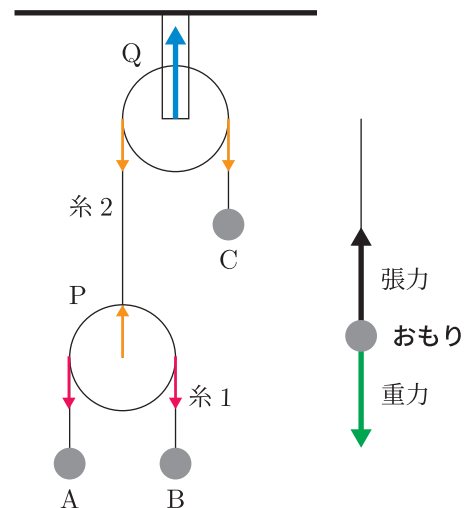


図 1.11

解答

(1)-(a)

(1)-(b)

力学の問題を解く時は、力がどのように働いているかを図示することが大切である。今回の場合、図 1.11 のようになる。力を図示できたら各物体について運動方程式や力のつり合いの式を書くことができる。糸 1 に働く張力を  $T_1$ 、糸 2 に働く張力を  $T_2$  とする。また、おもり A、おもり B の加速度をそれぞれ  $a$ 、 $b$  とし、加速度の正の方向は A については鉛直上向き、B については鉛直下向きとする。さらに、おもり C の質量を  $M_c$  とする。すると、3 つのおもりについては以下の式が成立する。

$$Ma = T_1 - Mg \quad (1.37a)$$

$$3Mb = 3Mg - T_1 \quad (1.37b)$$

$$0 = T_2 - M_cg \quad (1.37c)$$

これだけでは今回求めたい  $a$  と  $T_1$  を求めることはできない。これは 5 つの変数  $a$ 、 $b$ 、 $T_1$ 、 $T_2$ 、 $M_c$  に対して、関係式が 3 つしかないからである。このような時は見逃している部分がある。今回の場合、見逃しているのは滑車 P である。おもりについては注意するけれど、滑車については見逃すことが多いので注意する必要がある。

「滑車の質量を無視できる」ということは運動方程式の質量の部分が 0 になるので、滑車については力のつりあいの式を書くことができる。

$$0 = T_2 - 2T_1 \quad (1.38)$$

これで関係式が 1 つ増えたが、まだ 1 つ足りないのでこの連立方程式を解くことはできない<sup>(2)</sup>。そこで、もう 1 つ式が必要である。そのもう 1 つの式が拘束条件や束縛条件というものである<sup>(3)</sup>。「束縛条件」は、系の特徴を表す式である。今回の場合、糸の全長が一定であるということが「束縛条件」である。糸の全長が一定なので、

- C が固定されていて動かないなら、P も動かない。
- P が動かないので、A が  $x$  上昇すると、B は  $x$  下降する。

そのため、A と B の加速度は同じである。式で書くと、

$$a = b \quad (1.39)$$

となる。

式 (1.38) と式 (1.39) の 2 つの式を利用すると、今回の場合、 $b$  と  $T_2$  を消去することができる。

$$Ma = T_1 - Mg$$

$$3Ma = 3Mg - T_1$$

$$0 = 2T_1 - M_cg$$

以上より、 $\boxed{a = \frac{g}{2}, T_1 = \frac{3}{2}Mg, M_c = 3M}$  と求められる。

## (2)-(a)

おもり C は上下どちらの方向に動くか。今回は下向きに動くと仮定しよう。(1) と同様に滑車 P に働く力はつり合う。

$$0 = T_2 - 2T_1 \quad (1.38)$$

<sup>(2)</sup>厳密にいうなら「解が一意に定まらない」が正しい。このとき、連立方程式の解は無数に存在することが知られている。これ自体は数学的には問題ない。(大学の線形代数学の授業では、行列の rank 落ちと関係があることを習う。)ただ、これは物理的に意味がない。加速度が任意であるなら、加速度がとてつもなく大きいということもありうる。しかし、そんなことは実際には起きないことは明らかだ。連立方程式の解が一意に定まった時の、その解に私たちは興味があるのである。

<sup>(3)</sup>私は「束縛条件」派なので、この **T<sub>E</sub>X** ノートでは、「束縛条件」と統一する。



3つのおもりの運動方程式を立てる。それぞれの加速度を  $a, b, c$  とし、A と B については正の方向を (1) と同じにする。C については、今、下向きに動くと仮定したので、鉛直下向きを正とする。すると、3つのおもりの運動方程式は、以下のようになる。

$$Ma = T_1 - Mg \quad (1.40a)$$

$$3Mb = 3Mg - T_1 \quad (1.40b)$$

$$4Mc = 4Mg - 2T_1 \quad (1.40c)$$

( $T_2 = 2T_1$  であることを用いた。)

変数は  $a, b, c, T_1$  と 4つあるのに、式は 3つなので束縛条件を考える。今回の場合、滑車も動くので少し厄介である。微小時間  $\Delta t$  の間に、おもり C が下に  $\Delta C$  動くと、滑車 P は上に  $\Delta C$  動く。 $\Delta t$  の間に、おもり A が  $\Delta A$  上昇し、おもり B が  $\Delta B$  下降したとする。おもり A の変位のうち、糸 1 の長さの変化による上昇量は、 $\Delta A - \Delta C$  である。また、おもり B の変位のうち、糸 2 の長さの変化による下降量は、 $\Delta B + \Delta C$  である。糸の全長は一定なので、この 2つの量は等しい。

$$\Delta A - \Delta C = \Delta B + \Delta C \quad (1.41)$$

これより、 $a, b, c$  が満たす関係式は以下のようになる<sup>(4)</sup>。

$$a - c = b + c \quad \Longleftrightarrow \quad 2c = a - b \quad (1.42)$$

式 (1.42) を式 (1.40c) に代入して両辺を 2 で割ると、以下のようになる。

$$Ma = T_1 - Mg$$

$$3Mb = 3Mg - T_1$$

$$M(a - b) = 2Mg - T_1$$

これより、 $a, b, c, T_1$  は次のように求められる。

$$a = \frac{5}{7}g, \quad b = \frac{3}{7}g, \quad c = \frac{1}{7}g, \quad T_1 = \frac{12}{7}Mg$$

また、天井にかかる張力は滑車 Q の力のつり合いより  $2T_2 = 4T_1 = \frac{48}{7}Mg$  である。

### (2)-(b)

等加速度運動では、初期位置からの変位は、初速度が 0 のとき、加速度と時間の 2 乗に比例する<sup>(5)</sup>ので、時間が固定されているときは、加速度に比例する。A の上昇量と B の下降量の和が  $l$  で、A と B の加速度の比が 5 : 3 なので、 $l$  のうち、A の上昇量は  $\frac{5}{8}l$ 、B の下降量は  $\frac{3}{8}l$  である。また、B と C の加速度の比は 3 : 1 なので、C の下降量は  $\frac{1}{8}l$  である。ゆえに、A の天井からの距離は  $h - \frac{5}{8}l$ 、C の天井からの距離は  $d + \frac{1}{8}l$  である。□

<sup>(4)</sup>式 (1.41) の関係から加速度  $a, b, c$  が満たさなければならない条件を考えるときは、ある時間  $\Delta t$  の間の変位を考えればよい。

$$\Delta A = \frac{1}{2}a(\Delta t)^2 \quad \Delta B = \frac{1}{2}b(\Delta t)^2 \quad \Delta C = \frac{1}{2}c(\Delta t)^2$$

この 3 式を、式 (1.41) に代入して整理すると、式 (1.42) の関係が得られる。

<sup>(5)</sup>1.1.3 「等加速度運動の公式」の式 (1.13) を参照。

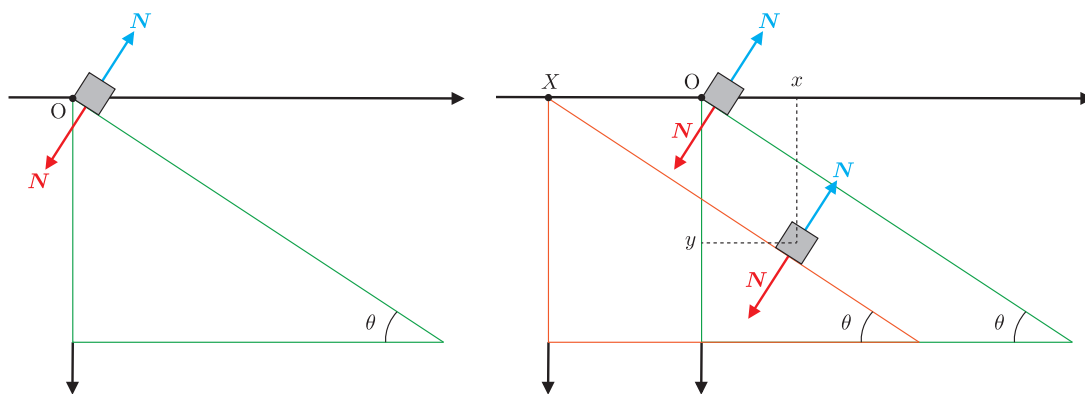
### 1.4.3 演習問題（続き）：相対運動の視点の導入

前の subsection で考えた「問題2」の(2)では滑車 P も動くことにより問題が難しくなった。最後に束縛条件について議論する。滑車 P が動かない状況だったら、問題は簡単である。「滑車 P が動かない」ようにすることはできないが、見方を変えることで滑車 P が止まっているように見えるようにすることはできる。この視点は4章で扱う慣性力と関係がある。

さて、滑車が止まっているように見えるのはどのようなときか？これは滑車と同じ加速度で動くときである。一番簡単なのは、滑車上に観測者がいれば、観測者は滑車と同じ加速度で動く。

## 1.5 運動方程式を解く(3) — 斜面上の物体の運動 —

束縛条件についてももう少し考える。斜面が固定されていないとき、斜面の一番上から物体が滑り落ちると、三角形の台と物体はどのような運動をするか。以下のように  $x-y$  座標を定める ( $x$  方向は右向き。 $y$  方向は下向き。)。  $m, M$  をそれぞれ小物体と台の質量とし、  $a_x, a_y$  を小物体の  $x$  方向、  $y$  方向の加速度、  $A$  を台の  $x$  方向の加速度とする。



(運動方程式)

$$\begin{cases} ma_x = N \sin \theta \\ ma_y = mg - N \cos \theta \\ MA = -N \sin \theta \end{cases} \quad (1.43)$$

(小物体が台から垂直抗力を受けるので、台はその反作用を受けることに注意。)

でも、変数が  $a_x, a_y, A, N$  の4つなので、この連立方程式は解けない。そこで、束縛条件を考える。上の図より次の関係が成り立つ。

$$y = (x - X) \tan \theta \quad (1.44)$$

両辺を時間で2回微分すると、

$$a_y = (a_x - A) \tan \theta \quad (1.45)$$

よって、式(1.43)で表される3つの運動方程式を、それぞれ  $a_x, a_y, A$  について解き、束縛条件(1.45)に代入すると、

$$g - \frac{N}{m} \cos \theta = \left( \frac{N}{m} \sin \theta + \frac{N}{M} \sin \theta \right) \tan \theta$$

$$\begin{aligned}
g &= \frac{N}{m} \cos \theta + N \left( \frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right) \sin \theta \tan \theta \\
&= \dots \\
&= \frac{N}{m \cos \theta} \left( \frac{M + m \sin^2 \theta}{M} \right)
\end{aligned}$$

ゆえに、垂直抗力  $N$  は、

$$N = mg \cos \theta \cdot \frac{M}{M + m \sin^2 \theta} \quad (1.46)$$

すると、 $a_x$ ,  $a_y$ ,  $A$  は、(1.43) を使って求められる。

$$a_x = \frac{N \sin \theta}{m} = g \sin \theta \cos \theta \cdot \frac{M}{M + m \sin^2 \theta} \quad (1.47)$$

$$a_y = g - \frac{N \cos \theta}{m} = g \left( 1 - \cos^2 \theta \cdot \frac{M}{M + m \sin^2 \theta} \right) = \frac{(M + m) \sin^2 \theta}{M + m \sin^2 \theta} g \quad (1.48)$$

$$A = -\frac{N \sin \theta}{M} = -g \sin \theta \cos \theta \cdot \frac{m}{M + m \sin^2 \theta} \quad (1.49)$$

## 1.6 摩擦力を受ける運動

この section を初めて作成する時には平昌オリンピックが行われていた。冬のオリンピックの種目では、床面との摩擦や風の強さ、斜面の角度などの環境条件を選手は考慮して、少しでも記録を伸ばそうとしている。この section では摩擦力の取り扱い方について考える。垂直抗力とは何か。摩擦力とは何か。摩擦力といえば、とりあえず  $\mu N$  として良いのか。

### 1.6.1 摩擦力とは何か？

地球上にある物体には、「地球と物体の間に」重力が働く。それ以外にも様々な力が働く。物体が複数あると、その物体間に静電気力が働く。もし複数の物体がバネや糸でつながっていたら、バネの弾性力や張力が働く。そして、普通、物体は床上に存在するので、床を押し、反作用で押し返される (作用・反作用)。

特に接触した 2 物体の間に働く摩擦力は、物質の素材や組成だけでなく温度や湿度などの様々な要因により定まる力であり、正確に取り扱うのは非常に困難である。摩擦力に関する理論は実験的な事実に基づく経験則から構成されている。

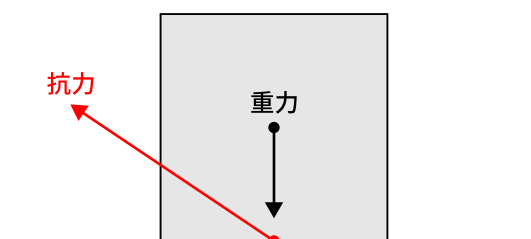


図 1.12 抗力とは？

2つの物体が接触しているとき、互いに押し合う向きの力が働く。この力を**抗力**という。物体が床面のの上にあると、床面から力（抗力）を受ける。その力の向きは、はっきりと「床面に対して垂直な方向」と決まっているわけではない。ただ、つりあいを保つように、神様が望むように決まる。床面から受ける抗力は、床面に垂直な方向の成分と床面に対して平行な方向の成分の2つに分解して考えることができる。それぞれを**垂直抗力**、**摩擦力**という。

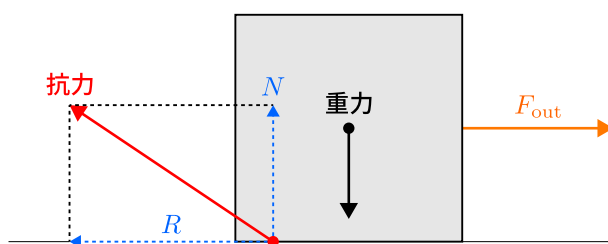


図 1.13 垂直抗力と摩擦力

$N$  を垂直抗力、 $R$  を摩擦力とすると、 $N$  と  $R$  の関係は図 1.13 のようになる。さて、上のような物体を右側に動かそうとして、右向きに力  $F_{\text{out}}$  を加える。紐をつけて引っ張るのだろうか。右向きの力が小さかったら、物体は動かないことは経験的にわかる。動き出すのを妨げるように摩擦力  $R$  が働くからである。この静止している物体が動き出すのを妨げるように働く摩擦力を**静止摩擦力**という。

物体が静止している状態から、 $F_{\text{out}}$  を大きくしていったときの左右方向のつりあいの式<sup>(6)</sup>をかくと、

$$0 = F_{\text{out}} - R \quad (1.50)$$

<sup>(6)</sup>力のつりあいの式は、加速度  $a = 0$  の時の運動方程式のことである。つまり、つりあいの式は運動方程式の特別な場合ということであり、別々のものとして考える必要はない。でも、私は、運動もしていないのに「運動方程式」と書くのは変な気がする。そのため、私は「つりあいの式」と書く。

となり、これより、 $R = F_{\text{out}}$  であることがわかる。この式から、 $F_{\text{out}}$  が大きくなると、 $R$  も大きくなる。でも、経験的に  $F_{\text{out}}$  が大きくなると、つりあいが崩れることもわかっている。 $R$  には最大値があることがわかる。この静止摩擦力の最大値を**最大摩擦力**といい、ここでは  $R_{\text{max}}$  と書くことにする。また、 $R = R_{\text{max}}$  の時の外力を  $F_{\text{out}} = F_0$  とする。すると、外力  $F_{\text{out}}$  と摩擦力  $R$  の関係は以下ようになる。

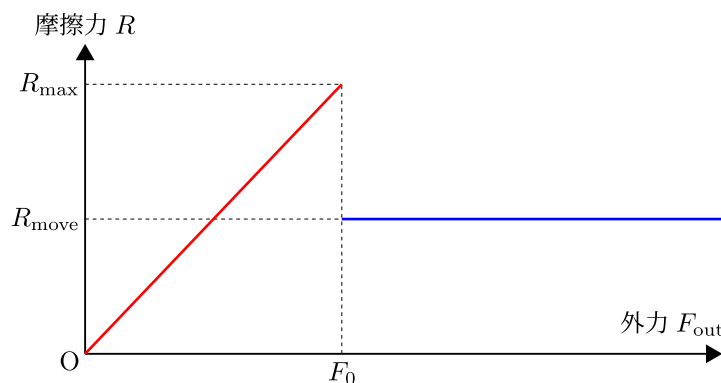


図 1.14 外力  $F_{\text{out}}$  と摩擦力  $R$  の関係

動いている物体にも摩擦力が働く。自動車を考えてみれば明らかだが、アクセルを踏み続けないと減速する。動いている物体に働く摩擦力は物体の動きを妨げる向きに働き、これを**動摩擦力**という。動摩擦力は物体の速度や物体に働く外力に依らず一定であることが実験事実として確認されている。上の図 1.14 において、外力が  $F_{\text{out}} = F_0$  となると、物体は動き出すが、このときに物体に働く摩擦力は一定値  $R_{\text{move}}$  となる。この  $R_{\text{move}}$  は最大摩擦力  $R_{\text{max}}$  より小さい。

### 1.6.2 摩擦力と垂直抗力

摩擦力  $R$  と垂直抗力  $N$  は、物体に働く抗力の垂直成分と床面に平行な成分の 2 つなのだから、全く関係がないわけではない。特に、最大摩擦力  $R_{\text{max}}$  と垂直抗力  $N$  を結びつけるパラメーター  $\mu_0$  と、動摩擦力  $R_{\text{move}}$  と垂直抗力  $N$  を結びつけるパラメーター  $\mu'$  が重要である。実験事実として、最大摩擦力と動摩擦力が垂直抗力に比例することが知られている。

#### 抗力と垂直抗力の関係

静止摩擦力や動摩擦力、垂直抗力をつなぐパラメーターを以下のように定める。

$$R_{\text{max}} = \mu_0 N \quad (1.51)$$

$$R_{\text{move}} = \mu' N \quad (1.52)$$

このとき、 $\mu_0$  を**静止摩擦係数**といい、 $\mu'$  を**動摩擦係数**という。

式 (1.51) については注意を要する。最大摩擦力  $R_{\text{max}}$  については垂直抗力  $N$  と比例することが知られているが、静止摩擦力が最大摩擦力と等しくないときは垂直抗力とは比例しない。問題を解く際、静止摩擦力  $= \mu_0 N$  と書くと、間違いになることはしっかり覚えておいてほしい。

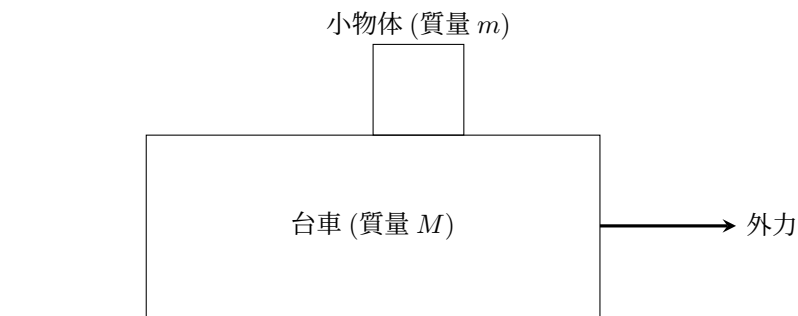
### 1.6.3 運動方程式を解く (4) — 摩擦力の影響 —

大学入試問題では、摩擦力が入ってくるだけで非常に厄介になる。ここでは、摩擦力も考慮しなければならない場合の一例として以下の問題を考える。

## 問題 3

図に示すように、滑らかで水平な床に置かれた質量  $M$  の台車の上に、質量  $m$  の小物体が置かれている。台車の右端には質量の無視できる紐が取り付けられている。速度や加速度、力は全て図の右向きを正とする。また、重力加速度は  $g$  とする。

- (A) 最初に台車と小物体の間に摩擦がない場合を考える。台車の紐を水平右向きにひき、台車に  $F_0$  の力を加えた。台車の床に対する加速度を求めよ。
- (B) 次に台車と小物体の間に摩擦がある場合を考える。台車と小物体の静止摩擦係数を  $\mu_0$ 、動摩擦係数を  $\mu_1$  とする。
- (1) 台車の紐を水平方向右向きにひき、台車に  $F_1$  の力を加えたところ、小物体は台車の上を滑ることなく、台車と一体となって動いた。この時、床に対する加速度を求めよ。
  - (2) 台車を水平方向右向きに引っ張る力を  $F_2$  まで増していったところ、小物体は台車上を滑り始めた。 $\mu_0$  の値を求めよ。
  - (3)  $F_2$  に比べ十分大きい水平方向右向きの力  $F_3$  を台車に  $t = 0$  から  $t = t_0$  まで加えた。ただし、台車と小物体は時刻  $t = 0$  で静止していたとし、以下では速度や加速度は床に固定された座標で考えることにする。また台車は十分に長く、小物体が台車から落ちないものとする。
    - (3-1) 力  $F_3$  が台車に作用している間 ( $0 \leq t \leq t_0$ ) の台車と小物体の加速度を求めよ。
    - (3-2) 力  $F_3$  が働かなくなる瞬間  $t = t_0$  における台車の速度  $V_0$  と小物体の速度  $w_0$  を求めよ。
    - (3-3) 力  $F_3$  が働かなくなった直後の台車の加速度を求めよ。
    - (3-4)  $t = t_0$  からある時間が経過して  $t = t_1$  になった時、台車は等速度運動を始めた。 $t_1$  を求めよ。 $(V_0, w_0)$  を用いてよい。)
    - (3-5)  $t \geq t_1$  における台車の一定速度  $V_1$  を求めよ。 $(V_0, w_0)$  を用いてよい。)



(A)

小物体には力は働かないので、(静止系から見た) 小物体の位置は変わらない。  
台車の運動方程式は、加速度を  $a_0$  とすると、

$$Ma_0 = F_0 \quad \Leftrightarrow \quad a_0 = \frac{F_0}{M}$$

(B)-(1)

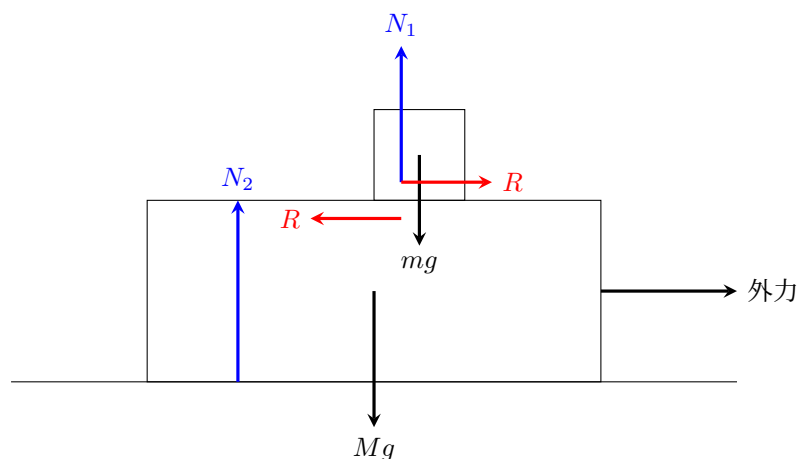
問題を解く前に、身の回りのものを使って、図と似た状況を作って、台車に相当する物体を引っ張ってみよう。きっと弱く引っ張ると一体となって動き、強く引っ張ると滑り始めるか、すぐに上に載せた小物体が後ろに落ちるだろう。現実世界では、(A) の状況を想像する方が難しいことが簡単な実験ですぐにわかる。

(B)-(1) について、ある解答を記す。私はこの解答をあまりオススメしたくない。

「一体になって動いた」ということは、質量  $M + m$  の物体に力  $F_1$  を加えた場合と同じだから、求める加速度を  $a_1$  とすると、

$$(M + m)a_1 = F_1 \quad \Leftrightarrow \quad a_1 = \frac{F_1}{M + m} \quad (1.53)$$

この解き方はすごく Simple な解き方である。実際、 $a_1 = \frac{F_1}{M + m}$  が答えである。参考書によっては、この解法が解答としてあげられているものもあるだろう。しかし、こういう方法をやっていると、(B) の (2) 以降で苦戦するかもしれない。というのも、台車と小物体のそれぞれについて運動方程式を立てて整理した結果が式 (1.53) だからである。上の解答では、2つの物体に働いている摩擦力を気にしない。**2つの物体の間に摩擦力が働いているが、全体として見たときは前面に出てこない**ということを気にしないのであまりオススメしたくない。物体に働く力を全て図示すると、以下のようになる。



摩擦力の向きの把握はとても悩ましいものである。「**摩擦力は運動するのを妨げる向きに働く**」という原則に従って考えれば良い。結論を書くと、上の図のように小物体には右向きに摩擦力が働き、その反作用で台車にも左向きの力が働く。小物体には右向きの摩擦力が働くとしているが、これはなぜか。

台車は右向きに引っ張られているのだから右向きに動く。この時、台車に対して小物体は(相対的に)左に動く。だから、摩擦力は右向きに力が働く。(これは仮定なのかもしれない。) もし、この仮定(相対的に左に動くこと)がおかしいと判断できる根拠を見つけたなら、その時に修正すれば良い。要するに、**動く物体の上ののっている物体に働く摩擦力の向きは相対運動を考えればよい**ということである。

では、台車と小物体の運動方程式を立てよう。一体になって動くということは、**両者の加速度が等しい**<sup>(12)</sup>ということである。加速度を  $a_1$  とすると、

$$\begin{cases} Ma_1 = F_1 - R \\ ma_1 = R \end{cases} \quad (1.54)$$

2つの式を足すと、前のページの (1.53) のようになる。**大事なのは、(1.54) の2つの式から (1.53) が出てくることである。**

(2)

$F = F_2$  の時、加速度を  $a_2$  とすると<sup>(13)</sup>、 $R = \mu_0 N_1 = \mu_0 mg$  なので、

$$\begin{cases} Ma_2 = F_2 - \mu_0 mg \\ ma_2 = \mu_0 mg \end{cases} \quad (1.55)$$

この連立方程式より  $\mu_0 = \frac{a_2}{g} = \frac{F_2}{(M+m)g}$  と求められる。□

(3-1)

台車の加速度を  $a_3$ 、小物体の加速度を  $b_3$  とする<sup>(14)</sup>。

$$\begin{cases} Ma_3 = F_3 - \mu_1 mg \\ mb_3 = \mu_1 mg \end{cases} \quad (1.56)$$

これを解くと、 $a_3 = \frac{F_3 - \mu_1 mg}{M}$ 、 $b_3 = \mu_1 g$  である。□

(3-2)

$v(t) = v(0) + \int_0^{t_0} a(t)dt$  だが<sup>(1)</sup>、 $v(0) = 0$  であり、また、加速度  $a(t)$  は時間によらず一定なので、

$$\begin{aligned} V_0 &= a_3 t_0 = \frac{F_3 - \mu_1 mg}{M} t_0 \\ w_0 &= b_3 t_0 = \mu_1 g t_0 \end{aligned}$$

□

(3-3)

式 (1.37) で  $F_3 = 0$  とすれば良いので、求める加速度は、 $-\frac{\mu_1 mg}{M}$

□

<sup>(12)</sup> そうでなければ**一体**となって動くことはありえないことは明らかであろう。

<sup>(13)</sup> 小物体が滑り出すギリギリを考えればいいので、両者の加速度は同じとして良い。また、滑り出すギリギリの瞬間を考えるから、摩擦力  $R$  は静止摩擦力  $\mu_0 N_1$  に等しい。

<sup>(14)</sup> 「**一体となって動く**」という Phrase はないので別々のものとして考える。(B)-(1)、(B)-(2) も本来は別々のものとするのが、適切なかもしれない。

1. 台車の加速度を  $a_1$ 、 $a_2$ 、小物体の加速度を  $b_1$ 、 $b_2$  として、それぞれの運動方程式を立てる。

2. 「**一体となって動く**」から  $a_1 = b_1$ 、 $a_2 = b_2$  という束縛条件を課すことができる。

という2つの操作の結果が式 (1.54) や式 (1.55) であると考えた方が本来は適切なかもしれない。ただ、毎度毎度このように考えるのは時間の無駄かもしれない。何問も物理の難問を解くことで、上記の2つの操作を飛ばして、いきなり式 (1.54) や式 (1.55) を立てても良いとわかってしまう。本当はこの2つの操作の結果だということを知らずに、いきなり式 (1.54) や式 (1.55) のような式を立てることは、物理現象の理解を完璧にできているとはいえない。いつか苦しむだろう。私は、浪人時代に苦しんだ。



(3-4)

$t = t_0$  以降、台車は加速度  $-\frac{\mu_1 mg}{M}$  の運動をするので、台車の速度は減速していく。 $t = t_0$  以降は、式 (1.56) の  $F_3$  を 0 とした場合を考えるが、式 (1.56) からわかるように小物体の加速度は  $t = t_0$  以前も力  $F_3$  に依存しない。そのため、 $t = t_0$  以降も一定の加速度  $\mu_1 g$  を持ち、速度は上昇していく。問題文にもあるように、 $F_3$  は十分に大きい値であるのだから、 $V_0 \gg w_0$  として良い。すると、 $t = t_0$  以降、台車の速度と小物体の速度の差は徐々に小さくなっていき、ある時等しくなる。

この時、台車上から小物体を見ると、小物体は静止したことになる、この時刻以降小物体には静止摩擦力が働くことになる。しかし、それを振り切り再び動き出すことを可能にする力は一切働いていないので、台車上で見て小物体が静止した時刻以降、小物体は台車上で動かない。そうすると、式 (1.56) の  $\mu_1 mg$  (動摩擦) の効果もなくなるので、加速度は 0 となり等速度運動をする。そして、等速度運動をしている時、台車と小物体は一体になって運動する。

以上の説明から関係式を作ると、次のようになる。

$$V_0 - \frac{\mu_1 mg}{M}(t_1 - t_0) = w_0 + \mu_1 g(t_1 - t_0)$$

これを解くと、

$$t_1 = t_0 + \frac{M(V_0 - w_0)}{\mu_1 g(M + m)}$$

(3-5)<sup>(15)</sup>

$V_1$  は台車の速度でもあり、小物体の速度でもあることを利用する。

$$V_1 = \mu_1 g t_1 = \mu_1 g \left( t_0 + \frac{M(V_0 - w_0)}{\mu_1 g(M + m)} \right)$$

(3-2) で  $w_0 = \mu_1 g t_0$  の関係が求められているので

$$\begin{aligned} &= w_0 + \frac{M(V_0 - w_0)}{M + m} \\ &= \frac{MV_0 + mw_0}{M + m} \end{aligned} \tag{1.57}$$

□

<sup>(15)</sup>(3-5) の解答である式 (1.57) は後述する「運動量保存則」の考えを導入すると、とても簡単な計算だけで求められる。この問題を解く上で大切なのは、運動量保存則でも最後の答えが出せるということではない。 $t = 0$  から  $t = t_1$  の間に、どのようなことが起きているかを正確に捉えることである。状況を正確に理解した上で、「運動量保存則」を使うのが最善だと思えば「運動量保存則」を使えば良い。

## 1.7 座標系の設定と問題の難易度

この section では、座標系の設定の仕方、問題の解きやすさが変わることになる。座標系の設定方法には、「慣性系」の利用もある。慣性系については第4章でふれる。ここでは、「斜面上の物体の運動」というシンプルなテーマに関する以下の問題を考える。この問題<sup>(7)</sup>は基礎レベルの簡単な問題だと思うなら、それは座標系をうまく設定しているからである。

### 問題 4

図 1.15 に示すように、水平面に対して角度  $\theta$  だけ傾いた粗い斜面上に、質量  $m$  の物体がある。斜面と物体との間の静止摩擦係数を  $\mu$ 、動摩擦係数を  $\mu'$  とし、また重力加速度の大きさを  $g$  とし、以下の問いに答えよ。ただし、物体の大きさや空気の影響は無視できるものとする。

- (1) 物体が静止しているとき、物体に働く 3 つの力について、それらの名称、大きさ、および向きを答えよ。
- (2) 角度  $\theta$  をゆっくり大きくすると、 $\theta = \theta_0$  のとき物体が斜面に沿って滑り出した。静止摩擦係数  $\mu$  を  $\theta_0$  で表せ。

次に、斜面と水平面のなす角  $\theta$  を  $\theta_0 < \theta < \pi/2$  の値に固定して、物体を静かに斜面上に置くと、物体は斜面に沿って滑り出した。斜面上に置いた時刻を 0 とし、以下の問いに答えよ。ただし、斜面は十分に長いものとする。

- (3) 物体の加速度の大きさを求めよ。
- (4) 時刻  $t$  における物体の速さを求めよ。
- (5) 時刻 0 から  $t$  までの間に、物体がすべり落ちた鉛直距離 (高さの差) を求めよ。

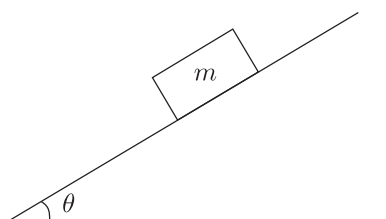


図 1.15

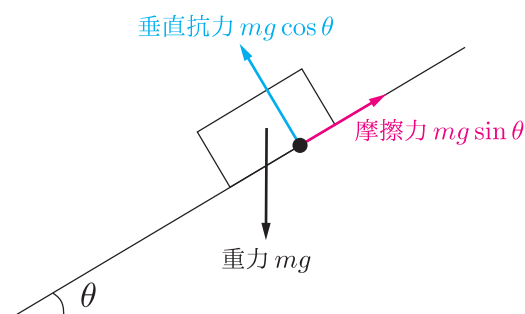


図 1.16

<sup>(7)</sup>この問題は <http://www.geocities.jp/hmqbj932/nyushibutukaisetu.html> で見つけた。

### 1.7.1 摩擦力の復習

(1) 答えは図 1.16 のようになる。

この問題を解く際は、斜面に沿った方向の摩擦力が  $\mu mg \cos \theta$  とならないことに注意する必要がある。なぜなら、垂直抗力を  $N$ 、摩擦力を  $R$  とすると、運動方程式 (つりあいの式) が

$$(\text{斜面に垂直な方向}) \quad 0 = N - mg \cos \theta \quad (1.58a)$$

$$(\text{斜面に沿った方向}) \quad 0 = R - mg \sin \theta \quad (1.58b)$$

となるからである。もし、この説明に納得がいかないのなら、その人は摩擦力について正しく理解できていない<sup>(8)</sup>。

(2)  $\theta$  を大きくしていき、物体が滑り出す直前において、摩擦力  $R$  が  $\mu N$  となる。よって、

$$mg \sin \theta_0 = \mu mg \cos \theta_0$$

が成立する。これより、 $\mu = \tan \theta_0$  である。

### 1.7.2 正攻法の確認

もし、この問題が問題集で取り上げられたら、(3) 以降の問題の解説はどうか。ここで、問題集に書かれていそうな解説を記す。

(3) 斜面向下きの加速度を  $a$  とすると、運動方程式は、

$$ma = mg \sin \theta - \mu' mg \cos \theta$$

となるから、 $a = g(\sin \theta - \mu' \cos \theta)$  である。静止摩擦力を振り切って下向きに動くことは明らかなので、

$$mg \sin \theta > \mu mg \cos \theta > \mu' mg \cos \theta$$

という関係が成立する。よって、今求めた  $a$  は正の値である。

(答え)  $\cdots g(\sin \theta - \mu' \cos \theta)$

(4) 等加速度運動の公式を使うと、求める速さを  $v$  とすると、

$$v = at = g(\sin \theta - \mu' \cos \theta)t$$

(5) 斜面上を滑りおりた距離を  $x$  とすると、求める鉛直距離は  $x \sin \theta$  とかける。等加速度運動の公式を使うと、求める高さの差  $h$  は、

$$h = \frac{1}{2}at^2 \sin \theta = \frac{1}{2}g(\sin \theta - \mu' \cos \theta)t^2 \sin \theta = \frac{1}{2}g \sin \theta (\sin \theta - \mu' \cos \theta)t^2$$

(3) の解答に記した不等式は、

- 動摩擦係数  $\mu'$  が静止摩擦係数  $\mu$  より小さい。

<sup>(8)</sup> 静止摩擦力は、物体の運動を妨げようとして働く。物体は運動しようとするのだから、動きたい方向に力が働いている。摩擦力はその力とつりあうことで運動を妨げる。そのため、静止摩擦力は  $\mu N$  ( $N$  は垂直抗力) ではない。では、 $\mu N$  は何か。動きたい方向に働く力が強いと静止摩擦力を振り切って動き出す。動き出すか動き出さないかの境目における摩擦力の大きさ、すなわち、静止摩擦力の最大値が  $\mu N$  である。

- 斜面上を滑りだしたので、斜面下向きの力  $mg \sin \theta$  が静止摩擦力の最大値  $\mu N = \mu mg \cos \theta$  より大きい。

の2つのポイントに基づく。

### 1.7.3 水平方向と鉛直方向を2つの軸とする座標系の導入

前のページで書いた正攻法は、以下の図 1.17 の黒矢印のように座標系を導入して解いている。なぜ、赤線で書いたような座標系を導入しないのか。答えは、赤線の座標系で計算するのは面倒だからである。

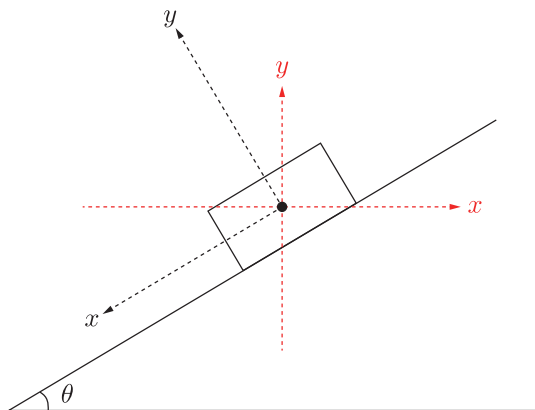


図 1.17 2つの座標系

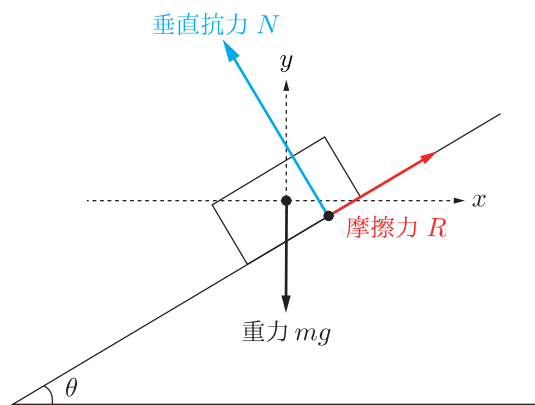


図 1.18 物体に働く力

では、定期試験や入試で絶対に使いたくない方法で(3)~(5)を解こう。垂直抗力  $N$  と摩擦力  $R$  の大きさが未知であるとする。図 1.18 の  $x, y$  方向の運動方程式は、

$$ma_x = m \frac{d^2x}{dt^2} = R \cos \theta - N \sin \theta \quad (1.59a)$$

$$ma_y = m \frac{d^2y}{dt^2} = R \sin \theta + N \cos \theta - mg \quad (1.59b)$$

となる。この式の変数は  $x, y, R, N$  ( $x, y$  の代わりに  $a_x, a_y$  でも良い) の4つなのに、式が2つなので解を求めることはできない。そのため、束縛条件(拘束条件)を導入する必要がある。今回は、式が2つ足りないの、2つの束縛条件を導入したい。

- 摩擦力と垂直抗力の大きさ  $R$  と  $N$  は以下の式を満たす。

$$R = \mu' N \quad (1.60)$$

- 最初の物体の位置を原点とするように2軸をとると、物体の位置は

$$y = (\tan \theta)x \quad (1.61)$$

という拘束を受ける。この条件で斜面上を運動するということを表現する。

#### 解答

(3) 式(1.61)より、 $a_y = a_x \tan \theta$  なので、式(1.60)と式(1.61)を式(1.59a)と式(1.59b)に代入すると、

$$ma_x = N(\mu' \cos \theta - \sin \theta) \quad (1.62a)$$

$$ma_x \tan \theta = N(\mu' \sin \theta - \cos \theta) - mg \quad (1.62b)$$

となる。変数が  $a_x$  と  $N$  だけになったので、この連立方程式は解ける。式 (1.62b) を  $\tan \theta$  で割ると、

$$N(\mu' \cos \theta - \sin \theta) = N \left( \mu' \frac{\sin \theta}{\tan \theta} + \frac{\cos \theta}{\tan \theta} \right) - \frac{mg}{\tan \theta} = N \left( \mu' \cos \theta + \frac{\cos^2 \theta}{\sin \theta} \right) - \frac{mg}{\tan \theta}$$

となるので、この式を整理すると、

$$\frac{N}{\sin \theta} = \frac{mg}{\tan \theta} = mg \frac{\cos \theta}{\sin \theta}$$

となり、 $\boxed{N = mg \cos \theta}$  であることがわかる。式 (1.62a) と  $N = mg \cos \theta$  より、

$$ma_x = mg(\mu' \cos \theta - \sin \theta) \cos \theta$$

となることと、 $a_y = a_x \tan \theta$  より、 $a = \sqrt{a_x^2 + a_y^2} = \frac{|a_x|}{\cos \theta}$  となることより、

$$a = \frac{|a_x|}{\cos \theta} = g|\mu' \cos \theta - \sin \theta| = g(\sin \theta - \mu' \cos \theta)$$

である。なお、絶対値記号を外す時は、次の関係式が成立することを利用した。

$$mg \sin \theta > \mu mg \cos \theta > \mu' mg \cos \theta \quad (1.63)$$

- (4) 式 (1.61) より  $v_y = v_x \tan \theta$  である。今、 $a_x$ ,  $a_y$  は定数で、初速度が  $\mathbf{0}$  であることから、等加速度運動の公式を使えば、

$$v_x = a_x t, \quad v_y = a_y t$$

である。すると、 $v = \|\mathbf{v}\| = \sqrt{(a_x t)^2 + (a_y t)^2} = t\sqrt{a_x^2 + a_y^2} = at$  となる。よって、面倒な方法で求めた場合も、(3) で求めた  $a$  に  $t$  をかければ速さが求められる。

$$v = g(\sin \theta - \mu' \cos \theta)t$$

- (5)  $a_y = a_x \tan \theta$  より、

$$a_y = g(\mu' \cos \theta - \sin \theta) \sin \theta$$

である。よって、 $y$  方向の変位は、等加速度運動の公式より、

$$\Delta y = y(t=0) + \frac{1}{2}a_y t^2 = y(t=0) + \frac{1}{2}gt^2(\mu' \cos \theta - \sin \theta) \sin \theta$$

である。(初速度が  $\mathbf{0}$  であることを利用した。) 今回求めるのは、高さの差なので、第 2 項の絶対値を求めればよく、求める高さの差  $h$  は

$$h = \frac{1}{2}gt^2(\sin \theta - \mu' \cos \theta) \sin \theta$$

である。

(3) から (5) について 2 通りの座標系で解いたがどちらが楽だっただろうか。当然最初のやり方の方が楽だろう。でも、なぜ、最初の方法を使うのかという説明は少なかったのではないかな。全部の問題を後に書いた方法で解いてもかまわない。しかし、計算量が多くなったり、束縛条件を考えなければならず、とても面倒である。そのようなことを避ける見方が、今回の場合、斜面に沿って座標系を設定することである。学校や予備校、参考書で知らず知らずのうちにベストな方法が何の説明もなく教えられている。その理由も知っているのが一番良いが、大学入試などで高得点をとりたいたなら、そんなことは一旦頭の端に置いておいて、「天下り」的な方法を利用するのが一番良いだろう。この section を通して、そのことを私は伝えたい。



## 第 2 章 仕事とエネルギー

私が持っている電子辞書に入っている国語辞典で「仕事」と調べると、「体や頭を使って働くこと。」という意味がでてくる。力学において、「仕事」という言葉がこのような言葉で使われることはない。同様に、「エネルギー」と調べると、「仕事などをするのに必要な心身の元気。精力。」とでてくる。しかし、「エネルギー」の 2 つ目の意味として、こう書かれている。

(物理学において) 物体が持っている、仕事をする能力の量

この Chapter では、(物理学の)「仕事」と「エネルギー」の関係を見ていく。最初に「運動エネルギーの変化と仕事の関係<sup>(1)</sup>」を紹介する。その後、「力学的エネルギー保存則」や「位置エネルギー (Potential)」、「保存力」について見ていく。

物理基礎の教科書では、力学分野の「仕事とエネルギー」の項目で、バネの弾性エネルギーについて扱っているが、この T<sub>E</sub>X ノートでは、それは扱わない。(第 5 章の「単振動」の部分で扱う)

### 2.1 仕事と運動エネルギー

#### 2.1.1 仕事の定義

「仕事」とは何かを定義する。私が高校 2 年生の時に使った物理基礎の教科書 (数研出版) に書かれている仕事の定義を見てみる。それは最も単純な場合における仕事の定義である。

##### 仕事の定義 (1)

一直線上で物体に一定の大きさの力  $F[\text{N}]$  をはたらかせて、その力の向きに  $x[\text{m}]$  動かす時、

$$W = Fx \quad (2.1)$$

をその力のした**仕事**という。

いつでも力の向きと動かす方向が平行であるとは限らない。次のページの図 2.1 のように、右に  $x$  動かすために斜め右上方向に一定の力  $F$  を加えてもよい。このような場合は、**力を 2 方向に分解**して考えれば良い。力の上方成分  $F \sin \theta$  が小さければ、物体は床面から離れない。ここでは、力の上方成分はあまり小さくなく、物体が床面から離れないものとする。すると、力の右方向成分  $F \cos \theta$  が物体の運動に影響してくる。

<sup>(1)</sup>私は、この関係のことを「エネルギーの原理」ということを、高校 3 年の時に佐藤先生から習ったのだが、この名称を使う参考書や問題集をあまり見ない。しかし、インターネットで「エネルギーの原理」と検索すると、必ず「運動エネルギーの変化と仕事の関係」と教科書で紹介されている式がでてくる。私は、この T<sub>E</sub>X ノートでは「エネルギーの原理」と呼ぶことにする。

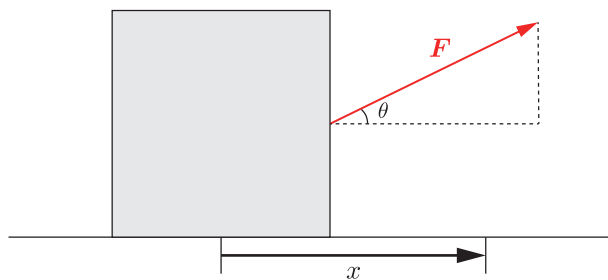


図 2.1 仕事の定義

この時、加えた力のした仕事を考えるが、この状況は、式 (2.1) の  $F$  の代わりに  $F \cos \theta$  を使ったものと同じである。そのため、加えた力のした仕事は、

$$W = (F \cos \theta)x = Fx \cos \theta$$

となる。 $\theta = 0$  の場合は、前のページの「仕事の定義 (1)」と同じである。

したがって、力の大きさが一定でかつ一直線上を動かす時の仕事は次のように定義すれば良い。

#### 仕事の定義 (2)

一直線上で物体に一定の大きさの力  $F$  [N] をはたらかせて、その力の向きに  $x$  [m] 動かす時、力の向きと移動の向きのなす角を  $\theta$  とすると、

$$W = Fx \cos \theta \quad (2.2)$$

をその力のした仕事という。

式 (2.2) から以下のことがすぐにわかる。

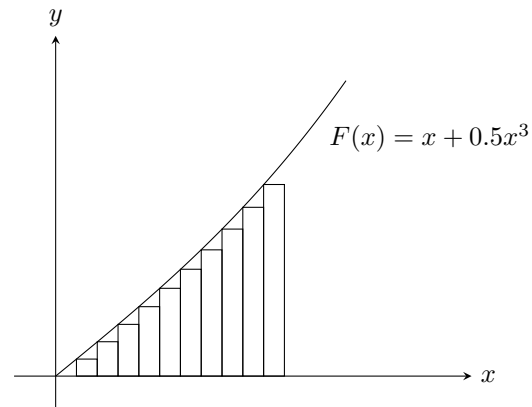
- $\theta = \frac{\pi}{2}$  の時、 $\cos \theta = 0$  となる。つまり、移動する向きと垂直に働く力は物体に対して仕事をしない。
- $\frac{\pi}{2} < \theta < \pi$  の時、 $\cos \theta < 0$  となる。つまり、仕事には正の仕事と負の仕事がある。

私たちが物を引っ張る時、引っ張る力を測定してみると、どんな結果になるだろうか。引っ張っている間ずっと一定ということはないだろう。ある値の周りを振動しているかもしれない。これまでは、加える力が一定の時を考えたが、今度は加える力が位置によって変化する場合を考える。つまり、力  $F$  が位置の関数  $F(\mathbf{r})$  でかける時を考える。まずは一次元の場合を考える。



今、力  $F(x)$  が、右の図のように ( $F(x) = x + 0.5x^3$ ) 変化しているとする。 $x = 0$  の位置から、 $x = 0.5$  の位置まで動かす時の仕事を考えよう。

$x = 0$  から  $x = 0.5$  までの区間を非常に細かく  $N$  個に分割する。各区間を  $I_n = \{x \mid x_{n-1} \leq x \leq x_n\}$  とし、各分割の幅を  $\Delta x_n = x_n - x_{n-1}$  とする。各微小区間において、 $F(x_n) - F(x_{n-1})$  が十分小さければ、この微小区間において、力  $F$  は (近似的に) 一定とみなせる。そのため、この微小区間において力  $F$  のした仕事は、近似的に  $F(x_n)\Delta x_n$  とかける。よって、これを全ての微小区間について足し合わせればよい。



$$W(x=0 \rightarrow x=0.5) = \sum_{\text{全微小区間}} F(x_n)\Delta x_n \quad (2.3)$$

各  $\Delta x_n$  ができるだけ小さくなればなるほど正確なので、 $\max\{\Delta x_n \mid n = 1, 2, \dots, n\} \rightarrow 0$  の極限を考え (2)。ここで、 $F(x_n)\Delta x_n$  という量は、上図のように長方形をとったときの、長方形の面積に等しい。そのため、 $\max\{\Delta x_n \mid n = 1, 2, \dots, n\} \rightarrow 0$  の極限をとると、

$$W(x=0 \rightarrow x=0.5) = \int_0^{0.5} F(x) dx \quad (2.4)$$

となる。この積分で表された量が、 $x = 0$  の位置から、 $x = 0.5$  の位置まで動かす時の仕事である。上の式に  $F(x) = x + 0.5x^3$  を代入すると、

$$W = \int_0^{0.5} \left( x + \frac{1}{2}x^3 \right) dx = \frac{17}{128}$$

と求められる。

この話を拡張すると、「仕事」の定義として、次のようにかける。

#### 仕事の定義 (3)

一直線上で物体に力  $F(x)$  をはたらかせて、位置  $x_1$  から  $x_2$  まで動かす時に物体がされた仕事 (力  $F(x)$  のした仕事) は、

$$W = \int_{x_1}^{x_2} F(x) dx \quad (2.5)$$

をその力のした仕事という。

(2)  $\Delta x_n$  のうち、一番最大のものが 0 になれば、それより小さいものは当然 0 になる。イメージとしては、任意の  $\Delta x_n$  に対して、

$$0 \leq \Delta x_n \leq \max\{\Delta x_n \mid n = 1, 2, \dots, n\}$$

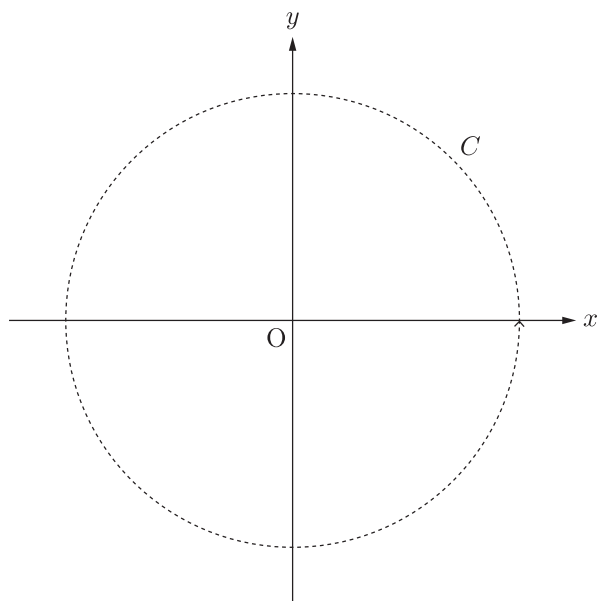
が成立するので、はさみうちの原理より、各  $\Delta x_n$  は 0 になると考えればよい。

今、max を使ったが、大学で登場する sup の方が良いのではないかと私は思っている。sup の定義は以下のようである。

- 実数  $b$  が  $\mathbf{R}$  の部分集合  $A$  の上界であるとは、任意の  $a \in A$  に対して、 $a \leq b$  が成立することである。
- $A$  の上界の集合に最小の元が存在するとき、これを  $\sup A$  と表す。

ただ、この定義を見ると、max でも OK な気がするが、sup の方が厳密には正しい気がする。少し余分なことを書いてしまった。

この式において、 $F(x)$  が  $x$  によらず一定の時は、上の式は式 (2.1) と同じである。したがって、この式は「仕事の定義 (1)」の内容も含む式であり、より一般的な定義といえよう。しかし、式 (2.5) は2次元以上で考えるときには使えない。そこで、式 (2.5) を拡張しよう。



今度は、一直線上ではなく、上の図のような曲線  $C$  上を動かすことを考える。力が  $F(\mathbf{r})$  と位置の関数でかけるとき、一次元の場合と同様に区間をたくさんの微小区間に区切る。すると、この微小区間では、曲線も直線に近似できて、式 (2.2) が使える。ここで、式 (2.2) に少し手を加える。

32 ページの図 2.1 で、右向きに  $x$  動かすということを表すように、下側に矢印が書かれている。この矢印を大きさ  $x$  のベクトル  $\mathbf{x}$  と見ると、 $W = Fx \cos \theta$  というのは、力のベクトル  $\mathbf{F}$  と  $\mathbf{x}$  の内積となる。そのため、式 (2.2) は次のように書き換えてもよい。

$$W = \mathbf{F} \cdot \mathbf{x} \quad (2.6)$$

この内積を使うと、上の曲線  $C$  上を動かす場合は、曲線を微小区間に分割し、各微小区間を (近似) 直線 (ベクトル) と見れば、各微小区間で力  $\mathbf{F}(\mathbf{r}_i)$  と微小ベクトル  $\Delta \mathbf{r}_i$  の内積をとり、足し合わせれば良い。

$$W = \sum_{\text{全微小区間}} \mathbf{F}(\mathbf{r}_i) \cdot \Delta \mathbf{r}_i \quad (2.7)$$

1 次元の場合と同様に考えると、これも積分の形でかけそうである。実際、大学で習う線積分<sup>(3)</sup>を用いると、積分の形でかける。その結果は次のようになる。

$$W = \int_C \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} \quad (2.8)$$

線積分が登場してきて難しい感じがするが、重要なのは、1 次元だろうが、2 次元だろうが、微小区間に分けて微小仕事を計算し、全区間分足し合わせれば、仕事が求められるということである。2 次元の場合、1 次元と表記法が変わっただけで、本質的な部分は何も変わっていない。

<sup>(3)</sup>私が作成する高校物理の TeX ノートの「力学」編では、1 次元の場合や、視点をうまく変えることで 1 次元に帰着できる場合を中心に考える。この線積分は、ただこういう風にかくのかと思いながら、読み流してくれれば良い。

## 2.1.2 「エネルギーの原理」の導出

いよいよ、「エネルギーの原理」あるいは、「運動エネルギーと仕事の関係」といわれる式を導出する。ここでは、1次元の場合のみ考える。1次元の系における運動方程式は以下のようになる。

$$m \frac{dv}{dt} = F(x) \quad (2.9)$$

「運動エネルギーと仕事の関係」の式を導くので、「仕事」の式を作ることを考えよう。式 (2.5) の「仕事の定義」を利用すると、式 (2.9) は次のようにすれば良い。

$$\int_{x_1}^{x_2} m \frac{dv}{dt} dx = \int_{x_1}^{x_2} F(x) dx$$

左辺の積分変数を  $x$  から  $t$  に変える。 $dx = \frac{dx}{dt} dt = v dt$  より、

$$\int_{t_1}^{t_2} mv \frac{dv}{dt} dt = \int_{x_1}^{x_2} F(x) dx$$

ここで、 $\frac{d}{dt}(v^2) = \frac{d}{dv}(v^2) \cdot \frac{dv}{dt} = 2v \frac{dv}{dt}$  の関係を使うと、

$$\begin{aligned} \int_{t_1}^{t_2} \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} mv^2 \right) dt &= \int_{x_1}^{x_2} F(x) dx \\ \frac{1}{2} mv_2^2 - \frac{1}{2} mv_1^2 &= \int_{x_1}^{x_2} F(x) dx \end{aligned} \quad (2.10)$$

式 (2.10) を導く過程で現れた  $\frac{1}{2} mv^2$  という量は、仕事と同じ次元<sup>(4)</sup>をもつ値で、これを**運動エネルギー** (Kinetic Energy) という。1.2「Newton の 3 つの法則」で少しだけ登場した  $p = mv$  で表される運動量を用いると、運動エネルギーは  $\frac{p^2}{2m}$  とかける<sup>(5)</sup>。

## 「運動エネルギー」と「エネルギーの原理」

$$K = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{p^2}{2m} \quad (2.11)$$

を、物体が持つ**運動エネルギー**という。

また、**運動エネルギーの変化は、物体に働く力  $F(x)$  がした仕事に等しい。** (エネルギーの原理)

$$\frac{1}{2} mv_2^2 - \frac{1}{2} mv_1^2 = \int_{x_1}^{x_2} F(x) dx$$

<sup>(4)</sup> 全ての物理量は**単位**をもつ。例えば、距離や変位は**メートル** (m) という単位をもつ。質量は**キログラム** (kg) という単位をもつ。速さの単位として (m/s) という単位が使われるが、これは単位や次元という解釈の下では、「メートル」で表される量を「秒 (Second)」で表される量で割ったものだという意味がある。力は**ニュートン** (N) という単位で表される。その一方で、運動方程式を見ると、質量 (kg) × 加速度 (m/s<sup>2</sup>) でも力と同じ次元を表せることがわかる。すると、仕事の単位は、「仕事 = 力 × 距離」なので、(N · m)、つまり、(kg · m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>) である。(m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>) = (m/s)<sup>2</sup> と見れば、運動エネルギーと仕事と同じ次元をもつことがわかる。

<sup>(5)</sup> この表記方法は、速度を介さない表記をするとき、高校物理では「原子」分野で役立つ。私が高校 3 年生の時の駿台の東大実戦の物理で、「原子」分野ではないが、運動エネルギーを  $\frac{p^2}{2m}$  で表さなければならない問題がでた。

### 2.1.3 仕事率

この section の最後に「仕事率」について考える。前のページで登場した式をもう一度かく。

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} m v^2 \right) dt = \int_{x_1}^{x_2} F(x) dx$$

この式の左辺は  $t$  について積分していて、右辺は  $x$  について積分している。右辺も  $t$  についての積分に直して統一感のある感じにしてみよう。 $dx = v dt$  を使うと、

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} m v^2 \right) dt = \int_{t_1}^{t_2} F(t) v(t) dt \quad (2.12)$$

左辺と右辺を見比べよう。積分区間が同じ  $t_1$  から  $t_2$  でかつ、積分変数はどちらも  $t$  である。その上、定積分の値は等しい。ならば、積分される関数も同じではないか。つまり、 $\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} m v^2 \right) dt = F(t) v(t)$  ではないか<sup>(6)</sup>。

実際、両者は等しい。なぜなら、式 (2.12) の  $v(t)$  や  $F(t)$  は具体的な関数と指定されてなく、**任意**の関数だからである。それに、積分区間も 0 から 3 というように具体的ではなく、 $t_1$  から  $t_2$  と**任意**だからである<sup>(7)</sup>。被積分関数がどんな関数でも、積分区間がどんな区間でも、式 (2.12) が成立するためには、両者が等しくなければ困る。

しかし、今回の場合、こんなに面倒な方法をとらなくても良い。

$$m \frac{dv}{dt} = F$$

両辺に  $v$  をかけて、 $\frac{d}{dt}(v^2) = \frac{d}{dv}(v^2) \cdot \frac{dv}{dt} = 2v \frac{dv}{dt}$  の関係を使えば、

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} m v^2 \right) = F \cdot v \quad (2.13)$$

たったこれだけで良い。ここで右辺の意味を考える。微小仕事  $dW$  は力  $F$  で微小距離  $dx$  動かす時の仕事で、微小区間を動かすので、力  $F$  は一定とみなすと

$$\begin{aligned} dW &= F dx = F v dt \\ \therefore \frac{dW}{dt} &= F \cdot v \end{aligned} \quad (2.14)$$

なので、右辺の  $F \cdot v$  は仕事の変化率(時間微分)に等しい。この値を**仕事率**といい、式 (2.13) と式 (2.14) より「運動エネルギーの変化率 = 仕事率」という関係が成り立つことがわかる。

<sup>(6)</sup>しかし、積分される関数も同じとすぐに決めつけるのは注意が必要である。

$$\int_0^{2\pi} \sin x dx = \int_0^{2\pi} \cos x dx = 0$$

である。積分区間も積分変数も同じで、定積分も同じである。しかし、 $0 \leq x < 2\pi$  を満たす全ての  $x$  において  $\sin x = \cos x$  は成立しない。そのため、一般的には  $\sin x \neq \cos x$  である。こういう風に簡単に反例を示すことができる。

<sup>(7)</sup>上の(注)で使った  $\sin$  と  $\cos$  について、今度は積分区間が  $0 \leq x \leq \pi$  の場合を考える。

$$2 = \int_0^\pi \sin x dx \neq \int_0^\pi \cos x dx = 0$$

であるので、同じ  $\sin$  と  $\cos$  でも積分区間が変わると、定積分の値は等しくない。定積分の区間を変えても、式 (2.12) が成立するのは、 $\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} m v^2 \right) dt = F(t) v(t)$  と関数が**完全**に一致しなければならないというのは、この例からもよくわかるだろう。

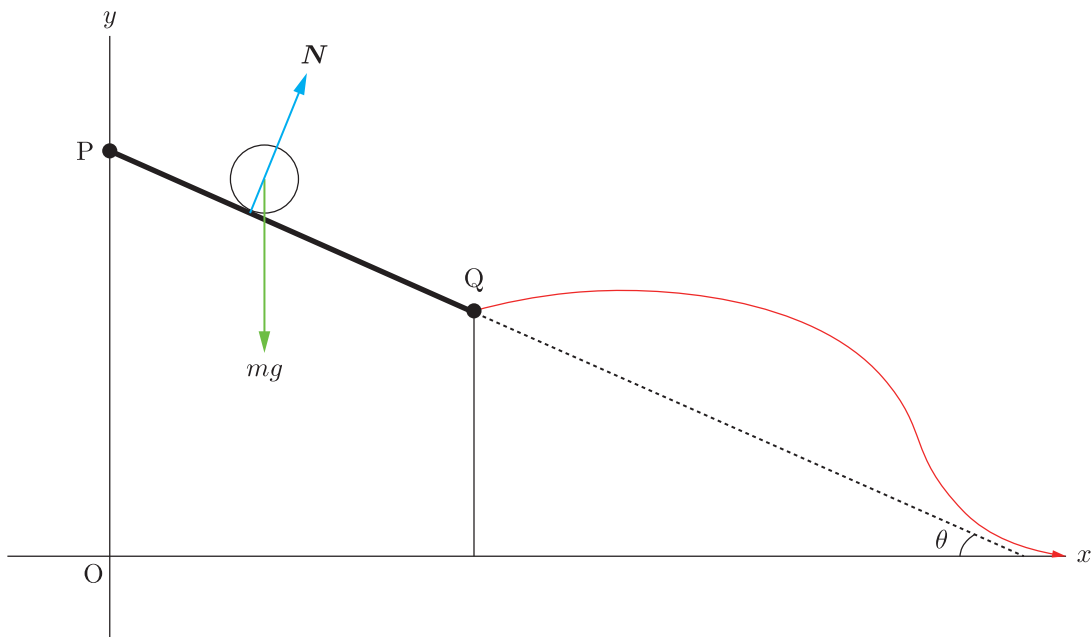
## 2.2 力学的エネルギー保存則と位置エネルギー

### 2.2.1 重力のした仕事

PyeongChang オリンピックで羽生結弦が男子フィギュアスケートで2連覇し、国民栄誉賞の授与が決まった。冬のオリンピックで日本人が活躍したのはフィギュアスケートだけではない。平野歩夢の銀メダル、原大智の銅メダル。そして、高梨沙羅の銅メダル。金メダルを取って欲しかったと多くの日本人が感じているであろう。次のオリンピックを目指すなら頑張してほしい。

さて、平野歩夢の男子ハーフパイプ、原大智の男子モーグル、高梨沙羅の女子スキージャンプのスタート地点はどれも高い所にある。高いところから滑り始め勢いをつけている。スキージャンプの中継を見た人は、Gate Factor という言葉を聞いたかもしれない。スタートの位置が定められた基準より低くなると、得点がプラスになるというものだ。加点される理由は、飛び立つ瞬間までに勢いがつかなくて不利になるからである。

より高いところから滑り始めれば、より勢いがつく。これを仕事やエネルギーという観点から考える。そこでこんな簡易的なモデルでスキージャンプを考える。スタート地点の座標を  $P(0, h_P)$ 、飛び立つ地点の座標を  $Q(s, h_Q)$  とする。空気抵抗や物体と斜面の摩擦は無視する。



上の図のような斜面を滑る時についてエネルギーの原理を考える。点 P、点 Q における運動エネルギーを  $K_P$ ,  $K_Q$  とおくと、

$$K_Q - K_P = \int_C (\mathbf{N} + m\mathbf{g}) \cdot d\mathbf{r}$$

斜面上を滑る時、常に垂直抗力  $N$  は斜面に垂直なので、垂直抗力は仕事をしない。また、重力のした仕事は、式 (2.2) の「仕事の定義 (2)」を使って考えればよい。すると、上の線積分は次の式は、

$$\begin{aligned} K_Q - K_P &= \int_C m\mathbf{g} \cdot d\mathbf{r} \\ &= mg \sin \theta \cdot \frac{h_P - h_Q}{\sin \theta} \\ &= mg(h_P - h_Q) \end{aligned}$$

となる。ここで、添字が同じものどうしをまとめると

$$K_P + mgh_P = K_Q + mgh_Q \quad (2.15)$$

となる。

ここで、式 (2.15) の意味を考える。点 P において速度が 0 なら、 $K_P = 0$  である。すると、

$$K_Q = mg(h_P - h_Q)$$

となり、点 Q における運動エネルギー  $K_Q$  は、質量  $m$ 、点 P と点 Q の高さの差  $h_P - h_Q$  の両方に比例することがわかる。だから、高いところから滑ると、運動エネルギーが大きくなる。つまり、点 Q における速さが大きくなる。

点 P と点 Q の取り方として、今回はスタート地点と飛び立つ地点をとったが、具体的に標高が何メートルの位置と決まっているわけではない。そのため、この式の  $h_P$  と  $h_Q$  は任意である。また、点 P と点 Q の運動エネルギーも具体的に何ジュールと決まっているわけではない。つまり、 $K_P$  と  $K_Q$  も任意である。式 (2.15) には添字がついていて、斜面上の特定の 2 点間の関係のように見えるが、実際は、「斜面上の任意の点で、 $K + mgh$  ( $K$  は運動エネルギー) が等しい」というのが、式 (2.15) の意味である。

この式 (2.15) が、スキージャンプのような場合において成り立つ式で、**力学的エネルギー保存則**といわれる。

力学的エネルギー保存則

$$\frac{1}{2}mv^2 + mgh = \text{const.}$$

さて、「 $mgh$  という量と運動エネルギーの和が一定」という式が成立するということは、 $mgh$  という量の単位は**ジュール (J)** である。つまり、この  $mgh$  はエネルギーに変換できる量か、エネルギーなのである。

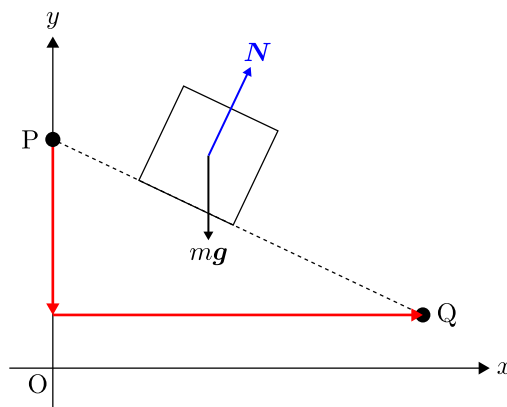
### 2.2.2 保存力

$mgh$  という量は何物か。どうすればうまく説明できるのか。私に教えて欲しい。とりあえず、保存力の重要な性質を取り上げる。

#### 保存力

「保存力」のする仕事は、始点と終点の位置のみで決まり、経路によらない<sup>(8)</sup>。

<sup>(8)</sup>一般に、仕事  $W$  は移動経路に依存する。「保存力」は移動経路に依存しない特別な力である。仕事は移動経路に依存することは、2.2.3 で簡単な例を用いて説明する。



2.2.1 でも取り扱った重力の仕事について考える。点 P から点 Q へ、斜面にそって移動する時に重力のした仕事は  $mg(h_P - h_Q)$  である。今度は、紫の矢印にそって移動する時に重力のした仕事を考える。

- 真下に動く時、進行方向と重力の向きは同じなので、真下に動く時の仕事は、 $mg(h_P - h_Q)$  である。
- 真横に動く時、進行方向と重力の向きは垂直なので、真横に動く時の重力の仕事は 0 である。

2 つの合計を考えると、紫矢印のルートにそって移動した時の仕事も  $mg(h_P - h_Q)$  である。したがって、重力は保存力であると考えられる。実際、点 P から点 Q へどのように移動しても、重力のした仕事は  $mg(h_P - h_Q)$  である。そのため、重力は保存力である。

そして、保存力に対しては、保存力のした仕事を用いて位置エネルギーを定義できる。

#### 位置エネルギー

物体をある点 A から基準点 O まで移動させる時、保存力がする仕事を点 O を基準とした点 Aにおける物体の位置エネルギーと定義する。

### 2.2.3 仕事と移動経路

重力の場合は、2.2.2 で見たように 2 つの経路で重力のする仕事は等しい。しかし、一般には力のした仕事は移動経路により異なる。2 次元平面上で、 $\mathbf{F} = (-ay, ax)$  ( $a$  は定数) という力が働く空間で、物体を原点  $O(0, 0)$  から点  $A(1, 1)$  に移動するときに、物体が受ける仕事を計算してみよう。

(1) 原点  $O(0, 0) \Rightarrow (1, 0) \Rightarrow A(1, 1)$

$$\int \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = \int_{(0,0)}^{(1,0)} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} + \int_{(1,0)}^{(1,1)} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r}$$

- $(0, 0) \Rightarrow (1, 0)$  の過程では、 $d\mathbf{r} = (dx, 0)$  である。要するに、 $y$  方向には動かない。そのため、 $\mathbf{F}$  の  $y$  成分は仕事に関与しない。よって、

$$\int_{(0,0)}^{(1,0)} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = \int_0^1 (-ay) dx$$

となるが、 $x$  軸上は  $y = 0$  なので、この積分は 0 である。

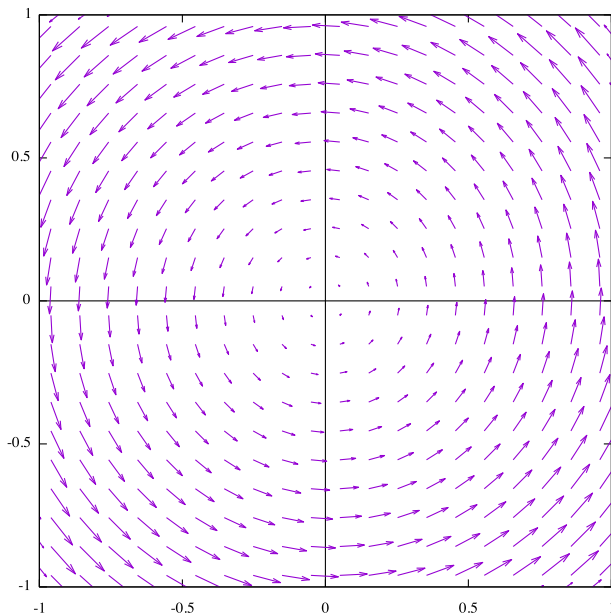


図 2.2 ベクトル場  $\mathbf{F} = (-ay, ax)$  ( $a = 0.1$ ) の様子

- $(1, 0) \Rightarrow (1, 1)$  の過程では、 $d\mathbf{r} = (0, dy)$  である。要するに、 $x$  方向には動かない。そのため、 $\mathbf{F}$  の  $x$  成分は仕事に関与しない。よって、

$$\int_{(1,0)}^{(1,1)} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = \int_0^1 (ax) dy$$

となる。このルートでは、 $x = 1$  なので、この積分は、 $\int_0^1 a dy = a$  である。

- ゆえに、 $\int \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = \int_{(0,0)}^{(1,0)} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} + \int_{(1,0)}^{(1,1)} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = a$  である。

(2) 原点  $O(0, 0) \Rightarrow (0, 1) \Rightarrow A(1, 1)$

$$\int \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = \int_{(0,0)}^{(0,1)} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} + \int_{(0,1)}^{(1,1)} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r}$$

- $(0, 0) \Rightarrow (0, 1)$  の過程では、 $d\mathbf{r} = (0, dy)$  である。要するに、 $x$  方向には動かない。そのため、 $\mathbf{F}$  の  $x$  成分は仕事に関与しない。よって、

$$\int_{(0,0)}^{(0,1)} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = \int_0^1 (ax) dy$$

となるが、 $y$  軸上は  $x = 0$  なので、この積分は 0 である。

- $(0, 1) \Rightarrow (1, 1)$  の過程では、 $d\mathbf{r} = (dx, 0)$  である。要するに、 $y$  方向には動かない。そのため、 $\mathbf{F}$  の  $y$  成分は仕事に関与しない。よって、

$$\int_{(0,1)}^{(1,1)} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = \int_0^1 (-ay) dx$$

となる。このルートでは、 $y = 1$  なので、この積分は、 $\int_0^1 (-a) dx = -a$  である。

- ゆえに、 $\int \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = \int_{(0,0)}^{(0,1)} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} + \int_{(0,1)}^{(1,1)} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = -a$  である。



(3) 直線  $y = x$  上を動いて、点  $O(0,0)$  から点  $A(1,1)$  まで動く

この直線上の点は、1つのパラメーター  $t$  を用いて  $(t,t)$  とかける。つまり、この直線の方法ベクトル  $\mathbf{d}$  は、 $\mathbf{d} = (1,1)$  である。また、直線  $y = x$  上では  $\mathbf{F}$  は  $\mathbf{F} = (-t,t)$  とかける。すると、直線  $y = x$  上の任意の点において、

$$\mathbf{F} \cdot \mathbf{d} = 0$$

となるので、直線  $y = x$  上を動くとき、力  $\mathbf{F}$  のする仕事は0となる。

## 2.2.4 位置エネルギー

もう一度、位置エネルギーの定義を確認する。

### 位置エネルギー

物体をある点 A から基準点 O まで移動させる時、保存力がする仕事を点 O を基準とした点 A における物体の位置エネルギーと定義する。

この定義を数式で表すことを考える。保存力  $\mathbf{F}$  がする仕事は式 (2.8) のように線積分を使って書くと

$$U = \int_A^O \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r}$$

とかける。ただ、A から基準 O までの仕事と、ゴールが基準点であるより、基準点をスタートにした方がわかりやすいかもしれない。積分では始点と終点を入れかえると、積分結果の正負が入れかわるので、上の式は次のように書き換えられる。

$$U = - \int_O^A \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} \quad (2.16)$$

この式は、負号(マイナス)をインテグラル  $\int$  の中に入れると

$$U = \int_O^A (-\mathbf{F}) \cdot d\mathbf{r} \quad (2.17)$$

となり、 $U$  は O から A まで、保存力  $\mathbf{F}$  と大きさが等しく、向きが反対の力  $-\mathbf{F}$  のする仕事と見ることもできる。つまり、「O から A に至る経路の各点において保存力  $\mathbf{F}$  とつり合うように働かせた力」のする仕事が  $U$ (位置エネルギー)なのである。

さて、定積分では始点と終点が同じとき、積分結果は0となる。そのため、式 (2.16) や式 (2.17) の A と O が一致する場合  $U = 0$  である。つまり、位置エネルギー  $U(\mathbf{r})$  は基準点では0である。

ここまで位置エネルギーについて見てきたが、基準の取り方については具体的に定まっていない。むしろ、具体的に決めていないというのが適切かもしれない。積分で位置エネルギーを定義したが、基準について定義していないのは、基準はどこにとっても問題ないからだ。位置エネルギーの特徴の1つは、**基準点をどこにとっても良い**ということだ。線積分で定義しているので、基準を変えれば位置エネルギーも変わってしまう。しかし、定義には何の問題もない。

基準点として点 O をとる。2点 A,B を考える。それぞれの点の位置エネルギーは

$$U(A) = \int_O^A -\mathbf{F} \cdot d\mathbf{r}$$

$$U(B) = \int_O^B -\mathbf{F} \cdot d\mathbf{r}$$

である。

では、基準点が B だった場合の A の位置エネルギーを考える。この時の A の位置エネルギーを  $E(A)$  とすると、

$$E(A) = \int_B^A -\mathbf{F} \cdot d\mathbf{r}$$

定積分計算の性質から、 $B \rightarrow A$  を  $B \rightarrow O$  と  $O \rightarrow A$  の 2 つに分けると、

$$\begin{aligned} E(A) &= \int_B^O -\mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} + \int_O^A -\mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} \\ &= \int_O^A -\mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} - \int_O^B -\mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} \\ &= U(A) - U(B) \end{aligned}$$

この式から言えるのは、基準点を O から B にずらすと、位置エネルギーも変化するが、その変化量は、(O が基準の場合) B の位置エネルギーに相当する。つまり、基準点をずらすと、そのズレに対応して位置エネルギーは変化するのである。だから、基準点をどこにとっても問題はない。そのため、多くの場合、都合の良い<sup>(9)</sup>位置を基準点とする。

2.2.1 や 2.2.2 で見てきた重力は保存力である。そのため、**重力による位置エネルギー**を定義できる。重力の場合、どの点でも  $-mg$  であることから、線積分は単純に  $mg \times \Delta h$  ( $\Delta h$  はある位置 A と基準点 O の  $y$  座標の差) となる。そのため、重力による位置エネルギーの基準を原点にとれば、2.2.1 や 2.2.2 の図の点 P の位置エネルギーは  $mgh_P$  で、点 Q の位置エネルギーは  $mgh_Q$  である。ゆえに、 $mgh$  という量は原点<sup>(10)</sup>を位置エネルギーの基準とした時の直線  $y = h$  上の点の位置エネルギーなのである。

ここまでは線積分を使った定義を書いてきたが、実際に大学入試問題を解いたり、物理法則を導く上で重要なのは、基本となる 1 次元の場合である。そこで、以下では 1 次元の場合について掘り下げていく。

まず、線積分を使った難しそうな定義を 1 次元の場合に直すと、

$$U(x) = \int_0^x -F(x') dx' \quad (2.18)$$

となる。ただし、 $F(x)$  は保存力で、基準を  $x = 0$  とした。この式から逆に、

$$F(x) = -\frac{dU(x)}{dx} \quad (2.19)$$

と書けることがわかる。この式より、**位置エネルギーの増加する方向と、保存力の向きは反対である**ことがわかる。

<sup>(9)</sup>問題を解くときに都合の良いように、あるいは、位置エネルギーを関数で表したときに都合の良いように、基準点を勝手に定められるということである。

<sup>(10)</sup>正確には、原点でなくても  $x$  軸上の点ならどこを基準にしても、直線  $y = h$  上の任意の点の位置エネルギーは  $mgh$  となる。

### 2.2.5 力学的エネルギー保存則

1次元の場合における力学的エネルギー保存則を考える。物体に保存力しか働かないとき、2.1.2の「**エネルギーの原理**」の式は位置エネルギーを用いて変形できる。

まず、エネルギーの原理は、「運動エネルギーの変化 = 外力のした仕事」という式である。

$$\frac{1}{2}m(v_2)^2 - \frac{1}{2}m(v_1)^2 = \int_{x_1}^{x_2} F(x) dx \quad (2.10)$$

保存力に対しては、前のページの式 (2.18) のように位置エネルギーを導入できるから、

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}m(v_2)^2 - \frac{1}{2}m(v_1)^2 &= \int_{x_1}^{x_2} F(x) dx = - \int_{x_2}^{x_1} F(x) dx \\ &= - \int_{x_2}^0 F(x) dx - \int_0^{x_1} F(x) dx \\ &= \int_0^{x_2} F(x) dx - \int_0^{x_1} F(x) dx \\ &= -U(x_2) + U(x_1) \end{aligned}$$

添字が同じものを揃えると、

$$\underbrace{\frac{1}{2}m(v_1)^2 + U(x_1)}_{\text{状態 1 での力学的エネルギー}} = \underbrace{\frac{1}{2}m(v_2)^2 + U(x_2)}_{\text{状態 2 での力学的エネルギー}} \quad (2.20)$$

となる。この式 (2.20) の扱い方は、2.2.1 の場合と同じで  $x_1$  と  $x_2$ 、 $v_1$  と  $v_2$  の任意性から、次のようにまとめられる。

#### 力学的エネルギー保存則

保存力しか物体に働かないとき、運動エネルギー  $K$  と位置エネルギー  $U$  の和 (**力学的エネルギー**) は常に一定である。

$$\frac{1}{2}mv^2 + U = \text{const.}$$

保存力以外の力が働くとき、外力  $F(x)$  は保存力  $f(x)$  と非保存力  $g(x)$  に分解することができる。

$$\frac{1}{2}m(v_2)^2 - \frac{1}{2}m(v_1)^2 = \int_{x_1}^{x_2} F(x) dx = \int_{x_1}^{x_2} f(x) dx + \int_{x_1}^{x_2} g(x) dx$$

$f(x)$  は保存力なので、 $f(x)$  に対応する位置エネルギーが定義できる。これを  $U(x)$  とすると、

$$\frac{1}{2}m(v_2)^2 - \frac{1}{2}m(v_1)^2 = U(x_1) - U(x_2) + \int_{x_1}^{x_2} g(x) dx$$

従って、添字が同じものを揃えると

$$\underbrace{\left(\frac{1}{2}m(v_2)^2 + U(x_2)\right)}_{\text{状態 2 での力学的エネルギー}} - \underbrace{\left(\frac{1}{2}m(v_1)^2 + U(x_1)\right)}_{\text{状態 1 での力学的エネルギー}} = \underbrace{\int_{x_1}^{x_2} g(x) dx}_{\text{非保存力のした仕事}} \quad (2.21)$$

となって、力学的エネルギーの変化は非保存力のした仕事に等しいことがわかる。保存力しか働かないときは  $g(x) = 0$  であることをふまえると、エネルギー保存則は非保存力が働く場合も含めて、次のように一般化できる。

## エネルギー保存則

- 一般的に、運動エネルギー  $K$  と位置エネルギー  $U$  の和 (力学的エネルギー) の変化量は、非保存力のした仕事に等しい。

$$\underbrace{\left(\frac{1}{2}m(v_2)^2 + U(x_2)\right)}_{\text{状態 2 での力学的エネルギー}} - \underbrace{\left(\frac{1}{2}m(v_1)^2 + U(x_1)\right)}_{\text{状態 1 での力学的エネルギー}} = \underbrace{\int_{x_1}^{x_2} g(x) dx}_{\text{非保存力のした仕事}}$$

- 非保存力が働かない場合は、力学的エネルギーは運動の前後で一定に保たれる。

$$\frac{1}{2}mv^2 + U = \text{const.}$$

## 2.3 非保存力と力学的エネルギー

前のページで見た通り、非保存力が働くと力学的エネルギーは一定とならない。このことを問題演習を通して確認する。今回扱う問題は、河合塾シリーズの「名問の森」の 34 ページから 35 ページにのっている問題をアレンジ<sup>(11)</sup>したものである。

## 問題 5

質量  $m$  の小球 P と質量  $3m$  の小物体 Q を糸で結び、Q を傾角  $\theta$  の斜面上の点 A におき、糸を斜面と平行にし、滑車にかけて P をつるす (図 2.3 参照)。斜面は点 A の上側では滑らかであるが、下側は粗く、Q との間の動摩擦係数は  $\mu$  である。重力加速度を  $g$  とする。

(A) P に鉛直下向きの初速  $v_0$  を与えたところ、Q も  $v_0$  で点 A から動き出した。

- (1)  $\theta$  の値がある値より大きいとき、P と Q はずっと同じ方向に運動せず、あるところで一旦静止し、反対方向に動き始める。このようになるのは、 $\theta$  がどのような条件を満たしている時か。ただし、P と Q が一旦停止するまでに、P が床面についたり、あるいは Q が斜面の頂上に到達することはないものとする。

- (2)  $\theta$  が (1) の条件を満たすとき、Q の達する最高点 B と点 A の距離  $L$  を求めよ。  
(エネルギー保存則を用いること)

(B) (A) の (1) の条件が満たされている時、Q が点 B まで到達した後、Q は再び斜面下方向へ滑り、斜面上の点 C で止まった。(この点 C は点 A より下側にある。)

- (3) このような運動をするために、 $\mu$  と  $\theta$  の間に成り立つ関係を求めよ。
- (4)  $\mu$  と  $\theta$  が (A) の (1) の条件と (B) の (3) の条件を満たしている時、AC 間の距離  $d$  を求めよ。  
(エネルギー保存則を用いること)

(C) (A) の (2) と (B) の (4) の問題について、エネルギー保存則を使わないで  $L$  や  $d$  を求めよ。

<sup>(11)</sup> 原題は  $\theta = \frac{\pi}{6}$  で、 $\mu = \frac{1}{\sqrt{3}}$  と具体的になっている。(A) の (1)、(B) の (3) および (C) のような問題はない。この具体的な数値の時に (A) の (1)、(B) の (3) の条件が満たされることが確かめられる。

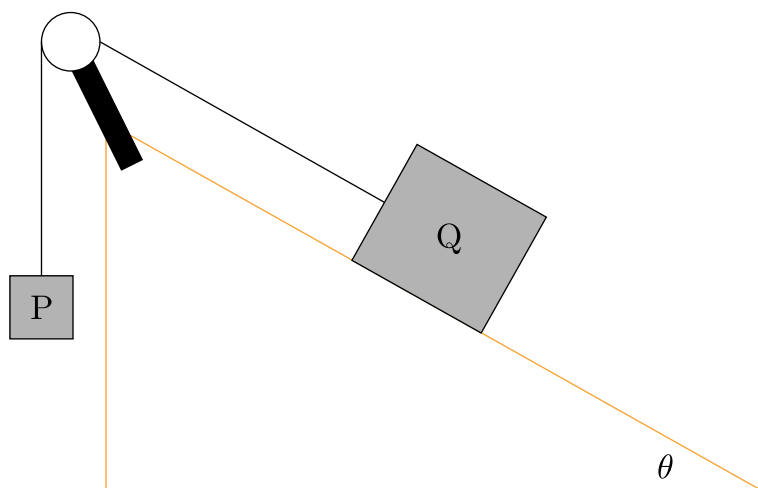


図 2.3 問題 5 で考える系の様子

(解答)

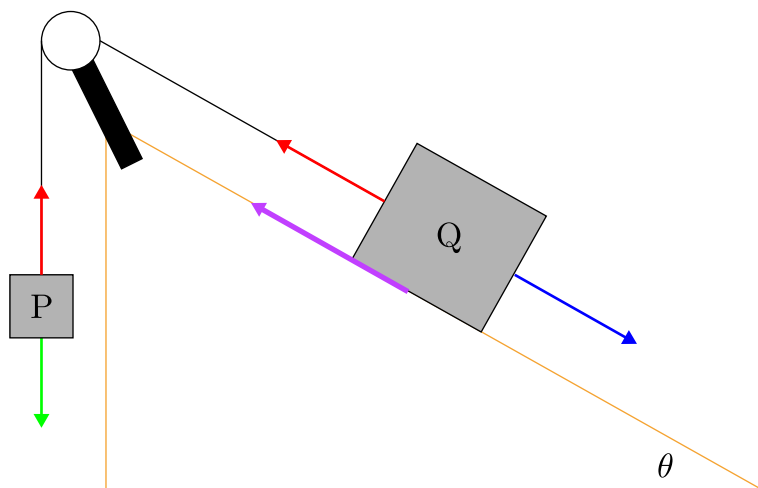


図 2.4 問題 5 の形で物体に働いている力 (紫の線は摩擦力)

- (1) 運動の様子を把握するには、どのような力が働いているか確かめて運動方程式をたてればよい。両者は糸でつながっているため加速度の大きさは同じである。P の加速度を鉛直下向きを正として  $a$  とおくと、Q の加速度は斜面をのぼる向きを正として  $a$  である。よって、P と Q の運動方程式は

$$ma = mg - T \quad (2.22)$$

$$3ma = T - 3mg \sin \theta \quad (2.23)$$

となる。これより、加速度  $a$  は

$$a = \frac{1 - 3 \sin \theta}{4} g \quad (2.24)$$

である。P が下がり続けている間、P と Q の加速度は変わらない。そのため、 $a \geq 0$  なら、P は減速することがないので、P が床面につくか、Q が斜面の頂上に到達してしまう。よって、 $a < 0$  となる必要がある。ゆえに、

$$1 - 3 \sin \theta < 0 \iff \sin \theta > \frac{1}{3} \quad (2.25)$$

が  $\theta$  の満たすべき条件である。

- (2) エネルギー保存則は、「運動エネルギーと位置エネルギーの和 (力学的エネルギー) の変化量が、非保存力<sup>(12)</sup>がした仕事に等しい」というものである。ということで、エネルギー保存則の式を記して計算する。

このときに注意することは、わざわざ  $t = 0$  のときの P と Q の高さを  $h_P$ ,  $h_Q$  として式を立てる必要はなく、変化量だけに着目すればよい<sup>(13)</sup>。

- 運動エネルギーの変化量:  $-\frac{1}{2}m(v_0)^2 - \frac{1}{2}(3m)(v_0)^2 = -2m(v_0)^2$
- 位置エネルギーの変化量について。P は  $L$  下がり、Q は斜面上を  $L$  上がるが、斜面上を  $L$  上がるということは Q は鉛直方向に  $L \sin \theta$  上がるということなので、変化量は  $-mgL + (3m)gL \sin \theta$  である。

今回は、非保存力は仕事をしないので、エネルギー保存則は以下になる。

$$\underbrace{-2m(v_0)^2}_{\text{運動エネルギーの変化量}} + \underbrace{(-mgL + 3mgL \sin \theta)}_{\text{位置エネルギーの変化量}} = 0 \quad (2.26)$$

これを解くと、 $L$  は以下のように求められる。

$$L = \frac{2(v_0)^2}{g(3 \sin \theta - 1)} \quad (2.27)$$

- (3) (1) と同様に運動方程式をたてて考える。A より下側を通過する時 (斜面を下る時)、紫色の矢印のように摩擦力が働く。このことに気をつけて運動方程式をたてればよい。P の加速度を鉛直上向きを正として  $b$  とおくと、Q の加速度は斜面を下る向きを正として  $b$  であるから、P と Q の運動方程式は

$$mb = T - mg \quad (2.28)$$

$$3mb = 3mg \sin \theta - 3\mu mg \cos \theta - T \quad (2.29)$$

<sup>(12)</sup> 内力と外力の違いに注意。非保存力でも 2 物体間に働く内力なら問題ない。エネルギー保存則が運動方程式や「エネルギーの原理」から来ていることを考えるとわかる。

今回の場合、P の位置を  $x_1$ 、Q の位置を  $x_2$  (P と Q の  $t = 0$  の時の位置を基準とする) とすると、P と Q の運動方程式は、

$$\begin{aligned} m \frac{d^2 x_1}{dt^2} &= m \frac{dv_1}{dt} = mg - T \\ 3m \frac{d^2 x_2}{dt^2} &= 3m \frac{dv_2}{dt} = T - 3mg \sin \theta \end{aligned}$$

であり、それぞれの両辺に  $v_1 = \frac{dx_1}{dt}$ ,  $v_2 = \frac{dx_2}{dt}$  をかけて整理すると、

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} m (v_1)^2 \right) &= \frac{d}{dt} (mgx_1 - Tv_1) \\ \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} (3m) (v_2)^2 \right) &= Tv_2 - \frac{d}{dt} (3mgx_2 \sin \theta) \end{aligned}$$

今回の場合、P と Q は糸でつながっているため  $v_1 = v_2$  である。そのため、辺々加えると、

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} m (v_1)^2 + \frac{1}{2} (3m) (v_2)^2 \right) = \frac{d}{dt} (mgx_1 - 3mgx_2 \sin \theta)$$

となり、整理すると、

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} m (v_1)^2 + \frac{1}{2} (3m) (v_2)^2 - mgx_1 + 3mgx_2 \sin \theta \right) = 0$$

なる。この式から、**張力は働くけれどもエネルギー保存則には関与しないことがわかる。**

<sup>(13)</sup> 「変化量に着目すれば良い」のは、保存則の性質を考えれば当たり前である。これで十分なのは、次のような理由による。

P と Q の  $y$  座標 (位置エネルギーの基準点を原点とする  $xy$  座標系) を  $h_P$ ,  $h_Q$  とすると、力学的エネルギー保存則は、

$$\left( \frac{1}{2} m (v_0)^2 + mgh_P \right) + \left( \frac{1}{2} (3m) (v_0)^2 + (3m)gh_Q \right) = mg(h_P - L) + (3m)g(h_Q + L \sin \theta)$$

となるが、この式を整理すると、(2.26) のようになる。そのため、(2.26) のように変化量に着目すれば十分である。

これより、加速度  $b$  は

$$b = \frac{3 \sin \theta - 3\mu \cos \theta - 1}{4}g \quad (2.30)$$

である。Q が下がり続けている間、P と Q の加速度は変わらない。そのため、 $b \geq 0$  なら Q は静止しない。よって、 $b < 0$  となる必要がある。

$$b < 0 \iff \sin \theta - \mu \cos \theta < \frac{1}{3} \quad (2.31)$$

であり、これが  $\mu$  と  $\theta$  の満たすべき条件の一つである。もちろん、(A) の (1) の条件  $\sin \theta > \frac{1}{3}$  も満たしている必要がある。ゆえに求める条件は、

$$\sin \theta > \frac{1}{3} \quad \text{and} \quad \sin \theta - \mu \cos \theta < \frac{1}{3}$$

である。

- (4) 張力は内力であり、非保存力のした仕事に関与しなかったが、摩擦力は非保存力のした仕事に関与する<sup>(15)</sup>。

ということで、エネルギー保存則の式を立てよう。

「力学的エネルギーの変化量」＝「外力 (動摩擦力) のした仕事」

Q が点 A から点 B に移動する間は力学的エネルギーは保存されるので、点 A にある状態 (一番最初) と点 B にある状態の力学的エネルギーは等しい。そのため、Q が点 A にある状態 (一番最初) と点 C にある状態を比べれば良い。

$$\underbrace{(mgd - 3mgd \sin \theta)}_{\text{位置エネルギーの変化量}} + \underbrace{\left\{ -\left( \frac{1}{2}m(v_0)^2 + \frac{1}{2}(3m)(v_0)^2 \right) \right\}}_{\text{運動エネルギーの変化量}} = \underbrace{-3\mu mgd \cos \theta}_{\text{動摩擦力のした仕事}} \quad (2.32)$$

が成立する。これを解くと、

$$d = \frac{2(v_0)^2}{g} \cdot \frac{1}{1 - 3(\sin \theta - \mu \cos \theta)} \quad (2.33)$$

- (C) 今回の場合、P と Q の運動は等加速度運動なので、**等加速度運動の式**のうち、「いつ静止したか」といった時間に関する情報は必要ないので、 $\{v(t)\}^2 - \{v(0)\}^2 = 2a\{x(t) - x(0)\}$  を使えばよい。

- まず、 $L$  について考える。P について着目すると、P は加速度の向きに  $L$  動くから、

$$0 - (v_0)^2 = 2 \cdot \frac{1 - 3 \sin \theta}{4}g \cdot L \implies L = \frac{2(v_0)^2}{g(3 \sin \theta - 1)}$$

- 次に、 $d$  について。A を通過してから摩擦力が働いている区間について考える。

$$0 - (v_0)^2 = 2 \cdot \frac{3 \sin \theta - 3\mu \cos \theta - 1}{4}g \cdot d \implies d = \frac{2(v_0)^2}{g} \cdot \frac{1}{1 - 3(\sin \theta - \mu \cos \theta)}$$

<sup>(15)</sup>張力  $T$  は、2 物体全体を考えたとき、つまり 2 つの運動方程式 (2.26) と (2.27) の両辺を加えたときには存在しない。大きな視点で見た時に内力は打ち消しあうのである。張力は厳密には内力ではないが、P と Q の間で互いに及ぼしあう相互作用的な力であり、内力と同等である。しかし、動摩擦力は、両者の間に働く力でなく、P と Q 以外の別物、斜面から働く力であり、外力なのでエネルギー保存則に関与する。





## 第 3 章 運動量保存則と 2 体問題

この Chapter では、まず、大学入試問題を解くのに役立つ**運動量保存則**と、運動量保存則を使って問題が解ける「2 物体の衝突」に関する**反発係数**を取り扱う。その後、「2 体問題」や、重心から見た 2 物体の運動について考える。

この Chapter の内容、特に「2 体問題」について、私は現役時代全く理解していなかった。浪人時代、そして、大学生になった今は「重心系」という言葉を当たり前のように使っている。しかし、現役時代、そんな言葉は知らなかった。実際、多くの入試問題は重心系で考えなくても解けるし、重心系を使う場合は丁寧な誘導が付くだろう。そのため、重心系なんて知らなくても良いのかもしれない。だが、知っているだけで有利なのである。だから、私は浪人時代は「重心系」についての理解を深めた。

この Chapter では、高校の一般的な Level を逸脱する内容を取り上げ、2 体問題の理解を深めていくことを目標にしていく。その第 1 歩が「運動量保存則」である。また、今後の議論を円滑に進めるために、この Chapter の途中で、現在の高校数学では範囲外となっている「行列」の基本的知識を導入する。

### 3.1 運動量保存則

#### 3.1.1 力積と運動量の変化

第 1 章の最初でも取り上げたが、**運動量**の定義をしっかりと書こう。

- **運動量**：物体の運動の勢いを表す量として、 $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$  により運動量を定義する。

**運動方程式**とは、Chapter1 でも取り上げたが、運動量の時間変化  $\frac{d\mathbf{p}}{dt}$  が、物体に加えられた外力  $\mathbf{F}$  に等しいというものである。しかし、外力が加えられた時間が極めて短いとき、 $\mathbf{F}$  がどのような関数で表されるか分析することができないので、 $\mathbf{v}$  について分析することはできない。

このような時は、運動方程式の積分形が活躍する。運動方程式から「エネルギーの原理」を導き、エネルギー保存則を導いたように、積分形が活躍する。運動方程式の両辺を位置 (一次元なら  $x$ ) で積分すると、「エネルギーの原理」が導ける。今回は運動方程式を  $t$  で積分する。

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{d\mathbf{p}(t)}{dt} dt = \int_{\mathbf{p}_1}^{\mathbf{p}_2} d\mathbf{p} = \int_{t_1}^{t_2} \mathbf{F}(t) dt$$

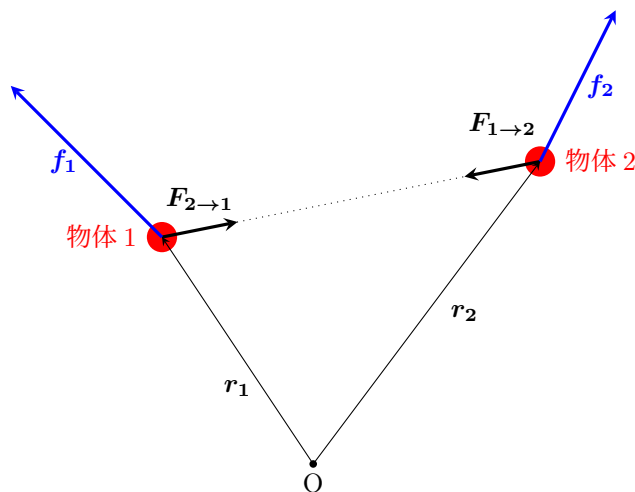
よって、

$$\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1 = \int_{t_1}^{t_2} \mathbf{F}(t) dt \quad (3.1)$$

という関係式が導ける。この右辺の積分を**力積**という。

この式より、「物体の運動量  $\mathbf{p}$  の変化は、その間に物体に与えられた力積に等しい」ということがわかる。

### 3.1.2 運動量保存則



複数の物体がある場合、それぞれの物体には様々な力が働く。今回は最も簡単な場合である「2体系」についてとりあげる。働く力には**内力**と**外力**の2種類がある。

**内力**とは、2つの物体の間に働く力のことで、上の図では  $F_{12}$  や  $F_{21}$  である。Newton の3つの法則の一つに「**作用・反作用の法則**」があるが、これによると、物体1から物体2に力  $F$  (作用) が働くとき、物体2から物体1に力  $-F$  (反作用) が働く。そのため、上の図では  $F_{21} = -F_{12}$  という関係式が成り立つ。

一方、**外力**とは、2つの物体を1つのまとまり (系) として見たとき、系の外から、つまり A と B 以外から働く力のことである。上の図では  $f_1$  を物体1に働く外力のベクトル和 (合力)、 $f_2$  を物体2に働く外力のベクトル和とした。前の Section では、物体 P と物体 Q、そして力を伝達する**媒介者**的な存在である糸をまとめて1つの系として見たのである。すると、地球と物体 P、物体 Q の間に働く力である「重力」や、斜面と物体 Q の間に働く力である「摩擦力」は外力ということになる。

さて、今、物体1と物体2に一切の外力が働いていない場合を考える。このとき、2つの物体の運動方程式は以下になる。(物体1の質量を  $m_1$ 、物体2の質量を  $m_2$  とした。)

$$m_1 \frac{dv_1}{dt} = F_{12} \quad (3.2)$$

$$m_2 \frac{dv_2}{dt} = F_{21} = -F_{12} \quad (3.3)$$

よって、内力 (相互作用) による力積を考えると、

$$\begin{aligned} m_1 v'_1 - m_1 v_1 &= \int_{t_1}^{t_2} F_{12} dt \\ m_2 v'_2 - m_2 v_2 &= \int_{t_1}^{t_2} -F_{12} dt \end{aligned}$$

となる。積分の部分、つまり力積の部分が消去して整理すると、次の式が成り立つ。

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 v'_1 + m_2 v'_2 \quad (3.4)$$

文字の任意性、すなわち、速度が具体的な値ではないということを考慮すると、式 (3.4) は、任意の時刻において  $m_1 v_1 + m_2 v_2$ 、つまり2つの物体の**運動量の和は保存する**ということを意味している。

## 運動量保存則

2つの物体(系)に一切外力が働かないとき(内力しか働かないとき)、2つの物体(系)の運動量の和は常に一定である。

この運動量保存則については、Newton 力学が適用できない場合にも成り立つことがわかっている。このTeX ノートでいつか取り扱う「原子」分野編の「Compton 効果」で X 線光子と電子の衝突に対して運動量保存則の式を立てて分析をする。ここで気づいてほしいのが、運動量という量が、Newton 力学だけではなく、光子や電子といった微視的粒子の運動を表すのに使えるということである。運動量は極めて重要な物理量である。

さて、わざわざ力積を間に挟んで運動量保存則を導いたが、そんなことをする必要はない。式 (3.2) と式 (3.3) の辺々を加えると、

$$\frac{d}{dt}(m_1\mathbf{v}_1 + m_2\mathbf{v}_2) = \mathbf{0} \quad (3.5)$$

となっており、これは  $m_1\mathbf{v}_1 + m_2\mathbf{v}_2$  の時間微分が  $\mathbf{0}$ 、つまり、 $m_1\mathbf{v}_1 + m_2\mathbf{v}_2$  は時間によらず一定であることを示している。とにかく、重要なのは、外力が働かなければ、2つの物体の運動量の和は保存するということである。

では、外力が働く時はどうなるか。

$$\begin{aligned} m_1 \frac{d\mathbf{v}_1}{dt} &= \mathbf{F}_{12} + \mathbf{f}_1 \\ m_2 \frac{d\mathbf{v}_2}{dt} &= \mathbf{F}_{21} + \mathbf{f}_2 = -\mathbf{F}_{12} + \mathbf{f}_2 \end{aligned}$$

2つの物体の運動方程式はこのようであるから、辺々を加えると、

$$\frac{d}{dt}(m_1\mathbf{v}_1 + m_2\mathbf{v}_2) = \mathbf{f}_1 + \mathbf{f}_2 \quad (3.6)$$

となる。

以上の内容をまとめると、**運動量**の重要な性質は次の3点である。

## 運動量の変化と力の関係

1. 運動量の和の変化は外力によって引き起こされる。
2. 2体系の運動量に内力は影響を与えない。
3. 外力が一切働かない、あるいは、外力が働いているがそれらのベクトル和が打ち消しあう時は、2体系の運動量は一定。

### 3.1.3 反発係数

2体問題の例として典型的なのが、「2物体の衝突」である。2物体の衝突においては、極めて短い時間に極めて大きな撃力が働いて2物体の運動状態が変化する。外力が存在しないなら、当然運動量保存則が成り立つが、外力が存在したとしても、**衝突による撃力が外力より圧倒的に大きく、多くの衝突の場合、外力はないものとして扱える。**

ここで、2つの物体の衝突を考える。それも最も単純な場合の、1次元(直線上)の衝突を考える。2つの物体の質量を  $m_1, m_2$  とし、それらの衝突前の速さを  $v_1, v_2$  とする。衝突後の2つの物体の速さを  $v'_1, v'_2$  とする。衝突の際は、外力はないものとして扱えるので、運動量保存則が成立する。

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 v'_1 + m_2 v'_2$$

衝突後の2物体の運動がどうなるかを知るには、 $v'_1$  と  $v'_2$  を明確にする必要がある。つまり、 $v'_1$  と  $v'_2$  を変数とする方程式を解く必要がある。しかし、変数が2つなのに方程式が1つなので、これでは解くことができない。そこで、もう1つの式を立てる。それは衝突前後の一方の物体を基準にした他方の物体の速度(相対速度)に関する式である。

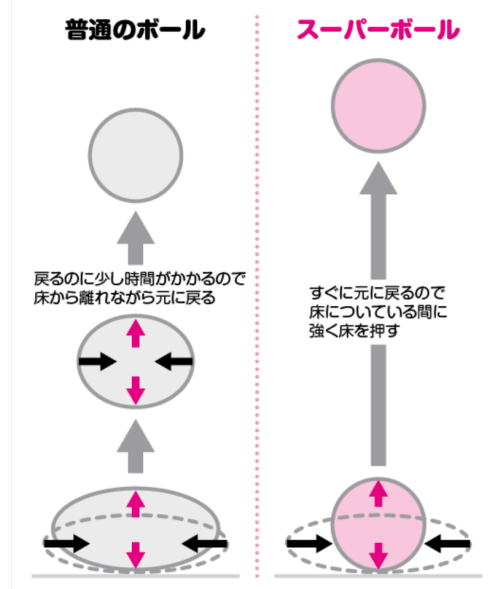
$$e = -\frac{v'_1 - v'_2}{v_1 - v_2} \quad (3.7)$$

このように衝突の前後が相対速度がどうなるかという2つ目の式を立てることで、 $v'_1$  と  $v'_2$  を決定することができる。

ここで重要なのが、「エネルギーは急に湧き出るものではない」という不変(普遍)のFactである。この場合の「急に」は「原因となる出来事がなく」という意味である。バスケットボールが弾むのには理由がある。小学生にわかりやすく説明しているサイト<sup>(1)</sup>には、バスケットボールが弾むのは床に当たって凹んだボールの表面のゴムの弾性力が1つの原因と書かれている。

バネやゴムは力を加えて変形させても、手を離せば元の形に戻るよね。このような性質を「弾性」という。ボールが弾むのはこの弾性のためだ。つまり、床にぶつかった瞬間に運動のエネルギーでボールが変形した後すぐに元に戻るのだから、床を押して跳ね上がるというわけ。スーパーボールは、ゴムの中でも元に戻る性質がとて強いポリブタジエンという合成ゴムの一種でできている。だから、ぶつかったときの運動エネルギーのほとんどが跳ね返る力になって、普通のゴムボールよりよく弾むんだ。

他にも、バネの材料になる鋼も元に戻る性質が強い。だから鋼製のパチンコ玉やボールベアリングの玉はよく弾む。ただし鋼は大変硬いのでぶつかる床もそれだけ丈夫でないと、床の方が変形してエネルギーを吸収してしまう。この点、ポリブタジエンは木の床などでも凹まないから、エネルギーのロスが少ないんだ。



<sup>(1)</sup> <https://www.kodomonokagaku.com/hatena/?aa69e36ad618ee4ab1a885af18c0a52d>

固い物体が床と衝突してはね返る時を考える。高いところから落として跳ね返っても元の位置に戻ることはない。なぜなら、衝突の際に速度ベクトルの大きさが小さくなるからである。この時、速度の基準は静止している床に対する速度 (床に対する相対速度) である。そのため、前のページの式 (3.7) に着目すると、 $-(\text{マイナス})$  がついてるのは速度の向きが変わるからである。相対速度の大きさは必ず小さくなるはずなので、一般的に**反発係数**  $e$  は  $0 \leq e \leq 1$  を満たす。

#### 反発係数 $e$

2つの物体の衝突前の速さを  $v_1, v_2$ 、衝突後の2つの物体の速さを  $v'_1, v'_2$  とすると、反発係数  $e$  は相対速度を用いて次のように定義される。

$$e = -\frac{v'_1 - v'_2}{v_1 - v_2}$$

また、 $e$  の値によって、衝突は以下の3つに分類される。

1. **弾性衝突**:  $e = 1$  の衝突。衝突の前後における2物体の運動エネルギーの和は保存する<sup>(1)</sup>。
2. **非弾性衝突**:  $0 < e < 1$  の衝突。
3. **完全非弾性衝突**:  $e = 0$  の衝突。衝突後、2物体は一体となって運動する。

では、運動量保存則と反発係数の式から衝突後の速度を求める。

$$\begin{aligned} m_1 v_1 + m_2 v_2 &= m_1 v'_1 + m_2 v'_2 \\ e &= -\frac{v'_1 - v'_2}{v_1 - v_2} \end{aligned} \quad (3.8)$$

反発係数  $e$  の定義式を変形すると、

$$e v_1 - e v_2 = -v'_1 + v'_2 \quad (3.9)$$

となる。(3.8) と (3.9) の両辺に  $m_2$  をかけて辺々引くと、

$$(m_1 - e m_2) v_1 + (1 + e) m_2 v_2 = (m_1 + m_2) v'_1 \quad (3.10)$$

(3.8) と (3.9) の両辺に  $m_1$  をかけて辺々足すと、

$$(1 + e) m_1 v_1 + (m_2 - e m_1) v_2 = (m_1 + m_2) v'_2 \quad (3.11)$$

となるから、

$$v'_1 = \frac{(m_1 - e m_2) v_1 + (1 + e) m_2 v_2}{m_1 + m_2} \quad (3.12)$$

$$v'_2 = \frac{(1 + e) m_1 v_1 + (m_2 - e m_1) v_2}{m_1 + m_2} \quad (3.13)$$

と衝突後の2物体の速度が求まる。これより、衝突後の速度は、2物体の衝突前の速度と反発係数の影響を受けることがわかる。

衝突は物体と物体の衝突だけではなく、物体と床の衝突もある。物体2を床とすると、床は  $m_2 = \infty, v_2 = 0$  の物体と見なせばよい。式 (3.13) の両辺を  $m_2$  でわると、次のようになる。

$$v'_1 = \frac{\{(m_1/m_2) - e\} v_1 + (1 + e) v_2}{(m_1/m_2) + 1} \quad (3.14)$$

ここで、 $m_2 \rightarrow \infty, v_2 \rightarrow 0$  の極限をとると、 $v'_1 = -e v_1$  となることがわかる。

<sup>(1)</sup>  $e = 1$  の時に、2物体の運動エネルギーの和が保存することについては、重心系を導入してから議論する。

### 3.2 2次元の衝突 (演習問題を通して考える)

2次元の衝突、つまり一直線上の衝突でない衝突は、 $x$  方向、 $y$  方向に分けて考えればよい。今回は問題演習を通して、2次元の衝突について考える。扱う問題は、難系の99ページの演習問題24である。(一部変更している箇所あり)

#### 問題 6

以下の文章中の空欄を埋めよ。答えは文章中の記号  $m, \theta, \alpha, h, e, v_0, g$  (重力加速度の大きさ) を用いて表せ。

水平面と角度  $\theta$  をなすなめらかな斜面がある。この斜面との反発係数  $e$ 、質量  $m$  の小球がある。

- (A) 図 3.1 のように、時刻  $t = 0$  で小球を斜面から鉛直上方、高さ  $h$  にある点 P より、静かに落下させると、小球は、初めのうちは弾み、やがて斜面を滑り出す。小球と斜面の  $n$  回目の衝突地点を  $Q_n$ 、その時刻を  $t_n$  とする。いま、点 P より斜面に垂線を下ろし、斜面との交点を Q とする。点 Q と点  $Q_n$  の距離を  $x_n$  とすると、 $x_n$  は  $t_n^2$  に比例し、その比例定数  $\frac{x_n}{t_n^2} = \boxed{\text{ア}}$  で与えられる。また、小球が滑り出すまでに失うエネルギーは  $\boxed{\text{イ}}$  である。
- (B) 次に、図 3.2 のように、斜面の下方から速さ  $v_0$ 、入射角  $\alpha$  で、小球を時刻  $t = 0$  で斜面に衝突させる。小球と斜面の  $n$  回目の衝突時刻を  $t_n$  とすると、 $\frac{t_{n+2} - t_{n+1}}{t_{n+1} - t_n} = \boxed{\text{ウ}}$  と与えられる。また、小球が滑り出す時刻  $t_\infty$  は  $\boxed{\text{エ}}$  となり、小球の速度の斜面方向の成分が 0 となる時刻は  $\boxed{\text{オ}}$  となる。 $\boxed{\text{エ}}$  と  $\boxed{\text{オ}}$  の結果から、小球が弾みながら上がった後、さらに滑り上がるためには、不等式  $\tan \alpha > \boxed{\text{カ}}$  が成立する必要がある。

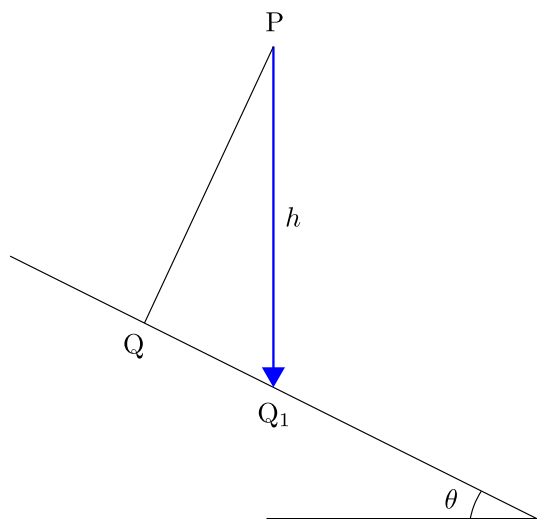


図 3.1 (A)

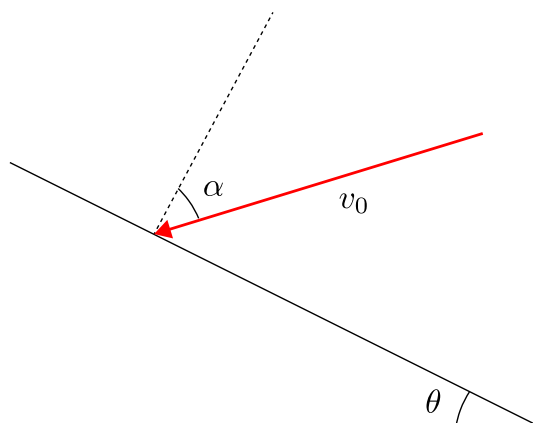
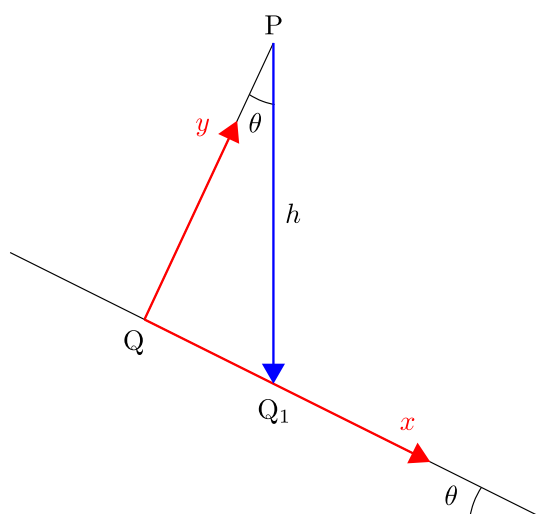
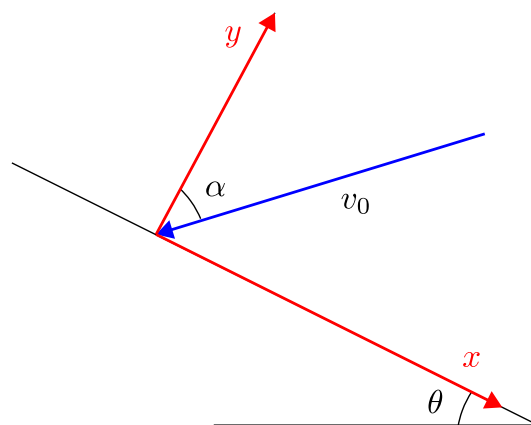


図 3.2 (B)

図 3.3  $xy$  座標系をどのように導入する？図 3.4  $xy$  座標系をどのように導入する？(2)

## (A) について

問題文を最後まで読んでみると、図 3.3 のように  $xy$  座標系を導入すればスッキリしそうである。特に、 $Q$  を原点とすると、 $x_n$  がわかりやすい。しかし、重力加速度には注意しなければならない。下图のように座標系を入れると、重力加速度 (ベクトル)  $g$  の  $x$  方向成分は  $g \sin \theta$  で、 $y$  方向成分は  $-g \cos \theta$  となる。

- (ア) 衝突の時は斜面に垂直な  $y$  方向成分が変化して、斜面と平行な  $x$  方向の速度は変化しない。これより、 $x$  方向には加速度  $g \sin \theta$  の等加速度運動をすることがわかる。そのため、等加速度運動の式を使って、

$$\frac{x_n}{t_n^2} = \frac{1}{2} g \sin \theta$$

と求められる。

- (イ) 「滑り出す」ということは、 $y$  方向の速度を持たないということである。つまり、 $y$  方向の運動エネルギーを持たないということである。 $t = 0$  における  $y$  方向の位置エネルギー<sup>(2)</sup>は  $m(g \cos \theta)(h \cos \theta) = mgh \cos^2 \theta$  である。 $y$  方向については  $P$  から落下する際、この  $mgh \cos^2 \theta$  が徐々に運動エネルギーに変わるが、斜面と衝突する際、速さが  $e$  倍になり運動エネルギーは  $e^2$  倍に減少する。その後、衝突を繰り返す度に、 $y$  方向の運動エネルギーが失われる。したがって、最終的に  $m(g \cos \theta)(h \cos \theta) = mgh \cos^2 \theta$  のエネルギーがなくなる。

## (B) について

今度も図 3.4 のように座標系を設定すればスッキリしそうである。

- (ウ) 初速度は、図 3.4 のような座標系では  $\mathbf{v} = (-v_0 \sin \alpha, -v_0 \cos \alpha)$  とかける。1 回目の衝突後、速度の  $y$  方向成分の大きさは  $e$  倍になるから、 $y$  方向の速度は  $ev_0 \cos \alpha$  となる。1 回目の衝突後、 $y$  座標が最大になるまでに要する時間  $\Delta t_1$  は、

$$(ev_0 \cos \alpha) - (g \cos \theta) \Delta t_1 = 0 \quad \Longleftrightarrow \quad \Delta t_1 = \frac{ev_0 \cos \alpha}{g \cos \theta}$$

である。このことを使うと、

$$t_2 - t_1 = 2\Delta t_1 = \frac{2ev_0 \cos \alpha}{g \cos \theta}$$

<sup>(2)</sup>重力加速度の  $y$  方向成分は  $-g \cos \theta$  であることと、位置エネルギーの基準点を  $Q$  とすると、 $P$  と  $Q$  の  $y$  座標の差  $y_P - y_Q$  は図より  $h \cos \theta$  である。この 2 点より位置エネルギーは  $mgh$  ではないことがわかる。十分注意しなければならない。

となる。同様に  $t_3 - t_2, t_4 - t_3, \dots$  を求めようとする、放物運動の初速 ( $y$  成分) が衝突のたびに  $e$  倍になることから、 $t_{n+1} - t_n$  は  $n$  が大きくなるにつれて  $e$  倍になる。よって、

$$\frac{t_{n+2} - t_{n+1}}{t_{n+1} - t_n} = e$$

が成立する。

(エ) 上で求めた漸化式と問題文の条件から  $t_1 = 0$  となることを使って、 $t_n$  を求める。

$$t_n = t_1 + \sum_{k=1}^{n-1} (t_{k+1} - t_k) = \sum_{k=1}^{n-1} \frac{2v_0 \cos \alpha}{g \cos \theta} e^k = \frac{2v_0 \cos \alpha}{g \cos \theta} \cdot \frac{e(1 - e^{n-1})}{1 - e}$$

とかける。小球が滑り出すのは衝突後の速度 ( $y$  成分) が 0 となる時である。 $n$  回目の衝突後の小球の速度の  $y$  成分は  $e^n v_0 \cos \alpha$  なので、 $n \rightarrow \infty$  のとき、衝突後の速度 ( $y$  成分) が 0 となる。ゆえに、

$$t_\infty = \lim_{n \rightarrow \infty} t_n = \frac{2v_0 \cos \alpha}{g \cos \theta} \cdot \frac{e}{1 - e}$$

(オ) 衝突の際、斜面と平行な方向の速度成分は変化しないから、小球の速度の  $x$  方向成分が 0 となる時刻を  $T$  とすると、

$$-v_0 \sin \alpha + (g \sin \theta)T = 0 \iff T = \frac{v_0 \sin \alpha}{g \sin \theta}$$

(カ) 衝突後の小球の速度の  $y$  成分が 0 になったとき、小球の速度の  $x$  成分が負であるときに限り、弾みながら上がった後に、さらに滑り上がる。重力加速度の  $x$  成分は正なので、小球の速度の  $x$  成分は単調増加する。そのため、 $t = t_\infty$  における小球の速度の  $x$  方向成分が負でないと滑り上がることはない。そうなるには、 $t_\infty < T$  であればよい。つまり、

$$\frac{2v_0 \cos \alpha}{g \cos \theta} \cdot \frac{e}{1 - e} < \frac{v_0 \sin \alpha}{g \sin \theta}$$

であればよい。今回は  $\tan \alpha$  に関する条件を考えるので<sup>(3)</sup>、

$$\tan \alpha > \frac{2e}{1 - e} \tan \theta$$

---

<sup>(3)</sup>  $\theta, \alpha$  はともに鋭角である。



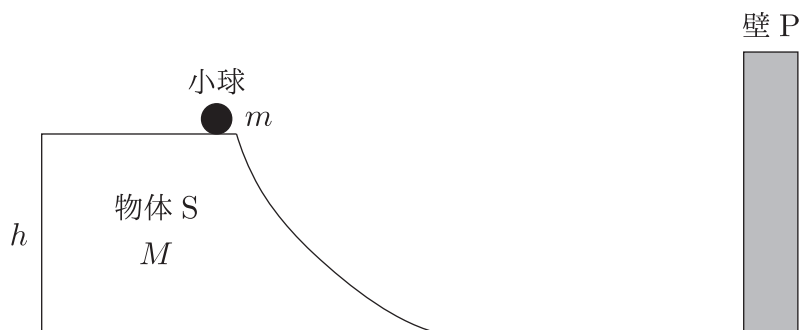
### 3.3 演習問題 (運動量保存則を使って問題を解く)

2019 年夏の改訂で、運動量保存則とエネルギー保存則を組み合わせる問題を新たに加えることにしました。以下の問題は『2016 物理重要問題集』の 39 番の問題を一部変更したものです。

#### 問題 7

図に示すような断面をもつ質量  $M$  の物体  $S$  が滑らかな基準水平面上に静止している。ここで上面は底面から高さ  $h$  の水平面であり、右の曲面は滑らかなスロープである。さらに物体  $S$  の上面に質量  $m (< M)$  の小球がはじめ静止して置かれている。また、物体  $S$  のスロープから離れた位置には基準水平面に垂直に固定された壁  $P$  がある。

空気抵抗は無視できるとし、重力加速度の大きさは  $g$  とする。また、図の左向きを正の向きとする。以下の問いに答えよ。



- (1) 小球をスロープに沿って静かに落下させたら、物体  $S$  も動き始めた。小球が  $S$  から離れた直後の物体  $S$  と小球のそれぞれの速度  $V_0, v_0$  を求めよ。
- (2) 小球が壁と反発係数  $e$  で衝突した場合、衝突直後の小球の物体  $S$  に対する相対速度を  $e, m, M, g, h$  を用いて表せ。
- (3) 衝突後、小球が物体  $S$  に追いつくためには、反発係数  $e$  はどのような条件を満たす必要があるか答えよ。

以下では、反発係数  $e$  が (3) の条件を満たしているとする。壁との衝突後小球は物体  $S$  に追いつき、スロープ上を上昇し水平面からの高さ  $\ell$  まで達して上昇がとまった。その時の物体の速さは  $V$  であった。

- (4) 小球の上昇がやんだ瞬間と小球が物体  $S$  に追いつく直前では運動量と力学的エネルギーが保存する。この 2 つの時点での運動量と力学的エネルギーの保存の関係を式で表せ。ここまでに登場していない文字を使用して良いが、その際はその文字が何を表すかを記すこと。
- (5)  $V$  と  $\ell$  を求めよ。

- (1) 小球がスロープを滑り降りている間、力学的エネルギーと運動量が保存する。曲線的な斜面は微小な直線的な斜面の組み合わせの結合であるとみなせる。そのため、微小な直線部分では次の 3 つの式が成立する。

$$\begin{cases} ma_x = N \sin \theta \\ ma_y = mg - N \cos \theta \\ MA = -N \sin \theta \end{cases}$$

加速度が速度の微分であることから、左右方向については次の式が成立する。

$$\frac{d}{dt}(mv_x + MV) = 0$$

これは左右方向の運動量保存則を表す式である。垂直抗力は経路に垂直であることから仕事はしない。重力は保存力である。空気抵抗などはないので、力学的エネルギー保存則も成立する。

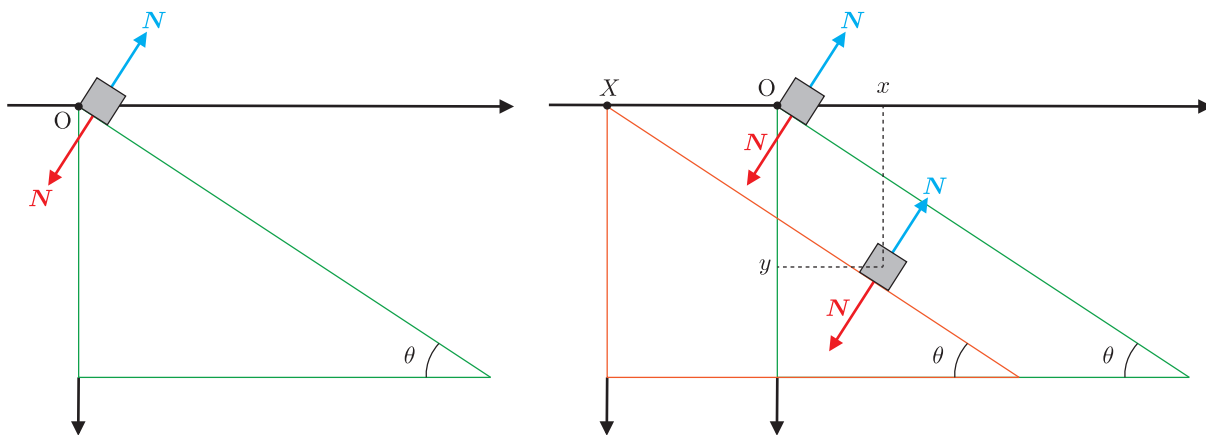


図 3.5 曲線的な斜面は直線的な斜面の組み合わせの結合である

ということで、力学的エネルギーと運動量が保存するという関係式を立てる。

$$\text{(力学的エネルギー保存則)} \quad mgh = \frac{1}{2}mv_0^2 + \frac{1}{2}MV_0^2 \quad (3.15)$$

$$\text{(運動量保存則)} \quad 0 = mv_0 + MV_0 \quad (3.16)$$

式 (3.16) より  $V_0 = -(m/M)v_0$  なので、式 (3.15) より、

$$\begin{aligned} mgh &= \frac{1}{2}mv_0^2 + \frac{1}{2}M\left(-\frac{m}{M}v_0\right)^2 \iff mgh = \frac{1}{2}mv_0^2\left(1 + \frac{m}{M}\right) \\ &\iff v_0^2 = 2gh \cdot \frac{M}{M+m} \end{aligned}$$

となる。左向きが正であることに注意すると、 $V_0 > 0$ ,  $v_0 < 0$  である。従って、 $V_0$ ,  $v_0$  は以下のようになる。

$$V_0 = \sqrt{2gh \cdot \frac{m^2}{M(M+m)}} \quad v_0 = -\sqrt{2gh \cdot \frac{M}{M+m}}$$

- (2) 小球が S を離れてから壁で衝突するまでは、小球と物体 S の速度は一定。そのため、物体 S の速度は上で求めた  $V_0$  に等しい。小球が物体で衝突した後の速度は  $-ev_0$  である。よって、相対速度は

$$-ev_0 - V_0 = \left(-e + \frac{m}{M}\right)v_0 = \left(e - \frac{m}{M}\right)\sqrt{2gh \cdot \frac{M}{M+m}}$$

と求められる。

- (3) 小球が物体 S に追いつくためには、小球が左方向に進む速さが物体 S が左方向に進む速さより速いことが必要である。これは (2) で求めた相対速度が正であることと等価。従って、 $e - m/M > 0$  が成立することが必要である。また、反発係数の性質から  $e \leq 1$  である。以上より、求める  $e$  の範囲は

$$\frac{m}{M} < e \leq 1$$

である。

- (4) (1) と同様に力学的エネルギーと運動量が保存することを式に表す。

$$(\text{力学的エネルギー保存則}) \quad \frac{1}{2}m(-ev_0)^2 + \frac{1}{2}MV_0^2 = mgl + \frac{1}{2}mV^2 + \frac{1}{2}MV^2 \quad (3.17)$$

$$(\text{運動量保存則}) \quad m(-ev_0) + MV_0 = mV + MV \quad (3.18)$$

式 (3.18) と  $V_0$  が  $V_0 = -(m/M)v_0$  であることから、

$$V = \frac{m(-ev_0) + MV_0}{M + m} = -\frac{m}{M + m}v_0(1 + e) = \frac{m}{M + m}(1 + e)\sqrt{2gh \cdot \frac{M}{M + m}}$$

さらに、式 (3.17) と  $V_0 = -(m/M)v_0$  より、

$$\begin{aligned} mgl &= \frac{1}{2}mv_0^2 \left( e^2 + \frac{m}{M} \right) - \frac{1}{2}(M + m) \left\{ -\frac{m}{M + m}v_0(1 + e) \right\}^2 \\ &= \frac{1}{2}mv_0^2 \left\{ e^2 + \frac{m}{M} - \frac{m}{M + m}(1 + e)^2 \right\} \\ &= \frac{1}{2}m \left( 2gh \cdot \frac{M}{M + m} \right) \left\{ e^2 + \frac{m}{M} - \frac{m}{M + m}(1 + e)^2 \right\} \\ \therefore \ell &= h \cdot \frac{M}{M + m} \left\{ \frac{M(M + m)e^2 + m(M + m) - mM(1 + e)^2}{M + m} \right\} \\ &= h \cdot \frac{M}{M + m} \frac{M^2e^2 + m^2 - 2mMe}{M(M + m)} \\ &= \left( \frac{eM - m}{M + m} \right)^2 h \end{aligned}$$

### 3.4 2体問題

この section では複数の物体からなる系の性質を解析する方法を記す。その中でも、特に2つの物体からなる系の性質を調べる「**2体問題**」について記す。2体問題の解析手法は、太陽系の惑星の運動や惑星どうしの相互作用など天体の運動を理解する基礎にもなっている。大学入試問題を解く上ではマスターしなくても大丈夫かもしれないが、理解しないのはとても損であるといえる。

#### 3.4.1 重心運動方程式

2体問題を解く際は、重心運動と相対運動に分離して考える。まず、 $n$  個の物体の**重心**の位置  $\mathbf{r}_G$  を以下のように定義する。

重心の位置

$$\mathbf{r}_G = \frac{m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2 + \cdots + m_n \mathbf{r}_n}{m_1 + m_2 + \cdots + m_n} \quad (3.19)$$

また、**重心速度**  $\mathbf{v}_G$  は上の重心の位置の微分により定義される。

重心速度

$$\mathbf{v}_G = \frac{d\mathbf{r}_G}{dt} = \frac{m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 + \cdots + m_n \mathbf{v}_n}{m_1 + m_2 + \cdots + m_n} \quad (3.20)$$

ここで、 $M = \sum_{k=1}^n m_k = m_1 + m_2 + \cdots + m_n$  とすると、上の式より、

$$M \mathbf{v}_G = \sum_{k=1}^n m_k \mathbf{v}_k = m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 + \cdots + m_n \mathbf{v}_n \quad (3.21)$$

となり、 $n$  個の物体の全運動量が全質量と重心速度の積であることがわかる。

さらに、 $n$  個の物体の運動方程式の和を考える。個々の物体に働く外力を  $\mathbf{F}_k$  とすると、

$$\sum_{k=1}^n m_k \frac{d\mathbf{v}_k}{dt} = \sum_{k=1}^n \mathbf{F}_k \quad (3.22)$$

となる<sup>(12)</sup>。これは上の式 (3.21) より、

$$M \frac{d\mathbf{v}_G}{dt} = \sum_{k=1}^n \mathbf{F}_k \quad (3.23)$$

という式になり、 $n$  個の物体の重心の運動を考える時は、あたかも重心に全質量が集まり、また、 $n$  個の物体に働く外力の総和が、重心一点に集中していると考えた仮想的な状況を考えれば良いことがわかる。つ

<sup>(12)</sup>個々の物体に働く外力は、系の外から働く力と、他の物体との間に働く内力に分けられるが、そのため、物体  $i$  が物体  $j$  から受ける内力を  $\mathbf{F}_{ij}$  ( $i = j$  のとき  $\mathbf{F}_{ij} = \mathbf{0}$  とする。) と書くと、式 (3.28) は

$$\sum_{k=1}^n m_k \frac{d\mathbf{v}_k}{dt} = \sum_{k=1}^n \mathbf{F}_k + \sum_{k=1}^n \left( \sum_{j=1}^n \mathbf{F}_{kj} \right)$$

と書くのが厳密には正しい。 $\mathbf{F}_{ij} = -\mathbf{F}_{ji}$  (作用・反作用の法則) を考えると、右辺第2項は0になるので、式 (3.22) で十分である。ここで重要なのは、式 (3.22) の  $\mathbf{F}_k$  は系の外から働く外力のことであり、物体間の内力は含まれないということである。

まり、複雑なように見えるが、重心の運動を考える際は質量  $M$  の物体のみの運動を考えるだけで十分なのである。

この性質は非常に有益な性質である。大きさを持つ物体を質点の集まりとみなしたとき、第7章で取り上げるような「各質点間の位置関係が変化しない」とみなせる状況下ならば、重心の運動を考えるだけで良いことと関係している。小球の運動を考える際に、質点でもないのに、普通に運動方程式を立てて解いたのは、重心の運動を追いかけるだけなら、質点の運動と同等であるということを前提に考えていたからである。

ここまでは  $n$  個の物体について考えたが、ここからは  $n = 2$  の時についてのみ考える。入試でも  $n = 2$  の時が重要であるのは確かだが、それ以上に  $n = 2$  の場合は重要視される。その理由は、 $n = 1, 2$  のときだけは運動を数学的に解くことが可能だからである。 $n$  が3以上の時は、特別な制約がない限り、数学的に解くのは不可能であることがポアンカレによって示されている。現在ではコンピュータの進歩により、 $n$  が十分大きくても、制約をかければ、 $n$  個の物体の運動がどのようになるか推測できる。(第3章の残りは  $n = 2$  の時について考える。)

#### 重心の位置と重心速度 (2 物体)

$$\mathbf{r}_G = \frac{m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2}{m_1 + m_2} \quad (3.24)$$

$$\mathbf{v}_G = \frac{m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2}{m_1 + m_2} \quad (3.25)$$

前のページと同様に  $M = m_1 + m_2$  とすると、 $M \mathbf{v}_G = m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2$  であり、

$$M \frac{d\mathbf{v}_G}{dt} = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 \quad (3.26)$$

となる。そのため、2 物体に一切外力が働けば、重心速度は一定であるといえる。このことより、2 体問題を考える上でとても大切な3つのことがわかる。

#### 重心と運動量の関係

1. 2 物体に常に外力が働かない状況下では、 $t = 0$  の時、重心が静止していれば、2 物体の運動によらず、重心は不動。
2. 重心が静止している、または、重心が等速運動をしている時、2 物体の運動量の和は0である。
3. 重心系で2 物体の運動を見る時、2 物体の運動量の和は0である。

(重心系とは、重心が常に静止している座標系、つまり、重心を原点とする座標系である。)

さて、重心系で運動を見たときどうなるか考える。重心系における2 物体の速度を  $\mathbf{V}_1, \mathbf{V}_2$  とすると、上に記した通り、

$$m_1 \mathbf{V}_1 + m_2 \mathbf{V}_2 = \mathbf{0} \quad (3.27)$$

となる。そのため、

$$\mathbf{V}_2 = -\frac{m_1}{m_2} \mathbf{V}_1 \quad (3.28)$$

となる。これより、 $\mathbf{V}_1$  と  $\mathbf{V}_2$  は向きが反対のベクトルであることがわかるから、**重心系で2 物体の運動を見ると、同一直線上を互いに逆向きに運動することがわかる。**

### 3.4.2 2体系の相対運動方程式

2物体の運動方程式の運動方程式は、

$$m_1 \frac{d\mathbf{v}_1}{dt} = \mathbf{F}_1 + \mathbf{f}_{12} \quad (3.29)$$

$$m_2 \frac{d\mathbf{v}_2}{dt} = \mathbf{F}_2 + \mathbf{f}_{21} \quad (3.30)$$

である。 $\mathbf{F}_1$  と  $\mathbf{F}_2$  は2物体に働く外力で、 $\mathbf{f}_{12}$  と  $\mathbf{f}_{21}$  は2つの物体の間に働く相互作用を表す項である<sup>(13)</sup>。この2式の和をとることで重心の運動方程式がかけられる。

$$\frac{d}{dt}(m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2) = M \frac{d\mathbf{V}_G}{dt} = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2$$

ここで、2物体の位置  $\mathbf{r}_1$  と  $\mathbf{r}_2$  に対して、 $\mathbf{r}_R = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$  (相対位置) により定められる座標を考える。つまり、物体1から見た物体2の相対運動を考える。

$$\frac{d^2}{dt^2} \mathbf{r}_R = \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{r}_2 - \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{r}_1 = \frac{1}{m_2} (\mathbf{F}_2 + \mathbf{f}_{21}) - \frac{1}{m_1} (\mathbf{F}_1 + \mathbf{f}_{12})$$

作用・反作用の法則より、 $\mathbf{f}_{12} = -\mathbf{f}_{21}$  が成立することを使うと、

$$\frac{d^2}{dt^2} \mathbf{r}_R = \left( \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \mathbf{f}_{21} + \frac{m_1 \mathbf{F}_2 - m_2 \mathbf{F}_1}{m_1 m_2} \quad (3.31)$$

となる。ここで、 $\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}$  となるように、 $\mu$  を定める。つまり、

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (3.32)$$

と定める。この  $\mu$  は質量と同じ次元をもつ値であることがわかる。この  $\mu$  を換算質量という。 $\mu$  を使うと、式 (3.31) は次のように書き直せる。

$$\mu \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{r}_R = \mathbf{f}_{21} + \frac{m_1 \mathbf{F}_2 - m_2 \mathbf{F}_1}{m_1 + m_2} \quad (3.33)$$

この式より、相対運動は、重心運動と異なり、内力と外力の両方に依存することがわかる。

#### 2体系の重心運動と相対運動

$$\text{(重心運動)} \quad M \frac{d^2 \mathbf{r}_G}{dt^2} = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2$$

$$\text{(相対運動)} \quad \mu \frac{d^2 \mathbf{r}_R}{dt^2} = \mathbf{f}_{21} + \frac{m_1 \mathbf{F}_2 - m_2 \mathbf{F}_1}{m_1 + m_2}$$

<sup>(13)</sup>  $\mathbf{f}_{12}$  は物体1が物体2から受ける力を表す。69ページの脚注(12)と同様の記法を用いた。

### 3.4.3 重心運動と相対運動に分離する

2物体の位置  $\mathbf{r}_1$  と  $\mathbf{r}_2$  は以下のように定義されるが、これから逆に、 $\mathbf{r}_1$  と  $\mathbf{r}_2$  を重心座標  $\mathbf{r}_G$  と相対座標  $\mathbf{r}_R$  で表すことができる。

- 重心座標  $\mathbf{r}_G = \frac{m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2}{m_1 + m_2}$
- 相対座標  $\mathbf{r}_R = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$

重心座標と相対座標の式を行列を用いて書くと、

$$\begin{pmatrix} r_G \\ r_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{m_1}{m_1 + m_2} & \frac{m_2}{m_1 + m_2} \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ r_2 \end{pmatrix} \quad (3.34)$$

となる。2×2 行列の行列式  $\det$  は 1 なので、2×2 行列に逆行列が存在し、

$$\begin{pmatrix} r_1 \\ r_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -\frac{m_2}{m_1 + m_2} \\ 1 & \frac{m_1}{m_1 + m_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_G \\ r_R \end{pmatrix}$$

と求められる。

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_G - \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{r}_R \quad (3.35)$$

$$\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_G + \frac{m_1}{m_1 + m_2} \mathbf{r}_R \quad (3.36)$$

連立方程式や行列を使えば、 $\mathbf{r}_1$  と  $\mathbf{r}_2$  を重心座標と相対座標で表すことができる。このことを図形的に表すと、図 3.6 のようになる。重心は 2 点  $\mathbf{r}_1$  と  $\mathbf{r}_2$  を結ぶ線分を  $m_2 : m_1$  に内分する点である。

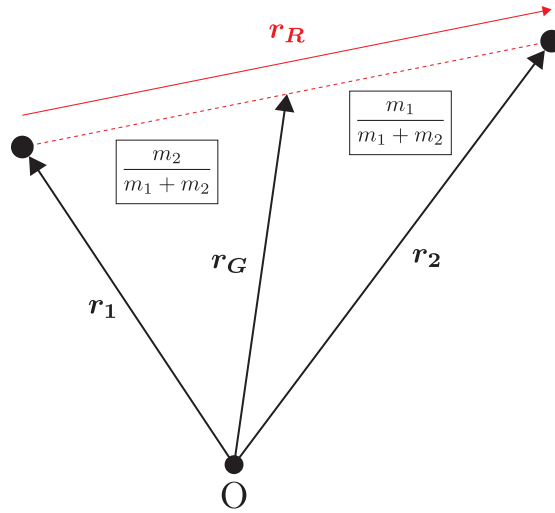


図 3.6 重心座標と相対座標の図形的関係

両辺を時間  $t$  で微分することで、 $\mathbf{v}_1$  と  $\mathbf{v}_2$  を重心速度  $\mathbf{v}_G$  と相対速度  $\mathbf{v}_R$  を使って表せることができる。

$$\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_G - \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{v}_R \quad (3.37)$$

$$\mathbf{v}_2 = \mathbf{v}_G + \frac{m_1}{m_1 + m_2} \mathbf{v}_R \quad (3.38)$$

ここで、2物体の運動エネルギーについて考える。1次元なら、 $K = \frac{1}{2}mv^2$  の形でかける物体の運動エネルギーも3次元になると、 $x, y, z$  の3方向の運動エネルギーの和

$$K = \frac{1}{2}m \{ (v_x)^2 + (v_y)^2 + (v_z)^2 \}$$

となる。これは、速度ベクトル  $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$  を用いると、

$$K = \frac{1}{2}m|\mathbf{v}|^2 = \frac{1}{2}m(\mathbf{v} \cdot \mathbf{v})$$

とかける。よって、2物体の運動エネルギーの和は

$$\begin{aligned} K &= \frac{1}{2}m_1(\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_1) + \frac{1}{2}m_2(\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_2) \\ &= \frac{1}{2}m_1 \left( \mathbf{v}_G - \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{v}_R \right) \cdot \left( \mathbf{v}_G - \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{v}_R \right) \\ &\quad + \frac{1}{2}m_2 \left( \mathbf{v}_G + \frac{m_1}{m_1 + m_2} \mathbf{v}_R \right) \cdot \left( \mathbf{v}_G + \frac{m_1}{m_1 + m_2} \mathbf{v}_R \right) \\ &= \frac{1}{2}(m_1 + m_2)|\mathbf{v}_G|^2 + \frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} |\mathbf{v}_R|^2 \end{aligned} \quad (3.39)$$

とかけて、運動エネルギーも重心速度と相対速度で書けることがわかった。

#### 運動エネルギーの分解

- 重心運動エネルギー：  $K_G = \frac{1}{2}(m_1 + m_2)|\mathbf{v}_G|^2$
- 相対運動エネルギー：  $K_R = \frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} |\mathbf{v}_R|^2 = \frac{1}{2} \mu |\mathbf{v}_R|^2$

### 3.4.4 2物体の衝突とエネルギー変化

反発係数の式は、相対速度を使って書かれている。そのため、2物体の衝突の解析では、相対速度や相対運動エネルギーが役に立つと予想できる。

#### 反発係数 $e$

2つの物体の衝突前の速さを  $v_1, v_2$ 、衝突後の2つの物体の速さを  $v'_1, v'_2$  とすると、反発係数  $e$  は相対速度  $v_R = v_2 - v_1$ ,  $v'_R = v'_2 - v'_1$  を用いて次のように定義される。

$$e = -\frac{v'_1 - v'_2}{v_1 - v_2} = -\frac{v'_R}{v_R}$$

「3.1.3 反発係数」の所でも記したが、衝突の際は、撃力が外力に比べて圧倒的に大きく、外力を無視できる。衝突の際は、重心系を使うと便利ながある。重心系で見ると、2物体は重心に関して対称的な運動をする。そして、それは式(3.28)のように、

$$\mathbf{V}_2 = -\frac{m_1}{m_2} \mathbf{V}_1$$

と書ける。 $(\mathbf{V}_1, \mathbf{V}_2)$  は重心系で見た2物体の速度。) そのため、重心系で見た時、2物体が衝突するのは原点である。つまり、静止系からみると、2物体は重心で衝突する。



次に、外力が働かないから、重心速度  $\mathbf{v}_G$  は一定である。重心速度は衝突の前後で変化することはない。前の Subsection で書いた通り、運動エネルギーは、重心運動エネルギーと相対運動エネルギーの和でかける。そのため、衝突の前後で、重心運動エネルギーは変化しない。もし、衝突により、運動エネルギーが変化したなら、それは相対運動エネルギーの変化分に等しい<sup>(5)</sup>。

衝突による 2 物体の運動エネルギーの和の変化  $\Delta K$  を求めると、

$$\begin{aligned}\Delta K &= \frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \{ (v'_R)^2 - (v_R)^2 \} \\ &= -\frac{1-e^2}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} (v_R)^2\end{aligned}\quad (3.40)$$

となる。これより、 $e = 1$  (弾性衝突) の時、2 物体の運動エネルギーの和は変化しないことがわかる。

## 3.5 重心系で捉える 2 物体の運動

### 3.5.1 2 物体の衝突と重心系

3.1.3 「反発係数」の部分で、次の 2 つの式から  $v'_1$  と  $v'_2$  を求めた。これを重心系を利用して求めよう。

$$\begin{aligned}m_1 v_1 + m_2 v_2 &= m_1 v'_1 + m_2 v'_2 \\ e &= -\frac{v'_1 - v'_2}{v_1 - v_2}\end{aligned}$$

まず、衝突直前の重心速度を  $V_G$  とすると、

$$V_G = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} \quad (3.41)$$

とかけて、これは衝突の前後で不変である。衝突前の重心から見た 2 物体の速度を  $V_1, V_2$  とすると、

$$V_1 = v_1 - V_G \quad V_2 = v_2 - V_G \quad (3.42)$$

となる。すると、重心系で見た時の 2 物体の全運動量は、

$$m_1 V_1 + m_2 V_2 = m_1 (v_1 - V_G) + m_2 (v_2 - V_G) = 0 \quad (3.43)$$

となる。これは、3.5.1 の「重心と運動量の関係」(61 ページ) に記した通り、重心系では絶対に成り立つ性質である。式 (3.41) からわかる。

ここで、反発係数の式の分子と分母を次のように変形すると、

$$e = -\frac{(v'_1 - V_G) - (v'_2 - V_G)}{(v_1 - V_G) - (v_2 - V_G)} = -\frac{V'_1 - V'_2}{V_1 - V_2} \quad (3.44)$$

となり、重心系で見たときも、衝突前後の相対速度の比は反発係数に等しいことがわかる。また、衝突の際に外力は作用しないので、運動量は保存する。それは静止系でも重心系でも同じである。そのため、

$$0 = m_1 V_1 + m_2 V_2 = m_1 V'_1 + m_2 V'_2 \quad (3.45)$$

が成立する。式 (3.44) と式 (3.45) から  $V'_1$  と  $V'_2$  を求めよう。

<sup>(5)</sup> 反発係数を、衝突の前後の相対速度の比率で定義したので、このことは明白なことである。

式 (3.44) より、 $V_2 = -\frac{m_1}{m_2}V_1$ ,  $V_2' = -\frac{m_1}{m_2}V_1'$  が成立するので、

$$e = -\frac{V_1' - (m_1/m_2)V_1}{V_1 - (m_1/m_2)V_1} \iff V_1' = -eV_1 \quad (3.46)$$

が成立する。同様に  $V_2' = -eV_2$  が成立する。重心系で考える利点の1つは、この式からわかるように、衝突後の速度が  $-e$  倍になるという点である。重心系を使うと、衝突後の2物体の速度を容易に求めることができるのである。

衝突後の物体1の速度  $v_1'$  は  $V_1 = v_1 - V_G$  より、

$$\begin{aligned} v_1' &= V_1' + V_G = -eV_1 + V_G = (1+e)V_G - ev_1 \\ &= (1+e)\frac{m_1v_1 + m_2v_2}{m_1 + m_2} - ev_1 \\ &= \frac{(m_1 - em_2)v_1 + (1+e)m_2v_2}{m_1 + m_2} \end{aligned} \quad (3.47)$$

と計算できる。同様に、 $v_2'$  も計算できて、以下ようになる。

$$v_2' = (1+e)V_G - ev_2 = \frac{(1+e)m_1v_1 + (m_2 - em_1)v_2}{m_1 + m_2} \quad (3.48)$$

### 3.5.2 重心系で見た運動エネルギー

2物体の運動エネルギーの和  $K$  について、3.5.3「重心運動と相対運動に分離する」では重心座標と相対座標という観点で見たが、今度は重心系で見てみよう。重心座標と相対座標で見たときは、

$$K = \underbrace{\frac{1}{2}(m_1 + m_2)|\mathbf{v}_G|^2}_{K_G} + \underbrace{\frac{1}{2}\frac{m_1m_2}{m_1 + m_2}|\mathbf{v}_R|^2}_{K_R}$$

と書ける。

物体1と2の重心系での速度を次のように定義する。

$$\mathbf{V}_1 = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_G, \quad \mathbf{V}_2 = \mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_G \quad (3.49)$$

なお、重心速度  $V_G$  は、

$$\mathbf{V}_G = \frac{m_1\mathbf{v}_1 + m_2\mathbf{v}_2}{m_1 + m_2}$$

である。前の subsection と同様に考えると、重心系で見た時の2物体の全運動量は、

$$m_1\mathbf{V}_1 + m_2\mathbf{V}_2 = m_1(\mathbf{v}_1 - \mathbf{V}_G) + m_2(\mathbf{v}_2 - \mathbf{V}_G) = \mathbf{0} \quad (3.50)$$

となる。すると、2物体の運動エネルギーの和  $K$  は以下ようになる。

$$\begin{aligned} K &= \frac{1}{2}m_1(\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_1) + \frac{1}{2}m_2(\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_2) \\ &= \frac{1}{2}m_1\{(\mathbf{V}_1 + \mathbf{v}_G) \cdot (\mathbf{V}_1 + \mathbf{v}_G)\} + \frac{1}{2}m_2\{(\mathbf{V}_2 + \mathbf{v}_G) \cdot (\mathbf{V}_2 + \mathbf{v}_G)\} \\ &= \frac{1}{2}m_1\{|\mathbf{V}_1|^2 + 2\mathbf{V}_1 \cdot \mathbf{v}_G + |\mathbf{v}_G|^2\} + \frac{1}{2}m_2\{|\mathbf{V}_2|^2 + 2\mathbf{V}_2 \cdot \mathbf{v}_G + |\mathbf{v}_G|^2\} \\ &= \underbrace{\frac{1}{2}(m_1 + m_2)|\mathbf{v}_G|^2}_{K_G} + \underbrace{\mathbf{v}_G \cdot (m_1\mathbf{V}_1 + m_2\mathbf{V}_2)}_0 + \frac{1}{2}m_1|\mathbf{V}_1|^2 + \frac{1}{2}m_2|\mathbf{V}_2|^2 \\ &= \underbrace{\frac{1}{2}(m_1 + m_2)|\mathbf{v}_G|^2}_{K_G} + \frac{1}{2}m_1|\mathbf{V}_1|^2 + \frac{1}{2}m_2|\mathbf{V}_2|^2 \end{aligned} \quad (3.51)$$

さて、式 (3.51) において、後ろの 2 項は何を表すか考える。 $K = K_G + K_R$  なので、後ろの 2 項は  $K_R$  である。したがって、重心運動エネルギーと相対運動エネルギーについては、以下のように書くこともできる。特に、相対運動エネルギーについては 2 通りの書き方があったことがわかった。状況に応じてうまく利用したい。

#### 運動エネルギーの分解 (2)

- 重心運動エネルギー：  $K_G = \frac{1}{2}(m_1 + m_2)|\mathbf{v}_G|^2$
- 相対運動エネルギー：  $K_R = \frac{1}{2}m_1|\mathbf{V}_1|^2 + \frac{1}{2}m_2|\mathbf{V}_2|^2$

## 3.5.3 演習問題 (重心系での議論)

この section では、2 体問題を重心系を導入した時にどのように問題を解くことができるかを考える。問題はとてもシンプルなもの、重心系を導入しなくても難なく解くことができる。

## 問題 8

図に示すように、鉛直な壁と、その右側に摩擦のない水平な床を考える。床上に、壁と垂直に  $x$  軸をとる。その原点  $O$  は壁の左端とし、右向きを正とする。今、 $x$  軸上に、半径を無視できる 2 つの小球  $P$ 、 $Q$  がある。質量  $m$  の小球  $P$  は、 $x = L$  の位置 (点  $A$ ) に、質量  $2m$  の小球  $Q$  は、 $x = L/4$  の位置 (点  $B$ ) にある。小球  $P$  が、点  $A$  より、左向きに一定の大きさ  $v_0$  の速度で進み。点  $B$  で静止している小球  $Q$  へ右側より、第 1 回目の衝突をする。2 つの小球の衝突は完全弾性衝突であるとし、2 つの小球  $P$ 、 $Q$  は常に  $x$  軸上を動くものとする。

まず、小球と壁の衝突が、完全弾性衝突である場合を考える。

第 1 回目の衝突後、小球  $P$  は右側へ進み、小球  $Q$  は左へ進んだ。小球  $Q$  は壁と衝突して反射され、小球  $P$  を追い再衝突を起こした。

(1) 第 1 回目の衝突後の 2 つの小球の速度を求めよ。(右向きを正とする)

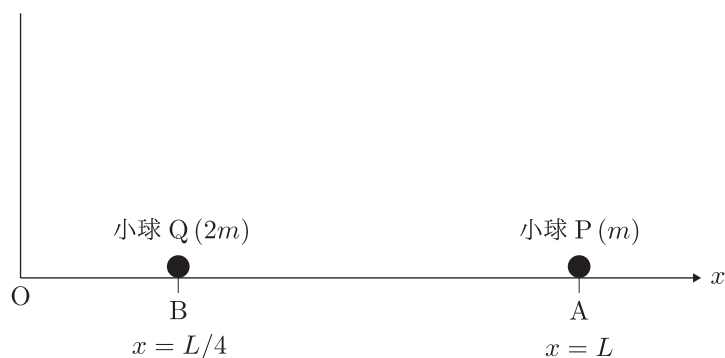
(2) 第 2 回目の衝突後の 2 つの小球の速度を求めよ。(右向きを正とする)

次に、小球と壁の衝突が、非弾性衝突である場合を考える。

第 1 回目の衝突後、小球  $P$  は右側へ進み、小球  $Q$  は左へ進んだ。小球  $Q$  は壁と衝突して反射され、ちょうど  $x = L$  の点  $A$  で小球  $P$  と再衝突を起こした。小球  $Q$  と壁との反発係数を  $e$  とする。

(3) 第 1 回目の衝突後、2 つの小球が点  $A$  に到達するのに要する時間を求めよ。

(4) ちょうど  $x = L$  の点  $A$  で 2 つの小球が再衝突を起こしたことから、 $e$  の値を求めよ。

通常の方法で解く<sup>(6)</sup>

(1) 運動量保存則の式と反発係数の式を連立させて考える。衝突後の  $P, Q$  の速度を  $v_P, v_Q$  とする。

$$\begin{cases} m(-v_0) = mv_P + 2mv_Q & (\text{運動量保存則}) \\ 1 = -\frac{v_P - v_Q}{(-v_0)} & (\text{反発係数の式}) \end{cases} \quad (3.52)$$

<sup>(6)</sup> 高校物理なのに行列を使う時点で「通常」ではないかもしれないと思う人がいるだろう。ただ、それは連立方程式を解くという数学の話において、行列という道具を使っているだけで、物理的な議論においては、一切特別なことは考えていない。

これより、行列を用いて表し、連立方程式を解く。

$$\begin{pmatrix} 1 & 2 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_P \\ v_Q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -v_0 \\ v_0 \end{pmatrix} \iff \begin{pmatrix} v_P \\ v_Q \end{pmatrix} = -\frac{1}{3} \begin{pmatrix} -1 & -2 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -v_0 \\ v_0 \end{pmatrix} = -\frac{1}{3} \begin{pmatrix} -v_0 \\ 2v_0 \end{pmatrix}$$

よって、衝突後の P の速度は  $\frac{1}{3}v_0$ 、Q の速度は  $-\frac{2}{3}v_0$  である。

- (2) 2 度目の衝突の後の P と Q の速度を  $v'_P, v'_Q$  とする。1 回目の衝突後の Q の速度は負なので、小球 Q は壁と衝突する。小球と壁の衝突は弾性衝突なので、壁と衝突後の Q の速度は  $\frac{2}{3}v_0 = -v_Q$  である。

$$\begin{cases} mv_P + 2m(-v_Q) = mv'_P + 2mv'_Q & (\text{運動量保存則}) \\ 1 = -\frac{v'_P - v'_Q}{v_P - (-v_Q)} & (\text{反発係数の式}) \end{cases} \quad (3.53)$$

運動量保存則の左辺は (1) の結果より、 $\frac{5}{3}mv_0$  である。また、 $v_P - (-v_Q) = -\frac{1}{3}v_0$  である。よって、式 (3.53) は次のように書くことができる。

$$\begin{cases} \frac{5}{3}mv_0 = mv'_P + 2mv'_Q & (\text{運動量保存則}) \\ 1 = -\frac{v'_P - v'_Q}{-v_0/3} & (\text{反発係数の式}) \end{cases} \quad (3.54)$$

これを行列を用いて表し、連立方程式を解く。

$$\begin{pmatrix} 1 & 2 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v'_P \\ v'_Q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{5}{3}v_0 \\ \frac{1}{3}v_0 \end{pmatrix} \iff \begin{pmatrix} v'_P \\ v'_Q \end{pmatrix} = -\frac{1}{3} \begin{pmatrix} -1 & -2 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{5}{3}v_0 \\ \frac{1}{3}v_0 \end{pmatrix} = -\frac{1}{3} \begin{pmatrix} -\frac{7}{3}v_0 \\ -\frac{4}{3}v_0 \end{pmatrix}$$

よって、2 回目の衝突後の P の速度は  $\frac{7}{9}v_0$ 、Q の速度は  $\frac{4}{9}v_0$  である。

- (3) 1 回目の衝突後、小球 P が点 A に到達するまでの時間  $t_P$  は

$$t_P = \frac{3L/4}{v_0/3} = \frac{9L}{4v_0} \quad (3.55)$$

である。一方、小球 Q が点 A に到達するまでの時間  $t_Q$  は

$$t_Q = \frac{L/4}{2v_0/3} + \frac{L}{e \times 2v_0/3} = \frac{3L}{8v_0} + \frac{3L}{2ev_0} = \left(\frac{3}{8} + \frac{3}{2e}\right) \frac{L}{v_0} \quad (3.56)$$

と書ける。

- (4) 再衝突を起こすためには、 $t_P = t_Q$  が成立する必要がある。

$$\frac{9L}{4v_0} = \left(\frac{3}{8} + \frac{3}{2e}\right) \frac{L}{v_0} \iff \frac{15}{8} = \frac{3}{2e} \iff e = \frac{4}{5} \quad (3.57)$$

### 重心系を導入して解く

(1)(2) の問題は重心系を利用して解くことができる。重心系では衝突後の速度は  $-e$  倍 ( $e$ : 小球と小球の間の反発係数) になるだけである。今回は小球と小球の間の反発係数は 1 であるので、ただ  $-1$  倍すればよい。

- (1) 衝突の直前の重心速度  $V_G$  は

$$V_G = \frac{m(-v_0) + 2m \cdot 0}{m + 2m} = -\frac{1}{3}v_0 \quad (3.58)$$

である。衝突直前の重心系での P と Q の速度  $V_P, V_Q$  は

$$\begin{cases} V_P = (-v_0) - \left(-\frac{1}{3}v_0\right) = -\frac{2}{3}v_0 \\ V_Q = 0 - \left(-\frac{1}{3}v_0\right) = \frac{1}{3}v_0 \end{cases} \quad (3.59)$$

と書ける。よって、 $v_P, v_Q$  は以下ようになる。

$$\begin{aligned} v_P &= V'_P + V_G = \frac{2}{3}v_0 + \left(-\frac{1}{3}v_0\right) = \frac{1}{3}v_0 \\ v_Q &= V'_Q + V_G = -\frac{1}{3}v_0 + \left(-\frac{1}{3}v_0\right) = -\frac{2}{3}v_0 \end{aligned}$$

(2) 2 回目の衝突の直前の重心速度  $V'_G$  は

$$V_G = \frac{m(v_0/3) + 2m \cdot (2v_0/3)}{m + 2m} = \frac{5}{9}v_0 \quad (3.60)$$

である。2 回目の衝突直前の重心系での P と Q の速度  $V''_P, V''_Q$  は

$$\begin{cases} V''_P = \frac{1}{3}v_0 - \frac{5}{9}v_0 = -\frac{2}{9}v_0 \\ V''_Q = \frac{2}{3}v_0 - \frac{5}{9}v_0 = \frac{1}{9}v_0 \end{cases} \quad (3.61)$$

と書ける。よって、 $v'_P, v'_Q$  は以下ようになる。

$$\begin{aligned} v'_P &= (-V''_P) + V'_G = \frac{2}{9}v_0 + \frac{5}{9}v_0 = \frac{7}{9}v_0 \\ v'_Q &= (-V''_Q) + V'_G = -\frac{1}{9}v_0 + \frac{5}{9}v_0 = \frac{4}{9}v_0 \end{aligned}$$

## 第 4 章 円運動と慣性力

これまで扱った 2 次元運動は、軌道が複雑な場合は、保存力だけが働いているという理想状態のみを考えた。その他に考えたのは、ただ運動方程式を立てて、加速度がどう記述できるか、どのような関係を満たすかだけを考えた。具体的に考えた軌道は放物線軌道ぐらいだろう。この Chapter の前半では、軌道が円の場合についてみていく。円の場合も高校レベルの数学で十分分析ができる。

後半では、「運動をどこから見るか」ということについて触れる。入試問題を含めて、物理ではいつも静止系から運動を観測するのが良いとは限らない。重心系については前の Chapter で触れたが、今回は等速度運動する観測者や、加速度運動する観測者、回転運動する観測者から見た相対的な運動はどのようなものかを考える。

### 4.1 速度・加速度の極座標表示

#### 4.1.1 極座標の導入

物体の運動を把握するときは、状況に応じて適切な座標系をとる必要がある。極座標はその 1 つである。以下の図 4.1 や図 4.2 のように、原点からの距離  $r$  と角度を用いて位置を表す座標系を極座標という。

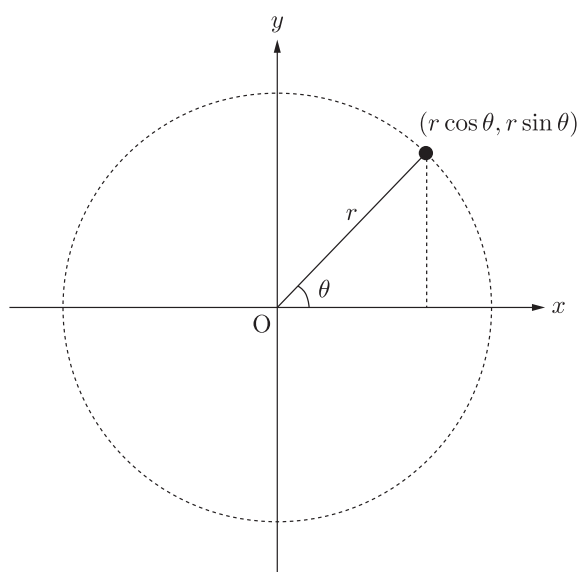


図 4.1 2次元極座標

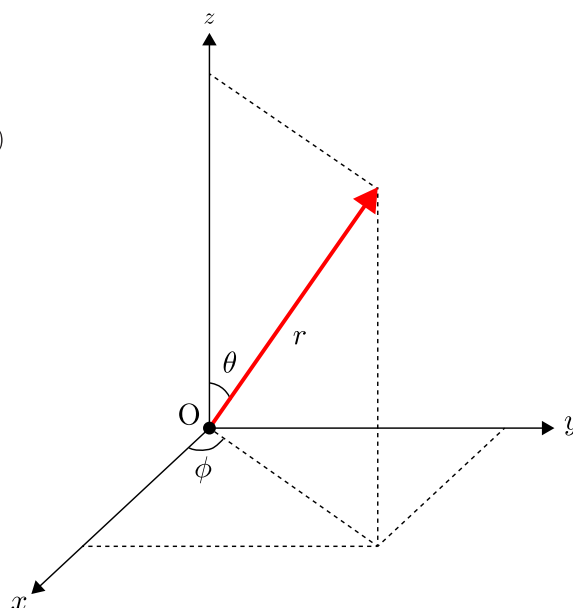


図 4.2 3次元極座標

2 次元座標  $(x, y)$  は、2 つのパラメーター  $r$  (原点からの距離) と  $x$  軸の正の方向とのなす角  $\theta$  を使って、

$$\begin{cases} x = r \cos \theta \\ y = r \sin \theta \end{cases} \quad (4.1)$$

と書くことができる。

また、3次元座標  $(x, y, z)$  は、3つのパラメーター  $r$ (原点からの距離) と  $\theta$ 、 $\phi$  を使って、

$$\begin{cases} x = r \sin \theta \cos \phi \\ y = r \sin \theta \sin \phi \\ z = r \cos \theta \end{cases} \quad (4.2)$$

と書くこともできる<sup>(1)</sup>。

### 4.1.2 座標変換

この section では2次元平面における座標変換について考える。

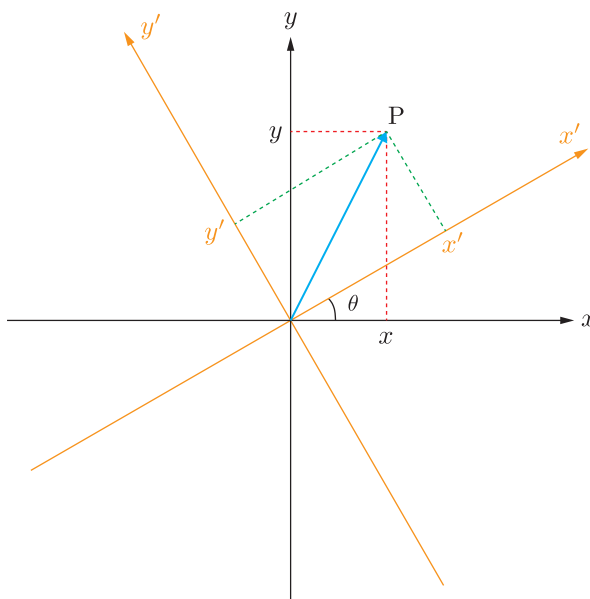


図 4.3 原点のまわりに座標系を回転させる

$xy$  座標系を原点のまわりに反時計回りに  $\theta$  回転させた座標系を  $x'y'$  座標系とする。(つまり、原点は不動である。) この subsection では、ある指定した点を  $P$  と呼ぶことにしよう。座標系が変わっても、 $P$  の位置は変わらない(原点の位置も変わらない)。では、何が変わるのか。それは、座標軸に対応する基本単位ベクトル(大学で習う言葉を使うと「基底」)である。普段当たり前のように使っている  $xy$  座標系の基底は、 $e_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$  と、 $e_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$  である。この二つの基底<sup>(2)</sup>を使うと、 $\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = xe_1 + ye_2$  と書いて、私たちは、 $e_1$  と  $e_2$  の係数の組み合わせを座標と呼んでいる。座標系が変わると、点  $P$  自身は変わらなくても、 $e_1$  と  $e_2$ 、つまり基底が変わり、指定した点を表現する座標が変わる。

基底の変化を捉える時、行列による一次変換が使える。 $e_1$  が  $e'_1$  に、 $e_2$  が  $e'_2$  に写ったとする。今回は、 $e_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$  と、 $e_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$  を、大きさを保ったまま写すことを考える。原点のまわりに反時計回りに  $\theta$  回転

<sup>(1)</sup>この T<sub>E</sub>X ノートでは3次元極座標を用いる機会は一切ないので、覚えなくても大丈夫だが、大学入試の数学の問題を解くときに役に立つかもしれない。

<sup>(2)</sup>2次元座標系における2つの単位ベクトル  $e_1$  と  $e_2$  が、 $e_1 \cdot e_2 = 0$  を満たすとき、二つのベクトル  $e_1$  と  $e_2$  は直交するという。特に、 $e_1$  と  $e_2$  が基底で直交し、かつ、 $\|e_1\| = \|e_2\| = 1$  を満たすとき、この2つのベクトル  $e_1$  と  $e_2$  を2次元の正規直交基底という。



させると、

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \cos(\theta + \frac{\pi}{2}) \\ \sin(\theta + \frac{\pi}{2}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix}$$

なので、 $e'_1 = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}$  と、 $e'_2 = \begin{pmatrix} -\sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix}$  である。

新しい基底  $e'_1$  と  $e'_2$  の下での点 P の座標を  $(x', y')$  とすると、

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} &= x' e'_1 + y' e'_2 = x' \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} + y' \begin{pmatrix} -\sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.3)$$

が成立するはずである。この式 (4.3) より、 $(a, b)$  を求める。

式 (4.3) の右辺の  $2 \times 2$  行列の行列式は、

$$\begin{vmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{vmatrix} = \cos \theta \times \cos \theta - (-\sin \theta) \times \sin \theta = \cos^2 \theta + \sin^2 \theta = 1 \quad (4.4)$$

となる<sup>(3)</sup>ので、この  $2 \times 2$  行列の逆行列を左からかけると

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}}_{\text{逆行列}} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \cos \theta + y \sin \theta \\ -x \sin \theta + y \cos \theta \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

となって、新しい基底  $e'_1$  と  $e'_2$  の下での点 P の座標が求められた。

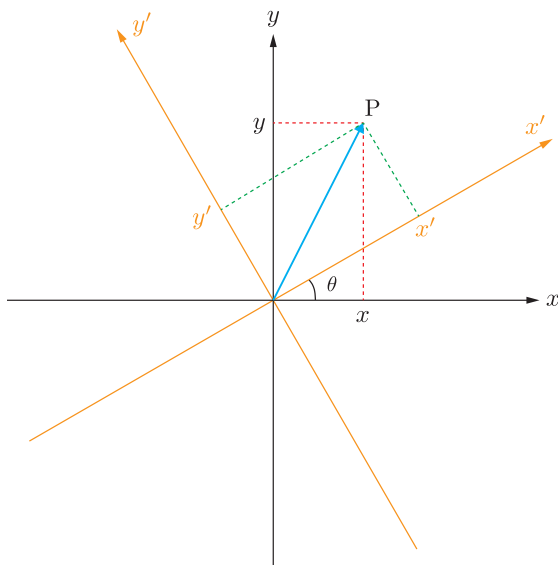


図 4.4 原点のまわりに座標系を  $\theta$  回転させる

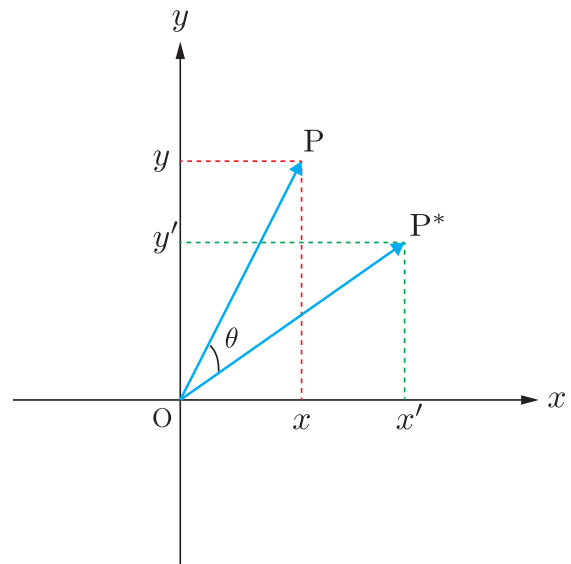


図 4.5 座標系と連動させて点 P を  $-\theta$  回転させる

<sup>(3)</sup>行列  $A = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$  の行列式  $\det A$  を

$$\begin{vmatrix} a & b \\ c & d \end{vmatrix}$$

と表すことがある。この記法は、大学の線形代数学では一般的に使用される記法である。

さて、図 4.4 に  $x'y'$  座標系を原点のまわりに  $-\theta$  回転させて、 $x$  軸と  $x'$  軸、 $y$  軸と  $y'$  軸が一致するようにする。このとき、 $x'y'$  座標系と一緒に点 P も原点のまわりに  $-\theta$  回転させて、点 P\* に移動させる。すると、図 4.5 のようになる。

このとき、 $\|\vec{OP}\| = \|\vec{OP^*}\|$  であり、 $\angle POP^* = \theta$  である。そのため、点  $(x', y')$  を原点のまわりに  $\theta$  回転させると、点  $(x, y)$  に一致する。図 4.5 における点 P\* の作り方から、図 4.5 における  $x', y'$  の値は、

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \cos \theta + y \sin \theta \\ -x \sin \theta + y \cos \theta \end{pmatrix}$$

とかける。 $x'$  と  $y'$  の値が式 (4.5) のようにかけるので、図 4.5 において、 $(x, y)$  と  $(x', y')$  は式 (4.3) によって結びつけられる。つまり、

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix}$$

の関係が図 4.5 でも成立する。

回転行列  $R(\theta)$  <sup>(4)</sup>

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

に対して、

$$R(\theta) \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \cos \theta - y \sin \theta \\ x \sin \theta + y \cos \theta \end{pmatrix}$$

は、原点のまわりに点  $(x, y)$  を  $\theta$  回転させて得られる点を表す。

<sup>(4)</sup>式 (4.6) より、 $R(-\theta)$  を求めると、以下のようになる。

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

これは、 $R(\theta)$  の逆行列でもある。原点のまわりに  $\theta$  回転させる行列の逆行列が原点のまわりに  $-\theta$  回転させる行列になっているというのが、回転行列の美しい性質の 1 つである。

## 4.1.3 速度・加速度の極座標表示

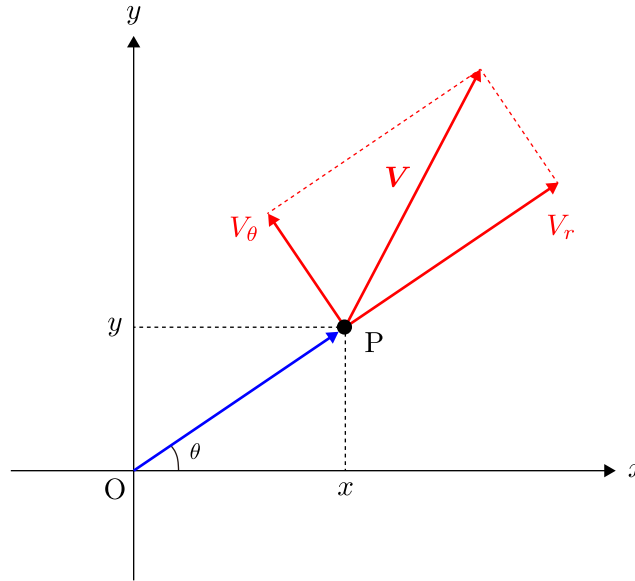


図 4.6 極座標系における速度ベクトル

点 P の座標が  $\mathbf{r} = (r \cos \theta, r \sin \theta)$  であるとし、点 P における速度ベクトルを  $\mathbf{V}$  で表すとする。

極座標系では、 $\overrightarrow{OP}$  方向 (向心方向) 成分  $V_r$  と、これと垂直な方向で、原点 O の周りを反時計回りに  $90^\circ$  回した方向 (接線方向) の成分  $V_\theta$  を用いて  $\mathbf{V}$  を表す。それぞれの方向の単位ベクトルを  $\mathbf{e}_r$ 、 $\mathbf{e}_\theta$  とすると、これらは、 $\mathbf{e}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$  と、 $\mathbf{e}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$  を原点のまわりに反時計回りに  $\theta$  回転したベクトルである。そのため、速度の極座標表示は、元の  $xy$  座標系を原点のまわりに反時計回りに  $\theta$  回転した座標系における表示である。

したがって、 $xy$  座標系で  $\mathbf{V} = (V_x, V_y)$  とすると、

$$\begin{pmatrix} V_r \\ V_\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_x \cos \theta + V_y \sin \theta \\ -V_x \sin \theta + V_y \cos \theta \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

と書ける。ここで、 $x = r \cos \theta$ ,  $y = r \sin \theta$  とかける。 $r$  と  $\theta$  がともに時刻  $t$  の関数であることに注意すると、

$$V_x = \frac{dx}{dt} = \dot{r} \cos \theta - r \sin \theta \cdot \dot{\theta} \quad (4.9)$$

$$V_y = \frac{dy}{dt} = \dot{r} \sin \theta + r \cos \theta \cdot \dot{\theta} \quad (4.10)$$

となる<sup>(5)</sup>。これを式 (4.8) に代入すると、

$$V_r = \dot{r}(\cos \theta)^2 - r \sin \theta \cos \theta \cdot \dot{\theta} + \dot{r}(\sin \theta)^2 + r \cos \theta \sin \theta \cdot \dot{\theta} = \dot{r}$$

$$V_\theta = -\dot{r} \cos \theta \sin \theta + r(\sin \theta)^2 \cdot \dot{\theta} + \dot{r} \sin \theta \cos \theta + r(\cos \theta)^2 \cdot \dot{\theta} = r\dot{\theta}$$

<sup>(5)</sup>変数の時間微分を  $\dot{\phantom{x}}$  のように表すことがある。また、変数の時間に関して 2 階微分したものを  $\ddot{\phantom{x}}$  のように表す。 $\dot{r} = \frac{dr}{dt}$  である。  
 $\ddot{r} = \frac{d^2 r}{dt^2}$  である。

と計算することができる。ここで、**角速度**  $\omega$  を  $\omega = \frac{d\theta}{dt}$  で定義する。すると、速度の極座標表示は次のようにまとめられる。

#### 速度の極座標表示

速度  $\mathbf{V}$  を極座標系で表す。原点から遠ざかる方向 (向心方向) の成分  $V_r$  と、それに垂直な方向 (接線方向) 成分  $V_\theta$  は次のように表せる。

$$V_r = \dot{r} = \frac{dr}{dt} \quad (4.11)$$

$$V_\theta = r\dot{\theta} = r \frac{d\theta}{dt} = r\omega \quad (4.12)$$

続けて、次に加速度の極座標表示を考える。速度と同様に加速度にも次の関係が成り立つ。

$$\begin{pmatrix} a_r \\ a_\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_x \\ a_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x \cos \theta + a_y \sin \theta \\ -a_x \sin \theta + a_y \cos \theta \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

まず、 $a_x, a_y$  を  $r, \theta$  で表す。式 (4.9) と式 (4.10) の両辺を時間  $t$  で微分すると、

$$\begin{aligned} a_x = \frac{dV_x}{dt} &= \ddot{r} \cos \theta - \dot{r} \sin \theta \cdot \dot{\theta} - \dot{r} \sin \theta \cdot \dot{\theta} - r \cos \theta \cdot (\dot{\theta})^2 - r \sin \theta \cdot \ddot{\theta} \\ &= \ddot{r} \cos \theta - 2\dot{r} \sin \theta \cdot \dot{\theta} - r \cos \theta \cdot (\dot{\theta})^2 - r \sin \theta \cdot \ddot{\theta} \end{aligned} \quad (4.14)$$

$$\begin{aligned} a_y = \frac{dV_y}{dt} &= \ddot{r} \sin \theta + \dot{r} \cos \theta \cdot \dot{\theta} + \dot{r} \cos \theta \cdot \dot{\theta} - r \sin \theta \cdot (\dot{\theta})^2 + r \cos \theta \cdot \ddot{\theta} \\ &= \ddot{r} \sin \theta + 2\dot{r} \cos \theta \cdot \dot{\theta} - r \sin \theta \cdot (\dot{\theta})^2 + r \cos \theta \cdot \ddot{\theta} \end{aligned} \quad (4.15)$$

よって、 $a_r$  と  $a_\theta$  は以下のように計算できる。

$$\begin{aligned} a_r &= \ddot{r}(\cos \theta)^2 - 2\dot{r} \sin \theta \cos \theta \cdot \dot{\theta} - r(\cos \theta)^2 \cdot (\dot{\theta})^2 - r \sin \theta \cos \theta \cdot \ddot{\theta} \\ &\quad + \ddot{r}(\sin \theta)^2 + 2\dot{r} \cos \theta \sin \theta \cdot \dot{\theta} - r(\sin \theta)^2 \cdot (\dot{\theta})^2 + r \cos \theta \sin \theta \cdot \ddot{\theta} \\ &= \ddot{r} - r(\dot{\theta})^2 \\ a_\theta &= -\ddot{r} \sin \theta \cos \theta + 2\dot{r}(\sin \theta)^2 \cdot \dot{\theta} + r \sin \theta \cos \theta \cdot (\dot{\theta})^2 + r(\sin \theta)^2 \cdot \ddot{\theta} \\ &\quad + \ddot{r} \sin \theta \cos \theta + 2\dot{r}(\cos \theta)^2 \cdot \dot{\theta} - r \sin \theta \cos \theta \cdot (\dot{\theta})^2 + r(\cos \theta)^2 \cdot \ddot{\theta} \\ &= 2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta} \\ &= \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) \end{aligned}$$

#### 加速度の極座標表示

加速度  $\mathbf{a}$  を極座標系で表す。原点から遠ざかる方向の成分  $a_r$  と、それに垂直な方向 (接線方向) 成分  $a_\theta$  は次のように表せる。

$$a_r = \ddot{r} - r(\dot{\theta})^2 = \ddot{r} - r\omega^2 \quad (4.16)$$

$$a_\theta = 2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta} = \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) = \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dt}(r^2\omega) \quad (4.17)$$

( $\dot{\theta} = \omega$  を用いた。)

## 4.2 円運動

前の Section で、速度と加速度の極座標表示を扱った。この Section では極座標表示が大いに役立つ運動として、円運動を取り扱う。(楕円軌道については、第 6 章の万有引力の部分で扱う。)

### 4.2.1 円運動の速度と加速度

75 ページから始まる subsection で求めた速度と加速度の極座標表示を円運動に適用させる。円運動の特徴は極座標表示した時、中心からの距離  $r$  が一定であるということである。つまり、円運動では  $\dot{r} = 0$  が成立する。そのため、円運動の場合は速度や加速度の極座標表示がより簡単に書ける。

#### 円運動における速度と加速度

##### 円運動における速度

$$V_r = 0 \quad (4.18)$$

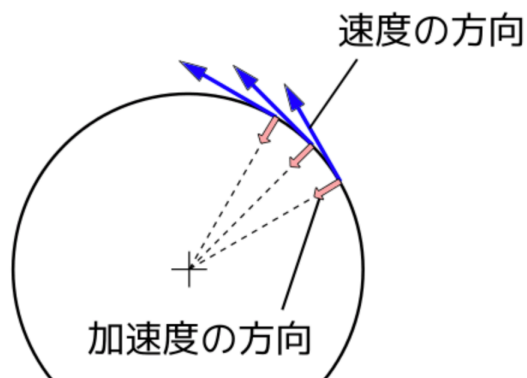
$$V_\theta = r\dot{\theta} = r\frac{d\theta}{dt} = r\omega \quad (4.19)$$

##### 円運動における加速度

$$a_r = -r(\dot{\theta})^2 = -r\omega^2 \quad (4.20)$$

$$a_\theta = r\ddot{\theta} = r\dot{\omega} \quad (4.21)$$

また、 $v = v_\theta = r\omega$  より、 $a_r = -\frac{v^2}{r}$ ,  $a_\theta = \frac{dv}{dt}$  と書くこともできる。



(<https://commons.wikimedia.org/wiki/File:円運動の加速度の方向.svg>)

円運動の加速度にマイナスがついているのは、円運動の加速度は、中心に向く方向に働くことを表す。その理由は、上の図をみるとわかる。もし、加速度が中心を向く方向に向かなければ、円軌道を描かない。

## 4.2.2 円運動の演習問題 (1)

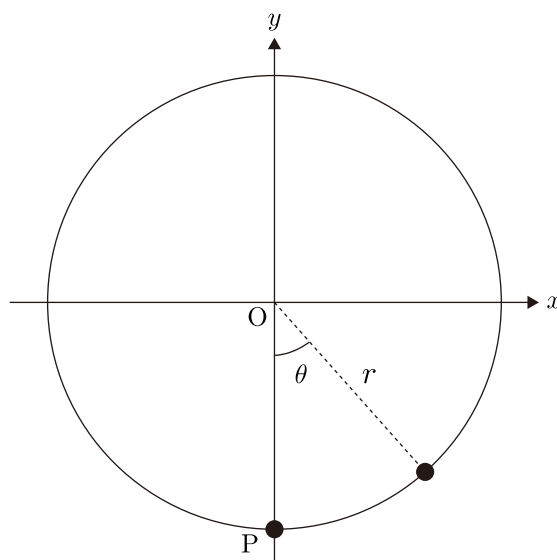
この Subsection では、問題演習を通して、円運動について考える。扱う問題は、難系の 82 ページの例題 26 である (一部変更している箇所あり)。円軌道の位置は極座標を使えば簡単に書けるが、速度や加速度は簡単に時間の関数として書くはかけない<sup>(6)</sup>。そこで、活躍するのが**エネルギー保存則**である。

(5) については、難系の解説を参考にしました。この問題の KeyPoint について私なりに良い解答は見出せませんでした。何か良いアイデアがありましたら、Twitter アカウント @fg148 までお願いします。

## 問題 9

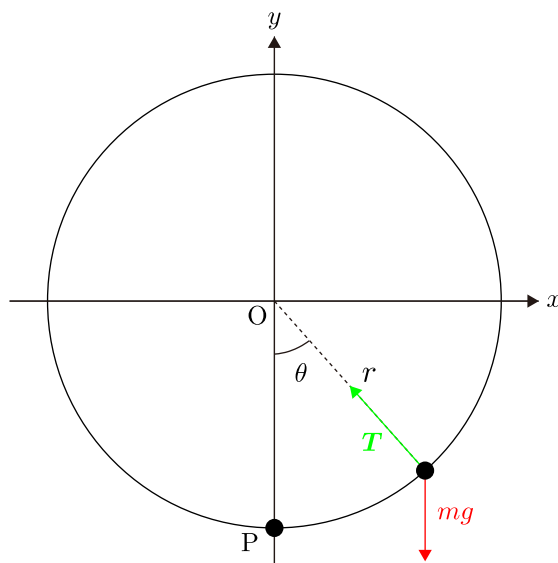
長さ  $r$  の軽くて伸び縮みしない糸の上端を図のように支点  $O$  に固定し、下端に質量  $m$  の小球を付ける。小球が鉛直面内を運動するとき、重力加速度の大きさを  $g$  として次の問いに答えよ。ただし、空気抵抗や浮力などは無視し、糸は切れないものとする。

- (1) 図の最下点  $P$  で静止していた小球に水平方向右向きの速さ  $v_0$  を与えると、小球は振り子運動を始める。糸の鉛直下方に対してなすふれの角度を  $\theta$  として、 $\theta$  が  $90^\circ$  をこえないとき、 $v_0$  のとりうる値の範囲を求めよ。
- (2) (1) の場合で  $\theta$  が最大値をとる瞬間の糸の張力の大きさを求めよ。
- (3) 小球が  $O$  を中心とする完全な円を描く運動をするとき、 $v_0$  のとりうる値の範囲を求めよ。
- (4)  $v_0 = \sqrt{\frac{7}{2}gr}$  のとき、小球が円運動から離脱する位置を求めよ。また、その時の小球の速さを求めよ。
- (5) (4) の場合、小球が円運動から離脱すると糸はたるむ。そして、再び糸が張るまで小球は放物線運動を行う。円運動より離脱してから、再び糸が張るまでの時間を求めよ。さらに、糸が張る瞬間の小球の位置を求めよ。



<sup>(6)</sup>速度が一定の円運動(等速円運動)は時間  $t$  の関数として書くのは容易だが、非等速円運動では難しい。

運動状態を把握するために、まず運動方程式を書く。円軌道なので、極座標系を用いる。  
( $v$  を下の図の  $\theta$  の増加する方向で、かつ円の接線方向にとる。)



$$\begin{cases} m \frac{v^2}{r} = T - mg \cos \theta & (\text{向心方向}) \quad (4.22) \\ m \frac{dv}{dt} = -mg \sin \theta & (\text{接線方向}) \quad (4.23) \end{cases}$$

接線方向の式に  $v = r \frac{d\theta}{dt}$  をかけると、

$$\begin{aligned} mv \frac{dv}{dt} &= -mgr \sin \theta \frac{d\theta}{dt} \\ \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} mv^2 \right) &= -mgr \cdot \frac{d}{d\theta} (-\cos \theta) \frac{d\theta}{dt} = \frac{d}{dt} (mgr \cos \theta) \end{aligned}$$

#### エネルギー保存則

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} mv^2 - mgr \cos \theta \right) = 0 \iff \frac{1}{2} mv^2 - mgr \cos \theta = \text{const.} \quad (4.24)$$

以上の運動方程式およびエネルギー保存則を使って、問題を解く。

- (1) 「 $\theta$  が  $90^\circ$  をこえない  $\iff \cos \theta$  が 0 より大きい」を利用する。 $\theta$  が最大の時、つまり、最高点に到達した時、小球の速度は 0 になる。よって、エネルギー保存則より、

$$\begin{aligned} -mgr \cos \theta_{\max} &= \frac{1}{2} m(v_0)^2 - mgr \\ \therefore \cos \theta_{\max} &= -\frac{(v_0)^2}{2gr} + 1 > 0 \\ \therefore v_0 &< \sqrt{2gr} \end{aligned}$$

□

- (2) (1) より  $\theta$  が最大となる時、 $\cos \theta_{\max} = -\frac{(v_0)^2}{2gr} + 1$  である。式 (4.22) と  $\cos \theta_{\max}$  の値、および  $\theta$  が最大の点で小球の速度が 0 となることを使うと、

$$T = mg \cos \theta_{\max} = mg \left\{ 1 - \frac{(v_0)^2}{2gr} \right\}$$

□

- (3) 小球が O を中心とする完全な円を描くとき、円運動中に糸がたるむことはない。 よって、張力の最小値が 0 以上であればよい<sup>(7)</sup>。エネルギー保存則より、

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(v_0)^2 - mgr(1 - \cos \theta)$$

なので、

$$\begin{aligned} T = \frac{mv^2}{r} + mg \cos \theta &= \frac{m(v_0)^2}{r} - mg(2 - 3 \cos \theta) \\ &\geq \frac{m(v_0)^2}{r} - 5mg \geq 0 \end{aligned} \quad (4.25)$$

となればよく、これより、 $v_0 \geq \sqrt{5gr}$  と  $v_0$  が満たすべき条件が求められる。

□

- (4)  $v_0 = \sqrt{\frac{7}{2}gr}$  のとき、ある点で張力が負になり、糸がたるむということである。よって、求める位置は張力が正から負に変わる境界、つまり、張力が 0 となる位置である。式 (4.25) を使うと、その境界点 ( $\theta = \theta_b$ ) について、次の式が成立する。

$$0 = \frac{7}{2}mg - mg(2 - 3 \cos \theta_b)$$

したがって、 $\cos \theta_b = -\frac{1}{2}$  で、 $\theta_b = 120^\circ$  である。

次に、この境界点における速度  $v_b$  は、 $T = 0$  なので、式 (4.22) より

$$v_b = \sqrt{-gr \cos \theta_b} = \sqrt{\frac{1}{2}gr}$$

である。

□

- (5) この問題では、「再び糸が張る」という条件をどう数式で記述するかが重要である。糸が張るということは張力  $T$  が 0 以上ということであるが、張力に関する関係式は何か。そこで、前のページの図のように、O を原点とする  $x, y$  座標系を導入する。

- 小球の位置  $(x, y)$  が領域  $x^2 + y^2 < r^2$  にあると、糸はたるんでしまう。
- 小球の位置  $(x, y)$  が領域  $x^2 + y^2 > r^2$  にあることはない。(その領域にあるには、糸が切れるしかない)

<sup>(7)</sup>(1) や (2) の問題のように考えるなら、速度が 0 となる点がなければ良いことがわかる。なぜなら、もし  $0 \leq \theta \leq \pi$  で速度が 0 になったら、そこで折り返すので円軌道を描かない。速度と運動エネルギーの関係から、「速度が 0 より大きい」ならば、「運動エネルギーは 0 より大きい」なので、エネルギー保存則より、

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(v_0)^2 - mgr(1 - \cos \theta) \geq \frac{1}{2}m(v_0)^2 - 2mgr > 0$$

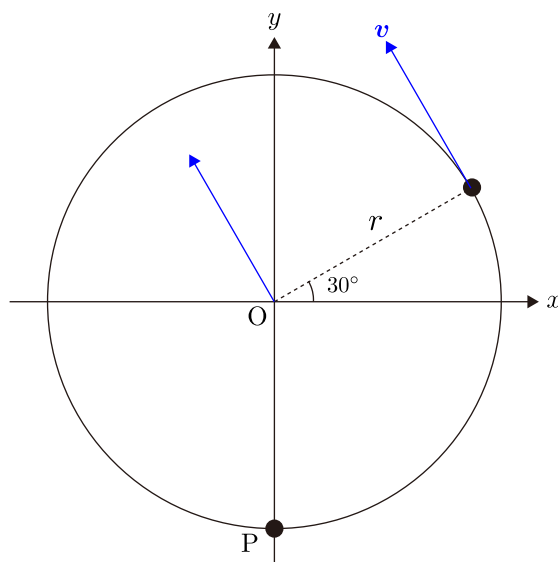
となり、 $v_0 > 2\sqrt{gr}$  である。

この考え方は、正解のように思えるが正しくない。なぜなら、速度を持っても、糸がたるんでは円軌道を描くことはないからである。よって、この問題は速度の最小値が 0 より大きいことと、張力の最小値が 0 以上であることの 2 つを本当は考えるべきである。しかし、計算すればわかるように、張力の最小値が 0 という条件を満たす初速度は、運動中の速度が常に正という条件も満たしているので、張力についてのみ考えればよい。



よって、糸が張るのは、小球と原点の距離が  $r$  のとき、つまり、小球の位置  $(x, y)$  が、 $x^2 + y^2 = r^2$  を満たす時である。 $\theta_b = 120^\circ$  より、糸がたるむ瞬間の位置は、 $\left(\frac{\sqrt{3}}{2}r, \frac{1}{2}r\right)$  である。

また、この時の小球の速度について、初速度の向きが水平右向きなので、小球は反時計回りに動く。そのため、位置ベクトル  $\mathbf{r}$  を原点のまわりに  $90^\circ$  した方向が速度ベクトル  $\mathbf{v}$  の向きである。 $x$  軸の正の方向と位置ベクトルのなす角は  $30^\circ$  なので、 $x$  軸の正の方向と速度ベクトルのなす角は  $120^\circ$  である。



糸がたるんだ瞬間の速度は、

$$\begin{cases} (x \text{ 成分}) & v_b \cos 120^\circ = -v_b \sin 30^\circ = -\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{2}gr} \\ (y \text{ 成分}) & v_b \sin 120^\circ = v_b \cos 30^\circ = \frac{\sqrt{3}}{2}\sqrt{\frac{1}{2}gr} \end{cases}$$

である。糸がたるんだ瞬間を  $t = 0$  とすると、小球には重力のみが働くので、

$$\begin{aligned} x(t) &= \frac{\sqrt{3}}{2}r - \frac{t}{2}\sqrt{\frac{1}{2}gr} \\ y(t) &= \frac{1}{2}r + \frac{t}{2}\sqrt{\frac{3}{2}gr} - \frac{1}{2}gt^2 \end{aligned}$$

と書ける、よって、

$$\begin{aligned} &\left(\frac{\sqrt{3}}{2}r - \frac{t}{2}\sqrt{\frac{1}{2}gr}\right)^2 + \left(\frac{1}{2}r + \frac{t}{2}\sqrt{\frac{3}{2}gr} - \frac{1}{2}gt^2\right)^2 = r^2 \\ &\underbrace{\frac{3}{4}r^2 - \frac{\sqrt{3}}{2}\sqrt{\frac{1}{2}gr} \cdot rt + \frac{t^2}{4} \cdot \frac{1}{2}gr}_{\frac{1}{4}g^2t^4} + \underbrace{\frac{1}{4}r^2 + \frac{t^2}{4} \cdot \frac{3}{2}gr + \frac{1}{4}g^2t^4}_{\frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{2}gr} \cdot rt} + \underbrace{\frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{2}gr} \cdot gt^3 - \frac{1}{2}grt^2}_{\frac{1}{4}gt^3(gt - \sqrt{6gr})} = r^2 \\ &\frac{1}{4}g^2t^4 - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{2}gr} \cdot gt^3 = 0 \\ &\frac{1}{4}gt^3(gt - \sqrt{6gr}) = 0 \end{aligned}$$

以上より、小球の位置が  $x^2 + y^2 = r^2$  を満たすのは、 $t = 0, \sqrt{\frac{6r}{g}}$  の時である。

したがって、再び糸が張るまでに要する時間は  $\sqrt{\frac{6r}{g}}$  である。

□

この時、

$$\begin{aligned}x\left(\sqrt{\frac{6r}{g}}\right) &= \frac{\sqrt{3}}{2}r - \frac{1}{2}\sqrt{3}r = 0 \\y\left(\sqrt{\frac{6r}{g}}\right) &= \frac{1}{2}r + \frac{1}{2}\sqrt{9r^2} - \frac{1}{2}g \cdot \frac{6r}{g} = -r\end{aligned}$$

である。よって、再び糸が張るのは点  $P(0, -r)$  である。

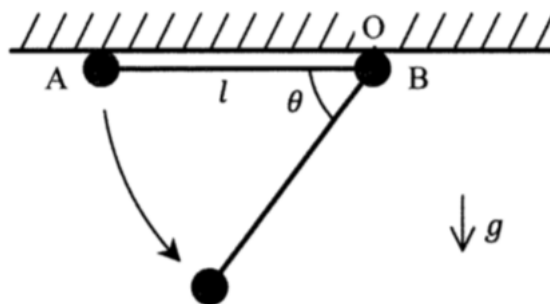
□

## 4.2.3 円運動の演習問題 (2)

次に、もう 1 題円運動に関する問題を考えよう。題材は、2015 年の東大の物理の問題である。

## 問題 10

質量  $m$  の小球 A, B が長さ  $l$  のひもの両端につながれている。以下の図のように水平な天井に小球 A, B を  $l$  だけ離して固定した。小球 B を固定した点を O とし、重力加速度の大きさを  $g$  とする。小球 A, B の大きさ、ひもの質量、および空気抵抗は無視できるものとする。



1 小球 B を固定したまま小球 A を静かに放した。

- (1) ひもと天井がなす角度を  $\theta$  とする。小球 A の速さを  $\theta$  を用いて表せ。ただし、 $0 \leq \theta \leq 90^\circ$  とする。
- (2) 小球 A が最下点 ( $\theta = 90^\circ$ ) に達したときのひもの張力の大きさを求めよ。
- (3) 小球 A が最下点 ( $\theta = 90^\circ$ ) に達したときの小球 A の加速度の大きさと向きを求めよ。

2 小球 A が初めて最下点 ( $\theta = 90^\circ$ ) に達したときに小球 B を静かに放した。この時刻を  $t = 0$  とする。

- (1) 2 個の小球の重心を G とする。小球 B を放した後の重心 G の加速度の大きさを求めよ。
- (2) 時刻  $t = 0$  における、重心 G に対する小球 A, B の相対速度の大きさと向きを求めよ。
- (3) 時刻  $t = 0$  における、ひもの張力の大きさを求めよ。
- (4) 時刻  $t = 0$  における、小球 A, B の加速度の大きさと向きを求めよ。
- (5) 小球 B を放してから、初めて小球 A と小球 B の高さが等しくなる時間を求めよ。
- (6) 小球 B を放した後の時刻  $t$  における小球 A の水平位置を求めよ、ただし、点 O を原点とし、右向きを正とする。

1

- (1) エネルギー保存則を考える。位置エネルギーの基準を  $\theta = 0$  の時の高さとする、

$$0 = \frac{1}{2}mv^2 - mgl \sin \theta \iff v(\theta) = \sqrt{2gl \sin \theta}$$

- (2) 運動方程式 (円運動の式) を立てる。張力を  $T$  とすると、中心方向の運動方程式<sup>(8)</sup>は、

$$m \frac{v(\theta)^2}{l} = T - mg \sin \theta$$

である。(1) より、 $v(90^\circ) = \sqrt{2gl}$  なので、

$$T = m \frac{2gl}{l} + mg = 3mg$$

□

- (3)  $\theta = 90^\circ$  のとき、接線方向 (水平方向) には一切力が働かない。向心方向 (鉛直方向) には、大きさ  $\frac{v(90^\circ)^2}{l} = 2g$  の加速度が上向きに働く。

2<sup>(9)</sup>

- (1) 重心の加速度を  $\mathbf{a}_G$  とすると、A と B の質量は等しいので、

$$\mathbf{a}_G = \frac{\mathbf{a}_A + \mathbf{a}_B}{2} \quad (4.26)$$

となる。上記より、A には鉛直上向きに大きさ  $2g$  の加速度が働く。一方、B には重力が働くので、鉛直下向きに大きさ  $g$  の加速度が働いていることになる。よって、重心に働く加速度は鉛直方向で、鉛直上向きを正とすると、

$$a_g = \frac{2g - g}{2} = \frac{g}{2}$$

となる。

□

- (2) 式 (4.26) と同様に、重心の速度を  $\mathbf{v}_G$  とすると、

$$\mathbf{v}_G = \frac{\mathbf{v}_A + \mathbf{v}_B}{2} \quad (4.27)$$

である。 $t = 0$  のとき B は静止していたが、A は右向きに  $\sqrt{2gl}$  の速度を持っていたので、 $t = 0$  における重心の速度は水平方向で、水平右向きを正とすると、

$$v_g = \frac{\sqrt{2gl}}{2} \quad (4.28)$$

である。よって、求める相対速度を  $v_a, v_b$  とすると、

$$v_a = \sqrt{2gl} - v_g = \frac{1}{2}\sqrt{2gl} \quad (4.29)$$

$$v_b = 0 - v_g = -\frac{1}{2}\sqrt{2gl} \quad (4.30)$$

となる。

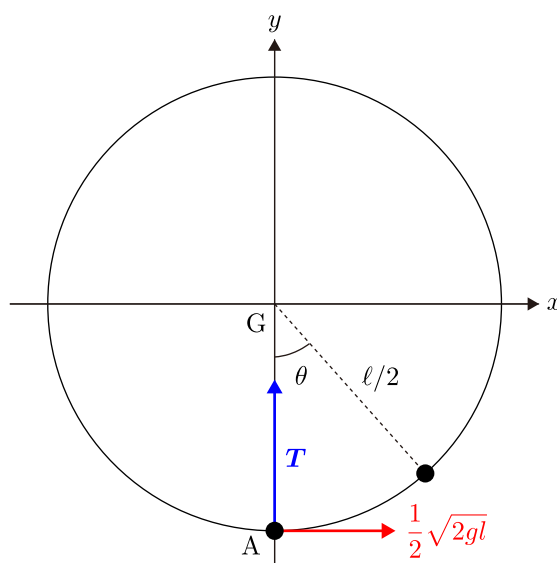
□

<sup>(8)</sup> 接線方向の運動方程式は  $m \frac{dv}{dt} = mg \cos \theta$  だが、これを変形すると、エネルギー保存則が出てくるだけである。

<sup>(9)</sup> (3) 以降の問題は少し難しい。しかし、落ち着いて考えることで「重心系」での運動の見方をマスターすることができる。

- (3) この2体系の重心は、AとBの質量が等しいので、2つの小球の中央となる。その重心から見ると、 $t=0$ の時に、Aは右向きに、Bは左向きに動こうとしている。また、**重心から見ると、重力は働いてい**るようには見えないが、**張力は静止系と同じように働いているように見える**。なぜなら、Section 3.5(60ページ～)にも記したが、系に働く外力全てが重心に一点に集中していると考えても良いので、重心に全重力が働いているとすれば良い。ただし、このとき、張力は重心に働いているとは見なせない。張力は系の外部から働く力ではないからである。

さて、重心系で見ると、Aの状況は以下と同じ。重心系で見ているので重心Gは不動である。よって、Gに糸が固定されていて、糸の長さが $\frac{l}{2}$ 、初速度が右向きに大きさ $\frac{1}{2}\sqrt{2gl}$ の状況で円運動を開始するよう見える。



よって、 $t=0$ において、張力を $T'$ とすると、重心系における中心方向の運動方程式は、

$$m \frac{\left(\frac{1}{2}\sqrt{2gl}\right)^2}{\frac{l}{2}} = T' \iff T' = mg$$

□

- (4) 糸で繋がれているので、AとBに働く張力は等しい。AもBも下向きに重力 $mg$ が働き、さらに張力が働く。Aには上向きに大きさ $mg$ の張力が働き、重力とつりあう。一方、Bには下向きに大きさ $mg$ の張力が働くので、合計で鉛直下向きに $2mg$ の力が働いている。

よって、Aの加速度は0、Bの加速度は鉛直下向きに大きさ $2g$ である。

□

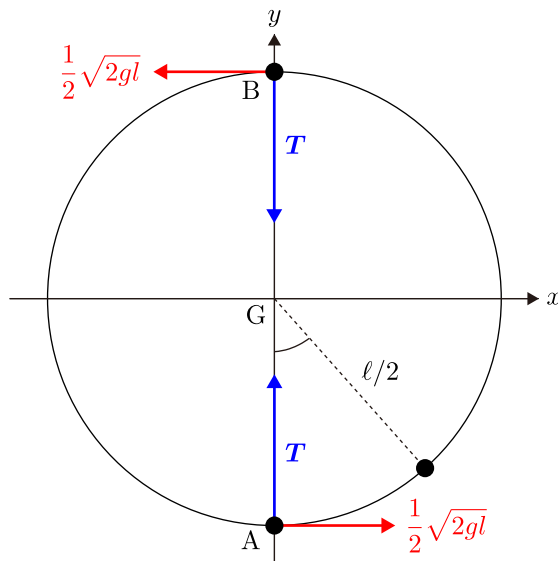
- (5) 小球Aと小球Bの位置を時間 $t$ の関数として表すことを考える。

重心系から見ると、AとBには中心方向の張力しか働かない。接線方向に力が働かないので、重心系から見たときの接線方向の方程式を考えると、 $\frac{dv_a(t)}{dt} = \frac{dv_b(t)}{dt} = 0$ となり、AとBは等速円運動をする。

よって、等速円運動の角速度を $\omega$ とすると、重心から見たAとBの座標は、

$$\vec{GA} = \left( \frac{l}{2} \cos \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \right), \frac{l}{2} \sin \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \right) \right) = \left( \frac{l}{2} \sin \omega t, -\frac{l}{2} \cos \omega t \right) \quad (4.31)$$

$$\vec{GB} = \left( \frac{l}{2} \cos \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right), \frac{l}{2} \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right) \right) = \left( -\frac{l}{2} \sin \omega t, \frac{l}{2} \cos \omega t \right) \quad (4.32)$$



となる。これらに、 $\overrightarrow{OG}$  を足すことで、静止系での座標が求められる。そのため、結局、重心  $G$  から見た  $A$  と  $B$  の  $y$  座標が同じになれば良い。その条件は、

$$-\frac{l}{2} \cos \omega t = \frac{l}{2} \cos \omega t$$

である。よって、 $\cos \omega t = 0$  であれば良い。

ここで、円運動の (接線方向の) 速度は、 $v = r\omega$  ( $r$  は円運動の半径) なので、次の式が成立する。

$$\frac{1}{2} \sqrt{2gl} = \frac{l}{2} \omega \iff \omega = \sqrt{\frac{2g}{l}}$$

よって、 $\cos \omega t = \cos \left( \sqrt{\frac{2g}{l}} t \right) = 0$  が成立すればよい。これを満たす最小の  $t$  は、 $t = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{l}{2g}}$  である。

- (6) 式 (4.26) の加速度の部分を、 $A$  と  $B$  の運動方程式 ( $m\mathbf{a}_A = \mathbf{F}_A$ ,  $m\mathbf{a}_B = \mathbf{F}_B$ ) を使って次のように書き直す。

$$\mathbf{a}_G = \frac{\mathbf{F}_A + \mathbf{F}_B}{2m}$$

$A$  に働く張力と  $B$  に働く張力は、大きさが等しく、向きが互いに反対向きなので、打ち消しあう。 $\mathbf{a}_G$  に関与するのは、 $A$  と  $B$  に働く重力のみで、共に  $m\mathbf{g} = (0, -mg)$  である。よって、

$$\mathbf{a}_G = \frac{m\mathbf{g} + m\mathbf{g}}{2m} = (0, -g)$$

である。 $t = 0$  の時の、重心速度は式 (4.28) より  $\mathbf{v}_g(0) = \left( \frac{1}{2} \sqrt{2gl}, 0 \right)$  なので、

$$\overrightarrow{OG} = \left( \frac{1}{2} \sqrt{2gl} \cdot t, -\frac{1}{2} gt^2 \right)$$

これに  $\overrightarrow{GA}$  を足して、

$$\overrightarrow{OA} = \left( \frac{1}{2} \sqrt{2gl} \cdot t + \frac{l}{2} \sin \omega t, -\frac{1}{2} gt^2 - \frac{l}{2} \cos \omega t \right)$$

である。

□

## 4.3 慣性力

満員電車。想像するだけでイライラしてしまう。そんな満員電車に関する記事<sup>(10)</sup>にこんなものがある。2018 年 4 月 12 日に投稿されたこんなツイートが話題になったらしい。

満員電車でサラリーマンに「てめえ押してんじゃねーぞ！」って罵声浴びせられたんで「てめえが押されたって感じてたらな、俺も同じ力でてめえに押されてんだよ !! これが作用反作用の法則じゃ!!!」って言い返したら拍手起きた。ありがとう高校の担任。人生で初めて物理が実世界に役立ったよ。

満員電車の中で、高校で習う物理の内容が起きていることを伝える記事である。満員電車の中で起きるのは、この記事でも取り上げられている「作用・反作用の法則」だけではない。この Section では、3 つのことについて考える。

- 電車が停止しようと減速を始めるときや、電車が発進しようとしている時に、私たちがつい前や後ろに倒れそうになってしまう現象。
- 回転座標系から見た運動。「遠心力」とは何かを考える。
- 慣性力の視点を導入して、これまでに見た問題を解き直す。

ここで、非常に厄介な言葉、「慣性系」について定義しよう。慣性系について、『新・物理入門』ではこのように書かれている。

運動方程式  $m\mathbf{a} = \mathbf{F}$  が成立する系、つまり物体に力を加えたときそれに比例した加速度の生じる座標系を慣性系と呼ぶ。

ただ、『理論物理への道標』と『はじめて学ぶ物理学 学問としての高校物理』では、次のように定義されている。

慣性の法則が成り立つ座標系を慣性系と呼ぶ。

この T<sub>E</sub>X ノートでは、1.2.2 「慣性の法則の裏の意味」(10 ページ) で、慣性の法則の主張を説明している。慣性の法則は直感的には運動方程式と同じことしか主張していないように見える。しかし、その裏では座標系によって、加速度の見え方が変わるけれど、この宇宙には「力  $\mathbf{F}$  が  $\mathbf{F} = \mathbf{0}$  の時に、加速度  $\mathbf{a}$  が  $\mathbf{a} = \mathbf{0}$  となる」座標系が少なくとも 1 つは存在することを慣性の法則は主張しているということを記した。わかるようでわからないのが「慣性」という概念である。

<sup>(10)</sup><https://grapee.jp/484995>

## 4.3.1 互いに並進運動している2つの座標系

*Prologue*

物体の運動は、基準点に対する座標がどう変化したかを記述することで初めて把握できる。この際、基準点は運動の前後で不動でなければ、物体の運動を正確に把握することは困難である。そこで、私たちは通常、座標系として地面に固定した座標系で選ぶことが多い。

地上の物体の運動を考える際は、地球を不動と考えて、電車に座標系を固定することはあまりしない。それは、運動の記述が静止しているものの上に固定した**静止座標系**で考える方が圧倒的に楽だからである。ただ、時には電車など動いている物体に座標系を固定した方が楽な場合がある。この subsection では、電車などに座標系を固定した時は、物体の運動はどのように見えるのかを考える。

質量  $m$  の1つの質点の運動を2つの座標系で観測する。この2つの座標系は互いに並進運動<sup>(11)</sup>している。ここで、簡単にするために、一方の座標系は固定されているもので慣性系とする。固定されている方を  $S_0$  とし、動いている方を  $S$  とする。 $S$  は  $S_0$  (静止系) に対して速度  $\mathbf{V}$  (この  $\mathbf{V}$  は時刻  $t$  の関数) で動いているとする。

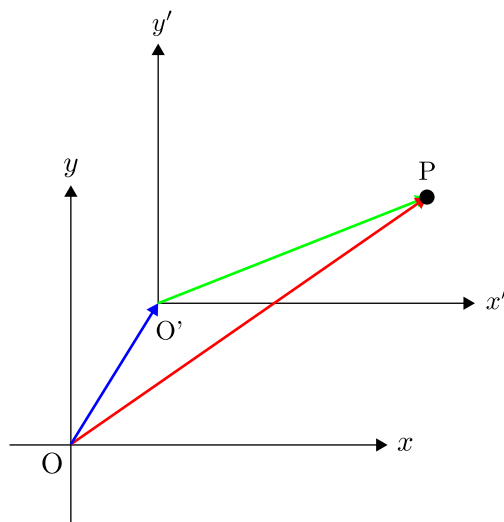


図 4.7 2つの座標系で物体の位置を把握する

点  $P$  を2つの座標系からみる。

- 座標系  $S_0$  で見た時の点  $P$  の位置ベクトルは、 $\mathbf{r} = \overrightarrow{OP}$
- 座標系  $S$  で見た時の点  $P$  の位置ベクトルは、 $\mathbf{r}' = \overrightarrow{O'P}$
- 座標系  $S_0$  から見た、座標系  $S$  の原点の位置ベクトルを  $\mathbf{R} = \overrightarrow{OO'}$  とする。

すると、(上の図より、)

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

が成り立つ。この式を時間  $t$  で一回微分すると、

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{V} + \frac{d\mathbf{r}'}{dt}$$

<sup>(11)</sup>座標系の**並進運動**とは、 $x, y, z$  軸の方向が変わらず、ただ原点の位置が変化する運動のことをいう。



となり、さらにもう一回時間  $t$  で微分すると、

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \boldsymbol{\alpha} + \frac{d^2 \mathbf{r}'}{dt^2} \quad (4.33)$$

となる。ただし、 $\boldsymbol{\alpha} = \dot{\mathbf{V}}$  である。

さて、ここまでは簡単な計算をただけだが、このような計算ができたのは、以下のような仮定を自明のこととして認めているからである。

#### 絶対時間の仮定

時間の流れは絶対的なもので観測者や座標系によらない。

では、点 P にある質点の運動方程式を考えよう。座標系が並進運動しているとき、座標軸の方向が変わらないので、座標系  $S_0$  と座標系  $S$  のどちらで見ても、外力のベクトルは同じである<sup>(12)</sup>。座標系が変わると、普通、ベクトル (矢印) 自体は変わらないが、その成分表示が変化する。しかし、並進運動で座標軸の方向が不変なら、ベクトルの成分表示も不変である。

#### (1) Galilei 変換 (ガリレイ変換)

$\mathbf{V}$  が定ベクトルの時、 $\dot{\mathbf{V}} = \boldsymbol{\alpha} = \mathbf{0}$  である。そのため、式 (4.33) は以下のように書き換えられる。

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \frac{d^2 \mathbf{r}'}{dt^2} \quad (4.34)$$

そのため、座標系  $S$  で観測している場合の運動方程式は、

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}'}{dt^2} = \mathbf{F} \quad (4.35)$$

となる。この式より、これは静止座標系  $S_0$  で観測している場合の運動方程式と同一である。

#### Galilei の相対性原理 (相対律)

Galilei 変換によって結ばれるあらゆる慣性系において物理法則は不変である。すなわち、互いに一樣に並進運動している 2 つの慣性系では運動方程式は共通である。

#### (2) 慣性力が生じる場合

$\mathbf{V}$  が定ベクトルでない時は、式 (4.33) より、座標系  $S_0$  で観測している場合の運動方程式は以下のようになる。

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = m \left( \boldsymbol{\alpha} + \frac{d^2 \mathbf{r}'}{dt^2} \right) = \mathbf{F}$$

この式を変形すると、

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}'}{dt^2} = \mathbf{F} - m\boldsymbol{\alpha} \quad (4.36)$$

となり、これは座標系  $S$  で観測した時の運動方程式に他ならない。しかし、 $\mathbf{V} = \text{const.}$  の時と異なり、右辺に  $-m\boldsymbol{\alpha}$  の項がある。つまり、静止系に対し、加速度  $\boldsymbol{\alpha}$  で動く座標系  $S$  で運動を観測すると、 $-m\boldsymbol{\alpha}$  という仮想的な力が外力と一緒にかかっているように見える。この仮想的な力のことを慣性力という。マイナスがついていることからわかるように、慣性力は  $\vec{\alpha}$  の向きと反対向きにかかっているように見える。

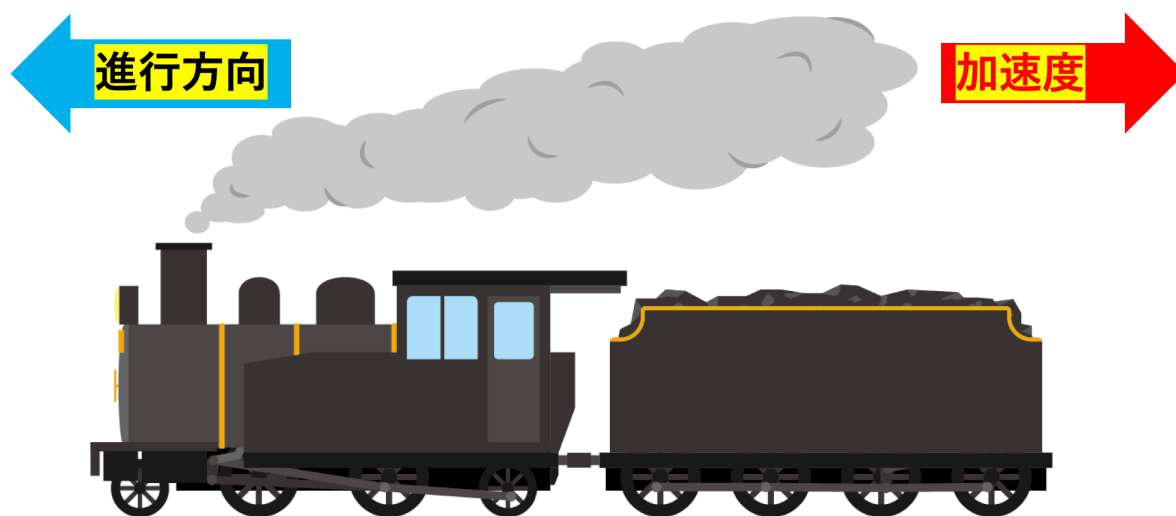
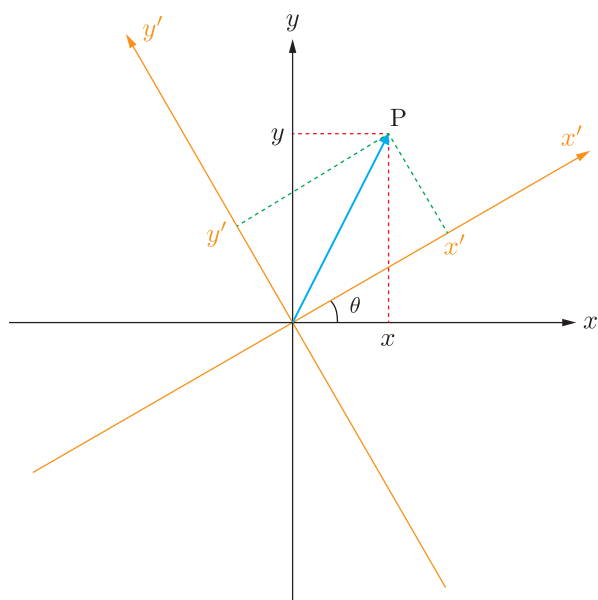


図 4.8 慣性力のイメージ

駅で電車が止まろうとすると、進行方向の方に倒れそうになるのは、この慣性力を使うと説明できる。電車が止まろうとしているときは、(静止座標系から見た) 電車の加速度は進行方向と反対向きなので、電車の中の乗客は、進行方向の向きに慣性力を受ける。

### 4.3.2 回転座標系

図 4.9 回転座標系のイメージ ( $\theta = \omega t$ )

<sup>(12)</sup>物体に働く力は、重力のようにどの位置でも一定のものや、距離に依存するもの(2物体間の作用)、時間に依存するものなどがある。時間に依存するものについては、「絶対時間の仮定」より座標系  $S_0$  と  $S$  のどちらで見ても、力は同一であることがわかる。距離に依存するものは、座標系が変わることで2物体の座標は変わるが、絶対的な距離自体は変わっていないので、距離に依存する力も座標系によらず同一に見える。

今度は慣性系に対して座標系が回転している場合について考える。この subsection では物体の運動を原点のまわりに角速度  $\omega$  ( $=$  一定) で反時計回りに回転している回転座標系で見る。時刻  $t = 0$  のときは、元の慣性系と回転座標系が完全に一致しているとする。

この Chapter の最初に取り上げた「座標変換」の時と同じように考える。小物体を回転座標系で見たときの位置  $(x', y')$  と慣性系における位置  $(x, y)$  の対応関係は以下ようになる。

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \omega t & -\sin \omega t \\ \sin \omega t & \cos \omega t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x' \cos \omega t - y' \sin \omega t \\ x' \sin \omega t + y' \cos \omega t \end{pmatrix} \quad (4.37)$$

この式を時間で 1 回微分すると、

$$\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{x}' \cos \omega t - \omega x' \sin \omega t - \dot{y}' \sin \omega t - \omega y' \cos \omega t \\ \dot{x}' \sin \omega t + \omega x' \cos \omega t + \dot{y}' \cos \omega t - \omega y' \sin \omega t \end{pmatrix}$$

もう一度時間  $t$  で微分する。

$$\begin{aligned} a_x &= \frac{dv_x}{dt} \\ &= \ddot{x}' \cos \omega t - \omega \dot{x}' \sin \omega t - \omega \dot{x}' \sin \omega t - \omega^2 x' \cos \omega t - \ddot{y}' \sin \omega t - \omega \dot{y}' \cos \omega t - \omega \dot{y}' \cos \omega t + \omega^2 y' \sin \omega t \\ &= \ddot{x}' \cos \omega t - 2\omega \dot{x}' \sin \omega t - \omega^2 x' \cos \omega t - \ddot{y}' \sin \omega t - 2\omega \dot{y}' \cos \omega t + \omega^2 y' \sin \omega t \end{aligned}$$

同様に加速度の  $y$  成分を計算すると、

$$\begin{aligned} a_y &= \frac{dv_y}{dt} \\ &= \ddot{x}' \sin \omega t + \omega \dot{x}' \cos \omega t + \omega \dot{x}' \cos \omega t - \omega^2 x' \sin \omega t + \ddot{y}' \cos \omega t - \omega \dot{y}' \sin \omega t - \omega \dot{y}' \sin \omega t - \omega^2 y' \cos \omega t \\ &= \ddot{x}' \sin \omega t + 2\omega \dot{x}' \cos \omega t - \omega^2 x' \sin \omega t - \ddot{y}' \cos \omega t - 2\omega \dot{y}' \sin \omega t - \omega^2 y' \cos \omega t \end{aligned}$$

よって、加速度については次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} a_x \\ a_y \end{pmatrix} &= \cos \omega t \begin{pmatrix} \ddot{x}' - \omega^2 x' - 2\omega \dot{y}' \\ 2\omega \dot{x}' - \ddot{y}' - \omega^2 y' \end{pmatrix} + \sin \omega t \begin{pmatrix} -2\omega \dot{x}' - \ddot{y}' + \omega^2 y' \\ \ddot{x}' - \omega^2 x' - 2\omega \dot{y}' \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos \omega t & -\sin \omega t \\ \sin \omega t & \cos \omega t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ddot{x}' - \omega^2 x' - 2\omega \dot{y}' \\ 2\omega \dot{x}' - \ddot{y}' - \omega^2 y' \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.38)$$

慣性系での運動方程式は、

$$m \begin{pmatrix} a_x \\ a_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_x \\ f_y \end{pmatrix}$$

と書ける。式 (4.38) を代入すると、

$$\begin{pmatrix} f_x \\ f_y \end{pmatrix} = m \begin{pmatrix} \cos \omega t & -\sin \omega t \\ \sin \omega t & \cos \omega t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ddot{x}' - \omega^2 x' - 2\omega \dot{y}' \\ \ddot{y}' - \omega^2 y' + 2\omega \dot{x}' \end{pmatrix} \quad (4.39)$$

となる。

あとは  $f_x, f_y$  を変換することで、回転座標系における方程式を導くことができる。座標系が並進移動している時は座標軸の向きが変わらないので、外力ベクトルの成分表記は不変であった。しかし、回転座標系では、式 (4.5)(73 ページ) のような変換を外力ベクトルも受ける。

$$\begin{pmatrix} f_x' \\ f_y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \omega t & \sin \omega t \\ -\sin \omega t & \cos \omega t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_x \\ f_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_x \cos \omega t + f_y \sin \omega t \\ -f_x \sin \omega t + f_y \cos \omega t \end{pmatrix} \quad (4.40)$$

式 (4.39) と式 (4.40) を使って、回転座標系における方程式を導こう。

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} f_x' \\ f_y' \end{pmatrix} &= m \underbrace{\begin{pmatrix} \cos \omega t & \sin \omega t \\ -\sin \omega t & \cos \omega t \end{pmatrix}}_{R(-\omega t)} \underbrace{\begin{pmatrix} \cos \omega t & -\sin \omega t \\ \sin \omega t & \cos \omega t \end{pmatrix}}_{R(\omega t)} \begin{pmatrix} \ddot{x}' - \omega^2 x' - 2\omega \dot{y}' \\ \ddot{y}' - \omega^2 y' + 2\omega \dot{x}' \end{pmatrix} \\
 &= m \begin{pmatrix} \ddot{x}' - \omega^2 x' - 2\omega \dot{y}' \\ \ddot{y}' - \omega^2 y' + 2\omega \dot{x}' \end{pmatrix} \\
 &= m \begin{pmatrix} \ddot{x}' \\ \ddot{y}' \end{pmatrix} - m\omega^2 \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} - 2m\omega \begin{pmatrix} \dot{y}' \\ -\dot{x}' \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{4.41}$$

この式を変形することで、回転座標系から見たときの運動方程式が得られる。

#### 回転座標系から見たときの運動方程式

$$m \begin{pmatrix} \ddot{x}' \\ \ddot{y}' \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} f_x' \\ f_y' \end{pmatrix}}_{\text{外力}} + \underbrace{m\omega^2 \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix}}_{\text{遠心力}} + \underbrace{2m\omega \begin{pmatrix} \dot{y}' \\ -\dot{x}' \end{pmatrix}}_{\text{コリオリ力}} \tag{4.42}$$

式 (4.42) は、回転座標系から見たときの運動方程式である。回転座標系の場合、外力に加えて2つの成分が登場する。この2つの成分は回転座標系でみたときにのみ現れる仮想的な力である。右辺の第2項を遠心力、第3項をコリオリ力という。

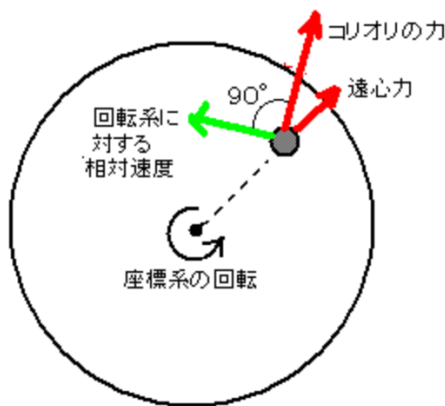


図 4.10 遠心力とコリオリ力

(<http://www.wind.sannet.ne.jp/nakahiro/coriolis/cori.html>)

$\mathbf{V}' = (\dot{x}', \dot{y}')$  に対して、 $(\dot{y}', -\dot{x}')$  は  $\mathbf{V}'$  に対して右向きのベクトルである<sup>(13)</sup>。そのため、遠心力とコリオリ力は以下のような力であることがわかる。

- **遠心力**: 中心 (回転の中心) から遠ざかる方向に働く力。
- **コリオリ力**: 速度ベクトルに直交する方向 (進行方向に対して右向き) に働く力。

<sup>(13)</sup> まず、一般に点  $(a, b)$  を考える。

$$R(-90^\circ) \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b \\ -a \end{pmatrix}$$

なので、点  $(b, -a)$  は点  $(a, b)$  を原点のまわりに  $-90^\circ$  させて得られる点である。

この Subsection の後半は、特に高校物理で重要な「遠心力」について考える<sup>(14)</sup>。私は、このパートを(最初に)作成する2ヶ月前まで自動車学校<sup>(15)</sup>に通っていた。学科教本に「カーブなどでは常に遠心力が働くことを考え、カーブの手前で十分に速度を落とすことが大切です」と書いてある。車の速度が速いと急カーブを曲がりきれなくなるからである。なぜ、車の速度が速いと曲がりきれなくなるかもしれないのか。

式 (4.42) より、遠心力は、

$$m\omega^2 \mathbf{r} = m\omega^2 \begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix}$$

と書ける。そのため、原点と物体の距離を  $r$  とすると、遠心力の大きさは  $m\omega^2 r$  とかける。でも、原点はいったいどこにあるのか？それに、円軌道でもないのに、回転座標系をどう利用することができるのか。ここで、登場するのが「曲率円」という概念を導入しよう。

#### 曲率円

(平面上の) 曲線を局所的に円弧とみなすことで、曲線の曲がり具合を評価しよう。曲線を局所的に、すなわち、ある点  $P$  の近傍で、円弧とみなした時のその円のことを曲率円といい、曲率円の半径を点  $P$  における曲率半径という<sup>(16)</sup>。

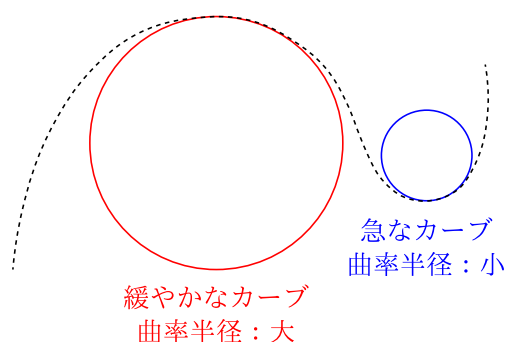


図 4.11 曲率円の大きさとカーブの緩急

カーブの軌道の一部分を円軌道で近似することにカーブの緩急を評価することができる。緩やかなカーブは、半径の大きな円の弧で、急なカーブは、半径の小さな円の弧で、一部分が近似できる。さて、近似的に円軌道とみなせるので、円運動の式で運動を予想・解析することが可能になる。上に書いた通り、遠心力の大きさは  $m\omega^2 r$  と書けるが、円運動の場合、 $v = r\omega$  なので、 $mv^2/r$  と書くこともできる。

すると、速度が同じならば、円軌道の半径が小さいほど、遠心力は大きくなる。そのため、急カーブを通過するときに、ドライバーは外向きの強い遠心力を感じて、適切に車を操作できなくなる可能性が高くなるのである。だから、遠心力も考慮して、カーブの手前でスピードを落とす必要があるのである。

<sup>(14)</sup> youtube でも遠心力やコリオリ力を説明している動画が見つかる。以下の youtube 動画では遠心力やコリオリ力をうまく説明している。

● 遠心力: [https://youtu.be/10V\\_uHi2\\_EI](https://youtu.be/10V_uHi2_EI)

● コリオリ力: <https://youtu.be/uIicLKeDrfY> <https://youtu.be/xtk8PPE2CxM>

「コリオリ力」の方の動画でも説明しているが、回転座標系の場合は、コリオリ力の扱いを考えなければならないので、入試問題で回転座標系を自ら導入するのは危険であるだろう。

<sup>(15)</sup> 運転免許を取得する前に行く「自動車学校」の呼び方は地域によって違うらしい。私は「教習所」と呼んでいた。地域ごとの呼び方については下記のページなどをみて欲しい。

<https://www.ai-menkyo.jp/column/designation-of-driving-school.html>

<sup>(16)</sup> 曲率半径  $R$  の逆数を曲率  $\kappa$  という。曲率が大きいほど、曲線の曲がり具合が急であることを表す。

### 4.3.3 慣性力とは何か？

先ほどまで自動車を運転するときはカーブの直前でスピードを落とす必要がある理由を考えた。自動車学校では遠心力がかかるからスピードを落とす必要があると習うこともふれた。でも、前の subsection の式 (4.42) を記した直後に、遠心力については、回転座標系で見たときにのみ現れる仮想的な力であるとふれた。

『新・物理入門』の「2-13 動く座標系」の section には遠心力に関して以下の記述がある。

座標系の回転によって純粹に数学的に生じたもの — 実体的起源をもたない見かけの力 — であることがわかる。

また、『はじめて学ぶ物理学』では遠心力について以下のように記されている。

遠心力は物体の回転ではなく、観測する座標系の回転によって現れる。物体の円運動を遠心力で説明することは概念的に本質的な誤りである。

仮想的な力で議論しようとするのは本来は間違っているのである。静止系から見ると、カーブを通過するからといって、自動車に遠心力はかかっていない。実際、カーブの前に速度を落とす必要がある理由については、遠心力を考える必要はないと言い切れる。カーブ、特に急なカーブの直前で速度を落とすのは、 $mv^2/r$  の  $v$  が原因である。

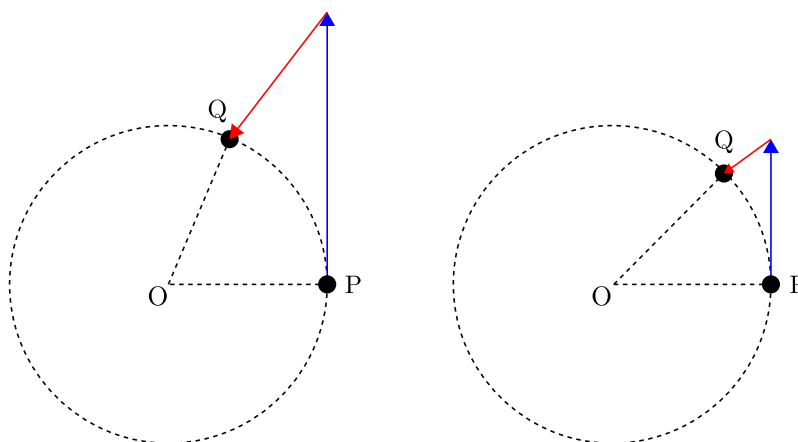


図 4.12 円軌道を維持するにはどうすればよいか？

図 4.12 のように、物体が点 P にあり青矢印のような速度ベクトルを持つとしよう。速さが大きいと、大きく円軌道からそれる可能性があるので、円軌道を保とうとするなら中心方向に大きな加速度を持つ必要がある。つまり、カーブの直前で速度を落とす必要がある理由は、遠心力とは関係なく、スピードを持っていると、カーブを曲がり切れないからである。

物体が円軌道をしている時の中心方向の加速度は、4.2.1 「円運動の速度と加速度」(77 ページ) に記した通り、 $v^2/r$  なので、 $r$  が一定ならば、 $v$  が大きいときは、大きな加速度が必要である。運動方程式  $ma = F$  から、大きな加速度を発生させるには、大きな力が必要である。大きな力に相当するのが、急ハンドルによる短時間での大きな方向転換に相当するのだろう。ただ、急ハンドルは非常に危険な操作である。だから、カーブの直前でスピードを落とす必要がある。

## 4.3.4 慣性力を用いて再度考える

再び、座標系が並進運動する場合について考えよう。加速度  $\alpha$  で動く座標系 (非慣性系) では、

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}'}{dt^2} = \mathbf{F} - m\alpha \quad (4.36)$$

のように  $-m\alpha$  が付け加わった式が成立する。この  $-m\alpha$  は慣性力であり、遠心力と同様に「**数学的に生じた実体的起源をもたない見かけの力**」である。しかし、座標系が並進運動する場合は、非慣性系、つまり、動く物体の上に設定した座標系で議論し、見かけの力である慣性力を導入して議論した方が楽であることが知られている。

第1章の1.5「運動方程式を解く(3)」を慣性力の視点から考えよう。状況設定はこんな感じであった。

- 斜面は固定されていない。
- 斜面の一番上から物体が滑り落ちる。
- 小物体と台の質量をそれぞれ  $m$ ,  $M$  とする。
- $a_x$ ,  $a_y$  を小物体の  $x$  方向、 $y$  方向の加速度、 $A$  を台の  $x$  方向の加速度とする。ただし、 $x$  方向は右向き。 $y$  方向は下向きとする。

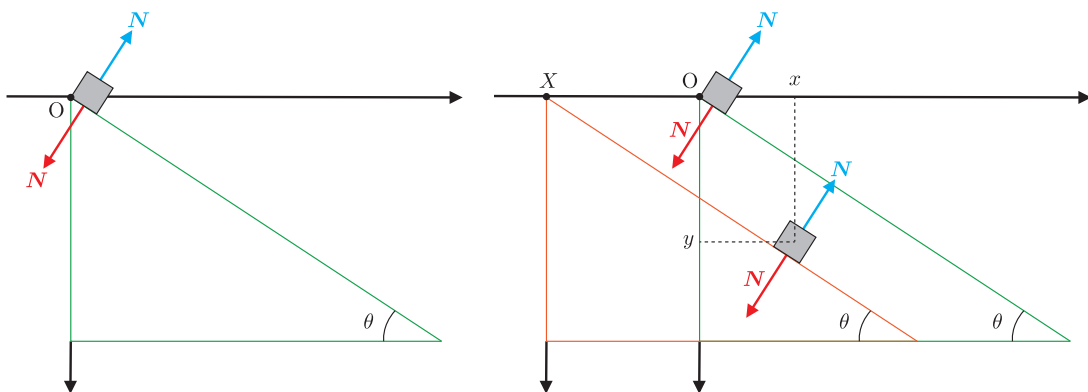


図 4.13 第1章の1.5「運動方程式を解く(3)」で考えた状況

今回は静止系からではなく、台上の観測者から運動をみることにする。台上の観測者から見た時は図 4.14 のように見える。

静止系から見た時、斜面には図 4.13 の右側の図の赤矢印のように垂直抗力が働く。そのため、台は水平左方向に力を受ける。つまり、水平左方向に加速度を持つ。この加速度の大きさは、

$$MA = -N \sin \theta \quad \Longleftrightarrow \quad |A| = \frac{N \sin \theta}{M}$$

となる。

ここで、斜面上の観測者から見た小物体の斜面に垂直な方向と平行な方向の運動方程式は、慣性力の効果が加わって以下ようになる。 $\alpha$  は斜面を滑り降りる方向を正とする。

$$\begin{cases} 0 = N + \underbrace{m|A| \sin \theta} & \text{(斜面に垂直な方向)} \\ m\alpha = mg \sin \theta + \underbrace{m|A| \cos \theta} & \text{(斜面に平行な方向)} \end{cases} \quad (4.43)$$

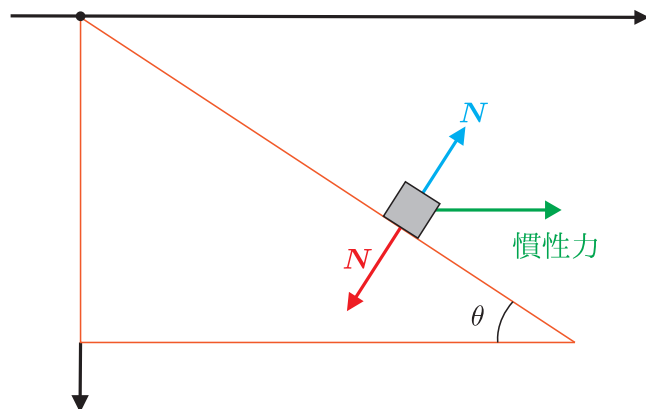


図 4.14 第1章の1.5「運動方程式を解く(3)」の状況を台上の観測者から見ると？

となる。上のつりあいの式に  $|A|$  の値を代入することで、

$$N \left( 1 + \frac{m \sin^2 \theta}{M} \right) = mg \cos \theta \quad \Longleftrightarrow \quad N = mg \cos \theta \cdot \frac{M}{M + m \sin^2 \theta}$$

と容易に求められる。このように必要に応じて静止系以外からの視点を利用することで問題を解きやすくなることもある。



## 第 5 章 単振動

この世界ではたくさんの振動現象が起きている。この章では、振動現象の中で最も単純な振動である単振動について考える。単振動は最も単純であるが、極めて考察する価値が高い。その理由は主に 2 つある。1 つ目は、複雑な振動は Fourier 級数展開や Fourier 変換という数学的技法により、理想化された単純な振動の重ね合わせでみなすことができるからである。2 つ目は、ある点の近傍だけで考えた場合は単振動とみなすことができる場合が多いからである。この章では以下に記す単振動の基本的な内容とそれに関連する内容を見ていく。

1. 質点の位置を時間の関数  $f(t)$  で表した時、 $f(t)$  が単純な  $\sin$  関数であるとき、この質点がどのような運動方程式にしているかを考える。
2. 逆に、質点に働く力が位置  $x$  のみに依存して、 $-kx$  と書ける時に、位置  $x$  が三角関数で書けることを調べる。
3. 単振動の簡単な応用例として、鉛直につるしたバネにつながれた物体の運動と単振り子について考える。
4. 単振動の応用編として、「バネでつながれた 2 物体の運動」や「連成振動 (物体は 2 個)」を取り扱う。
5. 安定な平衡点、平衡点周りの振動といった高校物理の教科書では絶対に出ないけど、入試ではまれに丁寧な誘導付きで出てくる話を考える。
6. 電磁気分野の「交流」で登場する減衰振動と強制振動の予習をする。

この章で取り扱う内容は、ほとんどで高校物理の範囲<sup>(1)</sup>を逸脱するだろうが、本文や付録で丁寧に解説を記したので、読者の皆さんはぜひついてきて欲しい。

### 5.1 質点はどのような運動方程式に従っているのか

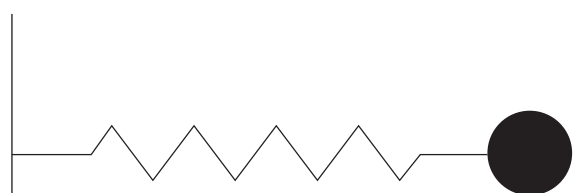


図 5.1 バネにつながれた物体

バネに物体をつなぎ、手でバネを伸ばし、手をはなすと、物体は往復運動をする。この往復運動の軌跡は  $\sin$  関数で書くことができる。さて、質点の位置が  $x(t) = A \sin(\omega t + \phi)$  と書かれるとき、質点はどのような運動方程式に従うのか考える。簡単のために、原点をバネが伸びたり縮んだりしていない時の質点の位

<sup>(1)</sup>高校物理で用いて良い数学の知識は、数学 1、数学 A、数学 2(微分・積分を除く)、数学 B(ベクトル) だったと思う。ここでいう「高校物理の範囲を逸脱する」とは、議論に用いる数学的知識のレベルが高校物理で OK とされている範囲を逸脱することを超え、大学で習う数学的知識を用いていることをさす。

置を  $x = 0$  とした。

一般的に、運動方程式は

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = F \quad (5.1)$$

と書かれる。これまでは、 $F$  がわかっている時に、 $x$  を求めるための式が運動方程式だと考えていた。つまり、**右辺から左辺の方向**だけを考えていた。しかし、等式なので逆方向、**左辺から右辺の方向**を考えても、何も問題はない。言い換えると、 $x(t)$  がわかっているのなら、式 (5.1) の左辺に代入することで、時刻  $t$  で、物体に働く力  $F(t)$  がわかるということも、運動方程式は表しているのである。

$$\frac{dx}{dt} = A\omega \cos(\omega t + \phi) \quad (5.2)$$

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -A\omega^2 \sin(\omega t + \phi) \quad (5.3)$$

となるので、

$$F(t) = -m\omega^2 A \sin(\omega t + \phi) = -m\omega^2 x(t) \quad (5.4)$$

と物体に働く力が時間とともに変化することがわかる。ここで、式 (5.4) の  $m\omega^2$  は定数なので、これを  $k$  とおく。この定数  $k$  のことを**バネ定数**という。

$x(t)$  の原点はどこにとるべきなのか。先ほど、バネが伸びたり縮んだりしていない時の質点の位置を原点にしたけど良いのか。

結論をかくと OK である。その理由を一言で書くと、バネに働く力が 0 となる点を原点にとると取り扱いが楽になるからである。前のページの図 5.1 のようなバネに繋がれた物体の振動の中心は、バネが全く伸びていない点である。 $x(t) = A \sin(\omega t + \phi)$  の中心は、 $x = 0$  である。 $x(t) = 0$  のとき、式 (5.2) より、 $F(t) = 0$  となる。つまり、 $x = 0$  ではバネに力が働いていない。

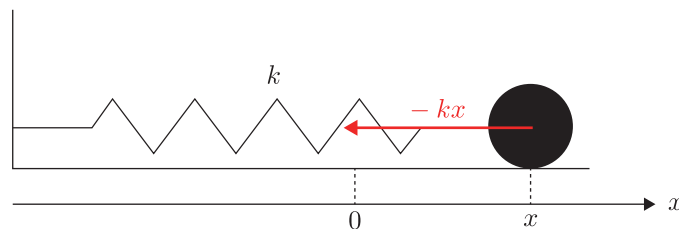
ここで、座標を次のように導入する。 $x = 0$  は力が釣り合う平衡点とする。位置  $x$  が原点の右側  $x > 0$  のとき、バネに繋がれた物体は原点に戻ろうとして、バネは左側に動こうとする。逆に、位置  $x$  が原点の左側  $x < 0$  の時、バネに繋がれた物体は原点に戻ろうとして、バネは右側に動こうとする。そのため、バネに働く力の正負と位置の正負は逆であると考えられる。

#### バネに繋がれた物体に働く力 (復元力)

原点を自然長の位置 (バネが伸び縮みしていない位置) とする。以下の図のように  $x$  軸を定めると、バネに繋がれた物体に働く力は、バネ定数を  $k$  として、

$$F = -kx \quad (5.5)$$

と表される。



## 5.2 質点の位置が三角関数で表される理由

今度は、物体に働く力が  $-kx$  であることを既知として、位置  $x(t)$  が三角関数で表されることを考える。この section は 2 つの方法で、位置  $x(t)$  が三角関数であることを示す。

- 「物理入門」にも載っている方法。エネルギー保存則の式を変形すると、 $v-x$  平面における楕円の方程式になることを使う<sup>(4)</sup>。
- エネルギー保存則の式を積分する

### 5.2.1 エネルギー保存則の導出

質点の速度を  $v$  とすると、運動方程式は

$$m \frac{dv}{dt} = -kx \quad (5.6)$$

となる。2.1.3 「仕事率」と同様に、両辺に  $v = \frac{dx}{dt}$  をかけると、**エネルギー保存則**が導ける。左辺に  $v$  を、右辺に  $\frac{dx}{dt}$  をかけるとうまく変形できる。

$$\begin{aligned} mv \frac{dv}{dt} &= -kx \frac{dx}{dt} \\ \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} mv^2 \right) &= -\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} kx^2 \right) \\ \therefore \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} mv^2 + \frac{1}{2} kx^2 \right) &= 0 \end{aligned}$$

となるから、 $\frac{1}{2} mv^2 + \frac{1}{2} kx^2$  は一定である。この一定値を  $E$  とすると、**エネルギー保存則**は次のようにかかる。

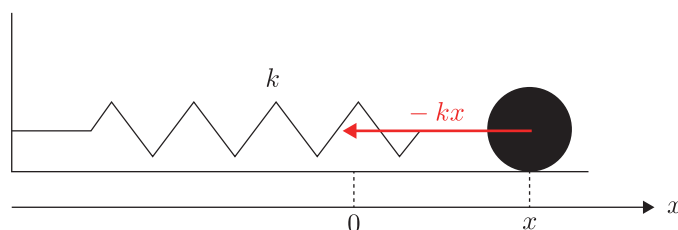
$$\frac{1}{2} mv^2 + \frac{1}{2} kx^2 = E \quad (5.7)$$

#### バネに繋がれた物体に働く力 (復元力)

原点を自然長の位置 (バネが伸び縮みしていない位置) とする。バネに働く復元力は  $F = -kx$  と書ける。このとき、バネが持つエネルギー (**バネの弾性エネルギー**) は

$$U = \frac{1}{2} kx^2 \quad (5.8)$$

弾性エネルギーは、バネが  $|x|$  伸びている、あるいは  $|x|$  縮んでいる時に、自然長に戻ろうとする復元力からきている。



<sup>(4)</sup>  $v-x$  平面で考えるかわりに、大学で習う物理学では運動量  $p = mv$  と位置  $x$  を用いた  $p-x$  平面を考えることが多い。これを相空間という。速度のかわりに運動量を用いるという考え方は、量子力学などでは当たり前の考え方である。

### 5.2.2 エネルギー保存則を楕円の方程式と見る

エネルギー保存則の式の右边が1になるように、両辺を  $E$  で割って整理すると、

$$\frac{v^2}{\left(\sqrt{\frac{2E}{m}}\right)^2} + \frac{x^2}{\left(\sqrt{\frac{2E}{k}}\right)^2} = 1$$

となり、これは  $v-x$  平面における楕円の方程式である。そのため、 $v$  と  $x$  はパラメーター  $\theta$  を用いると、次のようになる。

$$x = \sqrt{\frac{2E}{k}} \sin \theta \quad (5.9)$$

$$v = \sqrt{\frac{2E}{m}} \cos \theta \quad (5.10)$$

ここで、 $v = \frac{dx}{dt}$  なので、式 (5.9) を時間  $t$  で微分すると、

$$v = \sqrt{\frac{2E}{k}} \cos \theta \cdot \frac{d\theta}{dt} \quad (5.11)$$

となるので、式 (5.10) と式 (5.11) を比較することで、

$$\frac{d\theta}{dt} = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

となり、これを積分することで、 $\theta = \sqrt{\frac{k}{m}}t + \delta$  (ただし、 $\delta$  は積分定数) となる。これを式 (5.9) に代入すると、

$$x = \sqrt{\frac{2E}{k}} \sin \left( \sqrt{\frac{k}{m}}t + \delta \right) \quad (5.12)$$

となる。従って、 $A = \sqrt{\frac{2E}{k}}$ ,  $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$  とおくと、 $x = A \sin(\omega t + \delta)$  となり、以上より、式 (5.6) で表される運動方程式に従う質点の位置は三角関数で表されることがわかった。

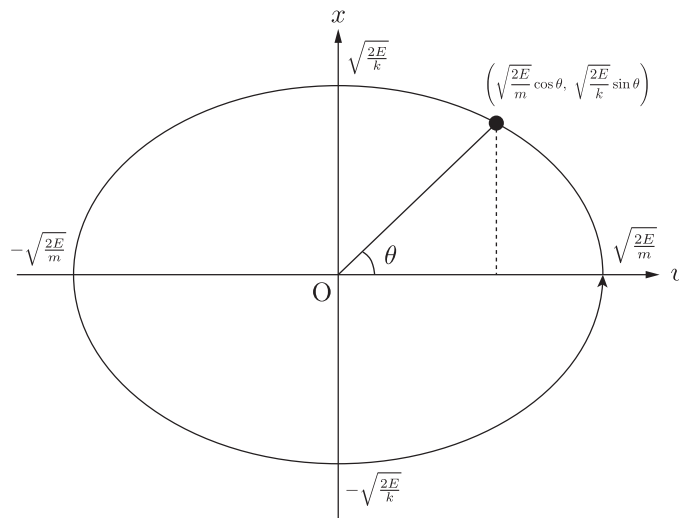


図 5.2 相空間上で単振動を見る

ちなみに、相空間 ( $v-x$  平面) で単振動を見てみると、 $v$  と  $x$  のパラメーター表示が式 (5.9) や式 (5.10) のように書けるので、図 5.2 のようになる。質点の速度 ( $v$ ) と位置 ( $x$ ) の時間変化を考える。 $x$  が最大のとき、 $v$  は正から 0 になり負に変わる。逆に、 $x$  が最小のとき、 $v$  は負から 0 になり正に変わる。このことから、相空間 ( $v-x$  平面) 上での質点の時間変化を追跡すると、楕円上を反時計回りに動くことがわかる。

### 5.2.3 エネルギー積分

今度は、エネルギー保存則からアプローチする。 $v = \frac{dx}{dt}$ ,  $k = m\omega^2$  であることから、エネルギー保存則は次のようにかける。

$$\frac{1}{2}m \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 + \frac{1}{2}m\omega^2 x^2 = E$$

この式を変形すると、

$$\begin{aligned} \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 &= \frac{2E}{m} - \omega^2 x^2 \\ \frac{dx}{dt} &= \pm \sqrt{\frac{2E}{m} - \omega^2 x^2} \\ &= \pm \omega \sqrt{\frac{2E}{m\omega^2} - x^2} \\ &= \pm \omega \sqrt{\frac{2E}{k} - x^2} \end{aligned}$$

となる。 $A^2 = \frac{2E}{k}$  とおくと、

$$\frac{dx}{dt} = \pm \omega \sqrt{A^2 - x^2}$$

となり、後は変数分離法を用いて、この微分方程式をとけばよい。

$$\int \frac{1}{\sqrt{A^2 - x^2}} dx = \pm \omega \int dt$$

左辺を  $x = A \sin \theta$  で置換すると、

$$\begin{aligned} \int \frac{A \cos \theta}{|A \cos \theta|} d\theta &= \pm \omega \int dt \\ \int d\theta &= \pm \omega \int dt \\ \therefore \theta &= \pm \omega t + c \end{aligned}$$

となる。そのため、 $x = A \sin(\pm \omega t + c)$  となる。ただ、これは、 $A$ ,  $c$  をうまくとることで、 $x = A \sin(\omega t + c)$  の形で統一できる。

## 5.3 単振動の具体例 (基礎)

### 5.3.1 鉛直バネ振り子 (1)

単振動の具体例として、鉛直に吊るしたバネの振動を考える。まずは、理論編。この Subsection では、「単振動の位置エネルギー」といわれるものを導くことを考える。

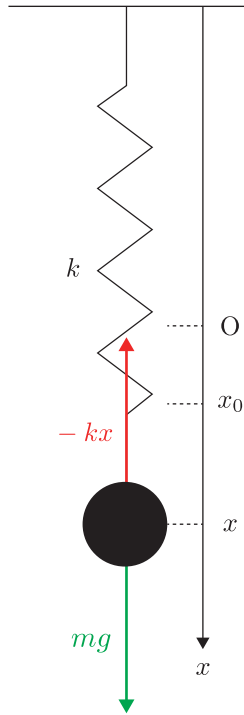


図 5.3 鉛直バネ振り子

鉛直方向に  $x$  軸 (下向きを正) をとる。O を自然長の位置、 $x_0$  をつりあいの位置とする。物体には、上方向に弾性力、下方向に重力が働く。すると、運動方程式は、

$$m \frac{dv}{dt} = -kx + mg = -k \left( x - \frac{mg}{k} \right) \quad (5.13)$$

となる。この式より、 $x_0$  はすぐに求められる。釣り合いの位置なので、 $\frac{dv}{dt} = 0$  だから、

$$0 = x_0 - \frac{mg}{k} \iff x_0 = \frac{mg}{k}$$

である。

「鉛直バネ振り子」の問題では、たいてい鉛直下向きを正として座標系をとる。これはなぜか。考え方は、section 1.7 (26 ページ～) と同じで、鉛直上向きを正にしても良いが、下向きを正にした方が楽であることがわかっているので、暗黙の前提として、鉛直バネ振り子の場合は、鉛直下向きを正の向きとする。

さて、運動方程式 (5.13) を解くことを考えよう。 $mg$  という余分な項がついているからどうにかしないといけない。どうすれば良いか。答えは、 $X = x - x_0 = x - \frac{mg}{k}$  と変数変換することである。なぜなら、

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \frac{d}{dt}(X + x_0) = \frac{dX}{dt} \\ \therefore \frac{d^2x}{dt^2} &= \frac{d^2X}{dt^2} \end{aligned}$$

となるため、式 (5.13) が

$$m \frac{d^2X}{dt^2} = -kX \quad (5.14)$$

と変形できるからである。この微分方程式より、 $X(t)$  は、 $X(t) = A \sin(\omega t + \delta)$  と書けることがわかる。 $x(t) = X(t) + x_0$  なので、

$$x(t) = \frac{mg}{k} + A \sin(\omega t + \delta) = x_0 + A \sin(\omega t + \delta) \quad (5.15)$$

と求められる。ただし、 $\omega$  は、 $k = m\omega^2$  を満たす。

この式より、物体は、釣り合いの点を中心に単振動をすることがわかる。鉛直にバネが吊るされているときは、重力の影響を受けて、振動中心は少し下方にずれて、自然長の位置ではないことがわかる。

次に、メインテーマである「**単振動の位置エネルギー**」の話をしよう。とりあえず、運動方程式からエネルギー保存則を導く。運動方程式 (5.13) の両辺に、 $v = \frac{dx}{dt}$  をかけると、

$$\begin{aligned} mv \frac{dv}{dt} &= -kx \frac{dx}{dt} + mg \frac{dx}{dt} \\ \therefore \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2}mv^2 \right) &= \frac{d}{dt} \left( -\frac{1}{2}kx^2 \right) + \frac{d}{dt}(mgx) \\ \therefore \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}kx^2 - mgx \right) &= 0 \end{aligned} \quad (5.16)$$

となる。

#### 鉛直バネ振り子のエネルギー保存則

$$\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}kx^2 - mgx = E \text{ (const.)} \quad (5.17)$$

この式より、バネの弾性エネルギーは、自然長からの伸び縮みに依存するのであって、振動中心 (釣り合いの位置) からの変位に依存するのではないことがわかる。このことが、バネの弾性エネルギーの重要な性質である。前に見た通り、物体に働く弾性力も、自然長からの伸び縮みに依存するというのが、バネの重要な性質である。

式 (5.17) で表されるエネルギー保存則の式を変形しよう。 $x$  について平方完成すると、

$$\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}k \left( x - \frac{mg}{k} \right)^2 = E + \frac{(mg)^2}{2k} \text{ (= const.)}$$

となる。 $X = x - \frac{mg}{k}$  と変数変換すると、

$$\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}kX^2 = E + \frac{(mg)^2}{2k} = E' \text{ (= const.)} \quad (5.18)$$

となる。

式 (5.18) に出てくる  $\frac{1}{2}kX^2$  は、バネの弾性エネルギー  $\frac{1}{2}kx^2$  によく似た形をしている。これも「ジュール (J)」の単位を持つ量である。この  $\frac{1}{2}kX^2$  は、「**単振動の位置エネルギー**」と言われる。

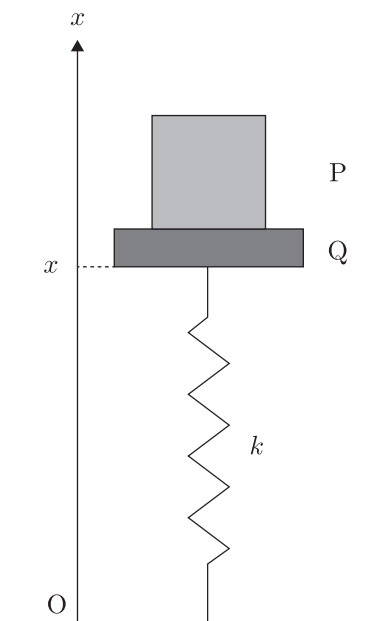
この単振動の位置エネルギーは、 $X = x - \frac{mg}{k}$  と、 $X$  が重力の情報を含んでいるので、式 (5.18) の関係式では、重力の位置エネルギーの効果が見えないようになっていると考えるのも良いだろう。とにかく、「**単振動の位置エネルギー**」を利用するときは、 $X$  が振動中心からの距離であることと、重力の位置エネルギーの項が見えないことに注意すれば良い。

## 5.3.2 鉛直バネ振り子 (2)

この Subsection では、「鉛直バネ振り子」に関する問題を扱う。題材は、名問の森の 102 ページの問題である。(一部変更した箇所がある)

## 問題 11

床に固定された、自然長  $l$ 、ばね定数  $k$  のばねに、質量  $M$  の薄い台  $Q$  を取り付け、その上に質量  $m$  の小さなおもり  $P$  をのせ静止させた。そして、台を押し下げ、静かに放したところ、全体は運動を始めた。重力加速度の大きさを  $g$  とし、床を原点として、鉛直上向きに  $x$  軸をとる。



- (1) 初めの静止位置で、ばねの自然長からの縮み  $d$  を求めよ。
- (2) おもり  $P$  をのせて上昇運動をしている台  $Q$  の座標が  $x$  のとき、 $P$  が  $Q$  から受ける垂直抗力を  $N$ 、加速度を  $a$  とし、 $P$  と  $Q$  の運動方程式をそれぞれ書け。
- (3)  $P$  と  $Q$  が一体となって単振動をする場合の振動の中心座標と周期を求めよ。
- (4)  $P$  と  $Q$  が一体となって単振動を行うためには、初めの静止位置から押し下げる距離をいくら以下にしておく必要があるか。
- (5) 初めの静止位置から台を  $2d$  だけ押し下げ静かに放す。 $P$  が達する最高点の床からの高さを  $l$  と  $d$  で表せ。また、 $P$  が離れた後の、 $Q$  の単振動の振幅を  $d$ ,  $m$ ,  $M$  で表せ。



(3) で、振動の周期を求める問題が出てくるのに、ここまで周期の話をしていないので、ここで「周期」について考える。この T<sub>E</sub>X ノートでは、次のように周期を定義することにしよう。

### 単振動の周期

$T$  を正の数とする。単振動をする物体の位置が、 $x(t) = x_0 + A \sin(\omega t + \delta)$  の形で書けるとする。このとき、0 以上の任意の実数  $t$  に対して、

$$x(t+T) = x(t)$$

つまり、

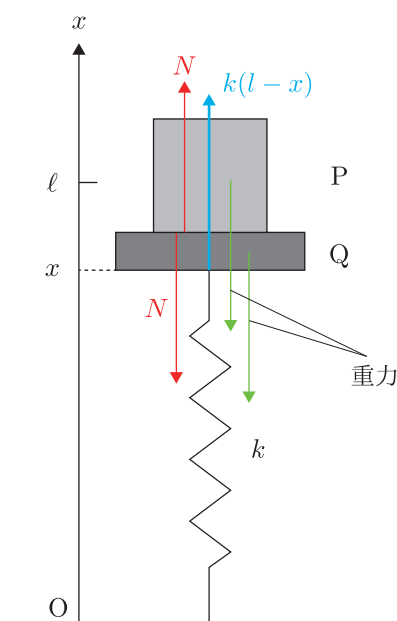
$$x_0 + A \sin\{\omega(t+T) + \delta\} = x_0 + A \sin(\omega t + \delta) \quad (5.19)$$

を満たす最小の  $T$  を、振動の周期という。このような  $T$  は式 (5.19) より、 $\omega T = 2\pi$  を満たすので、周期  $T$  は次の式で与えられる。

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad (5.20)$$

(解答)

では、各問題を考えよう。脚注<sup>(8)</sup>に書いたような考えを私は持っているので、私は (2) から考える。



(2) 物体に働く力は、左の図のようになる。P と Q が一体で動くということは、

「P と Q の加速度は等しい」

という束縛条件を満たしながら、P と Q は運動していることになる。垂直抗力の反作用に注意すると、P と Q の運動方程式は以下ようになる。

$$\begin{cases} ma &= N - mg \\ Ma &= k(l-x) - N - Mg \end{cases} \quad (5.21)$$

図は、 $x \leq l$  の時について考えたが、 $x > l$  のときは、バネに働く復元力の向きが反対になり、その大きさは  $k(x-l)$  で表される。 $x$  軸の向きも考慮すると、 $x > l$  の時も、復元力は  $k(l-x)$  で良い。以上より、(2) の解答は、上の 2 つの式である。□

<sup>(8)</sup> この問題には重大な問題点がある。それは、運動方程式を書く問題が (1) ではなく、(2) になっていることだ。運動の解析は運動方程式を使うことで始まるのである。そのため、運動方程式を書かせる問題を出すなら、それは一番最初になければ意味がない。「名問の森」では、各問題のレベルが次のように書かれている。

- (1) 基本
- (2) 標準
- (3) 基本
- (4),(5) 応用

この問題は、(「名問の森」によると、静岡大学の入試問題らしいが、) 点取り問題を最初に置いていて、物理現象の解析の本質を見失っているように私には思える。

- (1) 初めの静止位置 ( $x = l - d$ ) では、P と Q の加速度は 0 である。P と Q の加速度の部分に 0 を代入して、式 (5.21) の 2 つの式の辺々を足すと、

$$0 = kd - (m + M)g \iff d = \frac{(m + M)g}{k} \quad (5.22)$$

- (3) P と Q の運動方程式の辺々を足す。 $kd = (m + M)g$  に注意すると、

$$(m + M)a = k(l - x) - \underbrace{(m + M)g}_{kd} \quad (5.23)$$

$$\begin{aligned} &= k(l - x) - kd \\ &= -k\{x - (l - d)\} \end{aligned} \quad (5.24)$$

となる。この式は P と Q が一体となった質量  $m + M$  の物体が、 $x = l - d$  を中心に単振動をしていることを表している。これより、 $k = (m + M)\omega^2$  を満たす  $\omega$  を使って、

$$x = (l - d) + A \sin(\omega t + \delta) \quad (5.25)$$

の形で、振動状態を表せる。ゆえに、振動の周期  $T$  は、 $T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{m + M}{k}}$  である。

- (4) P と Q が一体となって運動するのは、お互いに垂直抗力を及ぼし、及ぼされる関係にある時である。つまり、運動中に P と Q の間に働く垂直抗力の最小値  $N_{\min}$  が  $N_{\min} \geq 0$  の時である。式 (5.21) と式 (5.24) より、垂直抗力  $N$  は

$$\begin{aligned} N = m(a + g) &= m \left\{ \frac{k}{m + M}(l - x) - g \right\} + mg \\ &= \frac{km}{m + M}(l - x) \end{aligned} \quad (5.26)$$

とかける。 $N$  は  $x$  に関して一次関数の関係であり、 $x$  の係数は負であることから、 $x$  が最も大きくなる  $x = x_{\max}$  において、 $N \geq 0$  であれば良い。 $x = x_{\max}$  の時、

$$N = \frac{km}{m + M}(l - x_{\max})$$

なので、 $l - x_{\max} \geq 0$ 、つまり、 $x_{\max} \leq l$  であれば良い。

振動状態は式 (5.25) のように表せるから、振幅を  $A$  とすると、 $x_{\max} = l - d + A$  なので、

$$l - d + A \leq l \iff A \leq d$$

であれば良い。振幅  $A$  は、初めの静止位置から押し下げた量に等しいので、求める答えは、

$$\text{「初めの静止位置から押し下げる距離を } d = \frac{(m + M)g}{k} \text{ 以下にしておく必要がある」}$$

である。

□

### (5) の前半

初めの静止位置から  $2d$  も押し下げたので、(4) の結果より、P と Q がずっと一体になって単振動をすることはない。P と Q が離れるのは、垂直抗力が初めて 0 となる位置である。運動を始めると、 $x = l - 3d$  から  $x = l + d$  へと  $x$  が単調に増加するように振動を始めるので、P と Q が離れるのは  $x = l$  である。つまり、バネが自然長の長さになった時である。

P と Q が離れる瞬間、P と Q の速度は等しいので、その瞬間における P の速度を  $v_P$  とすると、エネルギー保存則 (「単振動の位置エネルギー」を使わない<sup>(9)</sup>) より、

$$\frac{1}{2}(m+M)(v_P)^2 = \frac{1}{2}k(3d)^2 - (m+M)g \times (3d)$$

となる。(点 P を重力の位置エネルギーの基準点とした。)

$$\begin{aligned} \therefore (v_P)^2 &= \frac{9kd^2}{m+M} - 6gd \\ &= \frac{9k}{m+M} \left( \frac{(m+M)^2 g^2}{k^2} \right) - 6g \cdot \frac{(m+M)g}{k} \\ &= \frac{3(m+M)g^2}{k} \end{aligned}$$

$x = l$  からのおもり P の上昇距離を  $L$  とすると、分離した後のおもり P の運動は、加速度  $-g$  の等加速度運動なので、次の式が成立する。

$$0 - (v_P)^2 = 2(-g)L \iff L = \frac{v_P^2}{2g}$$

ゆえに、P が達する最高点の床からの高さは、

$$x_{P\max} = l + L = l + \frac{3}{2} \frac{(m+M)g}{k} = l + \frac{3}{2}d$$

である。 □

### (5) の後半

まず、P がなくなること、振動中心は  $x = l - \frac{Mg}{k}$  に変わる。求める振幅を  $A'$  とすると、Q の座標が最大となるときの、その座標は、 $l - \frac{Mg}{k} + A'$  である。また、Q の  $x$  座標が最大となる点では、 $\frac{dx}{dt} = v = 0$  である。さらに、P と Q が分離した時の Q の速度  $v_Q$  は、それまでは、P と Q が一体になって運動していたので、 $v_P$  と等しい。よって、重力の位置エネルギーの基準を  $x = l$  とすると、エネルギー保存則より<sup>(10)</sup>、

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}M(v_P)^2 &= \frac{1}{2}k \left( A' - \frac{Mg}{k} \right)^2 + Mg \left( A' - \frac{Mg}{k} \right) \\ \frac{1}{2}M \cdot \frac{3(m+M)g^2}{k} &= \frac{1}{2}k \left( A' - \frac{Mg}{k} \right)^2 + Mg \left( A' - \frac{Mg}{k} \right) \\ \left( A' - \frac{Mg}{k} \right)^2 + \frac{2Mg}{k} \left( A' - \frac{Mg}{k} \right) - \frac{3M(m+M)g^2}{k^2} &= 0 \\ \therefore A' - \frac{Mg}{k} &= -\frac{Mg}{k} + \sqrt{\left( \frac{Mg}{k} \right)^2 + \frac{3M(m+M)g^2}{k^2}} \\ \therefore A' &= \sqrt{\frac{Mg^2(4M+3m)}{k^2}} = d\sqrt{\frac{M(4M+3m)}{(M+m)^2}} \end{aligned}$$

(最後の変形は、 $k = \frac{(m+M)g}{d}$  であることを使った。) □

<sup>(9)</sup>私は「単振動の位置エネルギー」を使うのはあまり好きではない。なぜなら、重力による位置エネルギーが見えないことをすっかり忘れてしまう危険性が高いからだ。それに加えて、答案に書くとき、何の式か説明するのが難しい。「単振動の位置エネルギー」と書くのは適切なのか不明である。以上の理由により、計算量はやや増えるかもしれないが、正攻法のエネルギー保存則は使うのが安全だと私は考える。

<sup>(10)</sup>計算式の 3 行目から 4 行目の変形において、 $A' \geq 0$  となることを考慮して、複号 (±) は + の方だけを取った。

### 5.3.3 単振り子 (1)

この Subsection では、振り子運動が近似的に単振動と同等であることについて書いていく。私は、たまたま時間があつたので、東大の図書館の地下の書庫をブラブラしていたら、昔 (戦前や終戦直後) に書かれた物理の本を見つけた。中でも、坂井卓三先生が書かれた「初等力学」(1951 年) は、私が初めて見るアプローチで単振り子について書かれていて、とても面白かった。

この Subsection では、2 通りの方法で、振り子運動の軌跡を数式で表すことを考える。1 つ目は、運動方程式から攻めていく。2 つ目は、エネルギー保存則から攻めていく。後者は、坂井先生の本に書かれている解法である。

#### 運動方程式からアプローチする

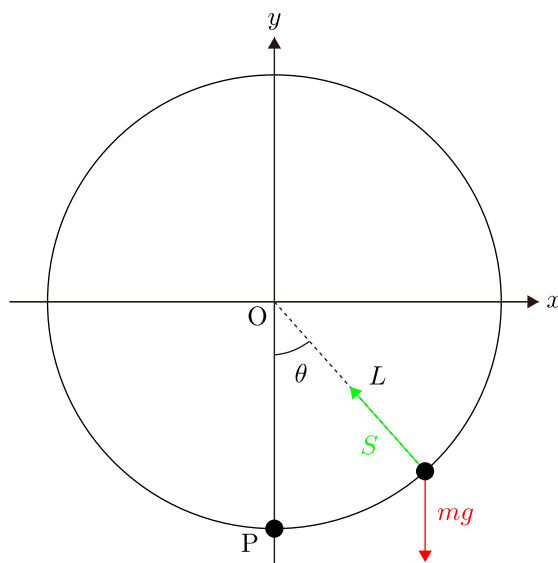


図 5.4 単振り子

4.2.2「円運動の演習問題 (1)」で扱った 問題 8 の (3) で、O を中心とする完全な円を描く (円軌道上をぐるっと 1 周する) 運動をするためには、最下点 P で小球に  $\sqrt{5gL}$  以上の速さを加える必要があることを触れた。

単振り子の問題は、最下点で加える速度が十分小さい時である。そのため、単振り子の運動の解析のスタートは、円運動と同じである。そのため、運動方程式は次のようになる<sup>(11)</sup>。

$$\begin{cases} m \frac{v^2}{L} = S - mg \cos \theta & (\text{向心方向}) \end{cases} \quad (5.27)$$

$$\begin{cases} mL\ddot{\theta} = -mg \sin \theta & (\text{接線方向}) \end{cases} \quad (5.28)$$

さて、 $\theta$  が微小なら、 $\sin \theta \simeq \theta$  と近似することができるので、式 (5.28) は、

$$\ddot{\theta} = -\frac{g}{L}\theta \quad (5.29)$$

と変形することができる。これより、 $\omega^2 = \frac{g}{L}$  となる正の数  $\omega$  や最大振れ角  $\theta_0$  を用いて、

$$\theta(t) = \theta_0 \sin \left( \sqrt{\frac{g}{L}} t + c \right) \quad (5.30)$$

<sup>(11)</sup>周期で  $T$  を使うので、張力は  $S$  とした。また、糸の長さを  $L$  としたので、4.2.2 の  $r$  が  $L$  となっている。さらに、後の議論を楽にするため、4.2.1 の「円運動における速度と加速度」の式 (4.21) を使って、接線方向の加速度を、4.2.2 とは異なる書き方で書いた。

と振れ角が近似的に  $\sin$  関数で書けることがわかる。そのため、周期運動の周期は、

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{L}{g}} \quad (5.31)$$

である。この式より、単振り子の周期は振幅や質量に依存しないことがわかる。これを等時性という。

### エネルギー保存則からアプローチする

運動方程式からのアプローチが、単振り子の王道といえる。でも、実は、それ以外のアプローチもあるらしい。それが「エネルギー保存則」からアプローチする方法である。

#### エネルギー保存則

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2}mv^2 - mgL \cos \theta \right) = 0 \quad \Longleftrightarrow \quad \frac{1}{2}mv^2 - mgL \cos \theta = \text{const.} \quad (5.32)$$

これに、 $v = L \frac{d\theta}{dt}$ <sup>(12)</sup>を代入して、式を整理する<sup>(13)</sup>と、

$$\underbrace{L^2 \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^2}_{v^2} = 2gL \cos \theta + c \quad (5.33)$$

となる。

まず、定数  $c$  を決定する。 $\theta = 0$  の時の速度を  $v_0$  と書くことにすると、式 (5.33) より、

$$v_0^2 = 2gL + c \quad \Longleftrightarrow \quad c = v_0^2 - 2gL$$

となる。よって、式 (5.33) は、

$$L^2 \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^2 = (v_0)^2 + 2gL(\cos \theta - 1) \quad (5.34)$$

となる。ここで、 $|\theta|$  が十分小さい時を考えることから、 $\cos \theta \approx 1 - \frac{\theta^2}{2}$  と近似する<sup>(14)</sup>。すると、式 (5.34) は、

$$\left( \frac{d\theta}{dt} \right)^2 = \frac{g}{L} \left\{ \frac{(v_0)^2}{gL} - \theta^2 \right\} \quad (5.35)$$

と変形できる。この微分方程式をどう解けば良いか。

結論をかくと<sup>(15)</sup>、答えは、 $\theta = \frac{v_0}{\sqrt{gL}} \cos \varphi$  とおけば良い。すると、

$$\left( -\frac{v_0}{\sqrt{gL}} \sin \varphi \cdot \frac{d\varphi}{dt} \right)^2 = \frac{g}{L} \cdot \frac{(v_0)^2}{gL} (\sin \varphi)^2$$

<sup>(12)</sup> 4.2.1 の「円運動における速度と加速度」(77 ページ) を参照。

<sup>(13)</sup> 定数を質量  $m$ (定数) で割っても定数であり、この定数を  $c$  とした。

<sup>(14)</sup> 5.3.2 「指数関数と三角関数のテイラー展開」の脚注 (7) を参照。 $\cos \theta \approx 1$  と近似すると都合が悪いので、 $\cos \theta \approx 1 - \frac{\theta^2}{2}$  と近似する。都合が悪い理由は、 $\cos \theta - 1$  の部分を (Non-0 の) 多項式で近似したいのに、 $\cos \theta \approx 1$  と近似すると、 $\cos \theta - 1 \approx 0$  となるからである。

<sup>(15)</sup> 式 (5.35) で表される微分方程式も変数分離法で解くことが可能である。式 (5.35) より、

$$\frac{d\theta}{dt} = \pm \sqrt{\frac{g}{L}} \sqrt{\frac{(v_0)^2}{gL} - \theta^2}$$

となるが、 $\sin \varphi$  は常に 0 ではないので、両辺を  $\frac{(v_0)^2}{gL}(\sin \varphi)^2$  で割ると、

$$\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 = \frac{g}{L}$$

という関係式が導ける。これを解くと、 $c'$  を定数として、

$$\varphi = \pm \sqrt{\frac{g}{L}}t + c'$$

となるから、 $\theta_0 = \frac{v_0}{\sqrt{gL}}$  とおくと、

$$\theta(t) = \theta_0 \cos\left(\sqrt{\frac{g}{L}}t + c'\right)$$

となる ( $c'$  が任意定数であることに注意)。「エネルギー保存則」からアプローチしても、振れ角は sin カーブとなることが確認できた。ただ、運動方程式から導く方法がはるかに楽であることがよくわかる。

となる。 $\theta$  が十分小さいという仮定のもとでは、 $\frac{(v_0)^2}{gL} - \theta^2 \geq 0$  としてよいだろう。以下、 $\pm$  が  $+$  の場合だけを考える。

$$\frac{d\theta}{dt} = \sqrt{\frac{g}{L}} \sqrt{\frac{(v_0)^2}{gL} - \theta^2}$$

変数分離法の王道ルートをいつも通り考えると、

$$\int \frac{1}{\sqrt{\frac{(v_0)^2}{gL} - \theta^2}} d\theta = \int \sqrt{\frac{g}{L}} dt$$

となる。この積分を実行するためにはどうするか？  $\arcsin$ ,  $\arccos$  を知っている人はそれを使えばよいだろう。でも、凡人は普通、 $\theta = \frac{v_0}{\sqrt{gL}} \cos \varphi$  など三角関数を使って置換するだろう。

## 5.4 単振動の具体例 (応用)

この section では、「バネでつながれた 2 物体の運動」と「連成振子」の話をする。2016 年の入試において、早稲田大学の基幹理工学部の入試では、「バネでつながれた 2 物体の運動」が出た。しかし、現役時代の私は十分な対策をしていなかったために、全く歯が立たなかった。そして、東大でも「ゴム紐でつながれた 2 物体の運動」の話が出て、全く歯が立たず、その年の東大受験は不合格であった。確かに、「バネでつながれた 2 物体の運動」と「連成振子」の話は難しい。しかし、1 回でも、その内容を自分なりに噛み砕けば、少しは問題を解けるだろう。

メインテーマは、「バネでつながれた 2 物体の運動」と「連成振子」であるが、その前に時間的に変動する関数  $f(t)$  のある区間  $a \leq t \leq b$  における時間平均の求め方をまず考える。

### 5.4.1 関数の時間平均

関数の時間平均の求め方を、 $f(t) = \sin t$  の  $0 \leq t \leq \pi$  を例に考えることにする。 $f(t) = \sin t$  のグラフは以下の通りである。なんとなく、時間平均は 0.5 であると予想しないだろうか。

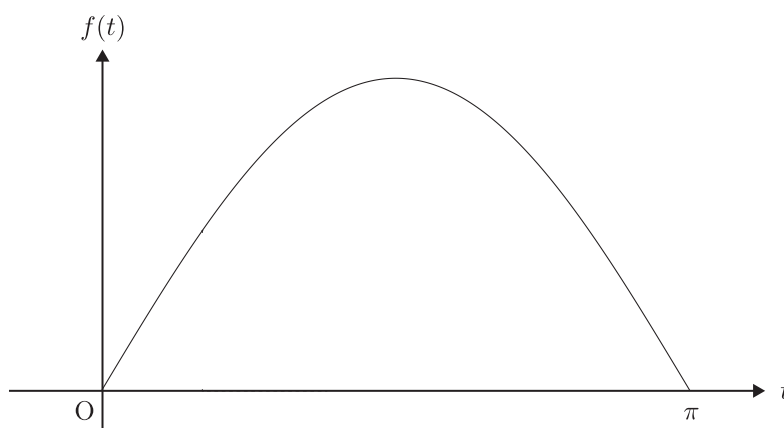


図 5.5  $f(t) = \sin t$  のグラフ

でも、 $\sin t$  の平均はどう求めれば良いのか。私たちは、離散的な値の平均値の求め方は小学校で習う。 $n$  個のデータ  $a_1, a_2, \dots, a_n$  の平均  $\bar{a}$  は、

$$\bar{a} = \frac{a_1 + a_2 + \dots + a_n}{n}$$

である。

そこで、離散的な値の平均値の求め方を拡張する。 $0 \leq t \leq \pi$  からいくつかの値を取り出す。今回は、 $f\left(\frac{n\pi}{32}\right)$  ( $n = 0, 1, 2, \dots, 32$ ) の計 33 個の値を取り出し、その平均を求めてみよう。プログラムを作成して Python で平均を求めると、

$$\bar{a} = \frac{1}{33} \sum_{n=0}^{32} \sin\left(\frac{n\pi}{32}\right) \approx 0.6361388927695623$$

となる。この 0.6361388927695623 は、以下の棒グラフの高さの平均値である。

$f(t) = \sin t$  という関数の時間平均を求めるために、 $f\left(\frac{n\pi}{32}\right)$  ( $n = 0, 1, 2, \dots, 32$ ) の 33 個の代表的な値を利用して、近似値を求めた。33 個の値は選び方は等間隔である方が良い。代表値をとった場所がある箇

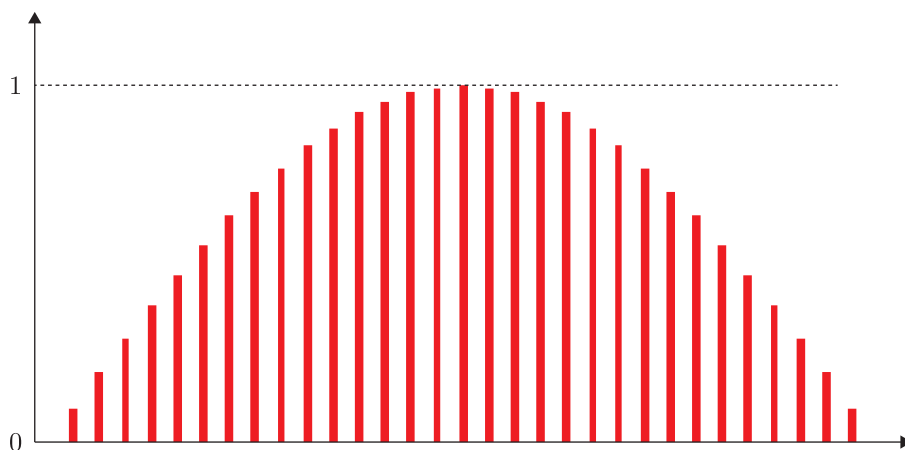


図 5.6  $f(n\pi/32)$  の値を棒グラフで表現する

所に集中していると、全体の傾向を把握できない。でも、33 個より、等間隔に 100 個、1000 個と取ったほうがより正確な値に近い値で評価できる。

この考えをもとに考える。区間  $0 \leq t \leq \pi$  を  $n$  等分する。 $t_k = \frac{k\pi}{n}$  とする。データ  $a_0, a_1, a_2, \dots, a_n$  を、 $a_k = f(t_k) = \sin(t_k)$  により定めると、

$$\bar{a} = \frac{a_0 + a_1 + a_2 + \dots + a_n}{n} = \sum_{k=0}^n f(t_k) \cdot \frac{1}{n} = \sum_{k=0}^n f\left(\frac{k\pi}{n}\right) \cdot \frac{\pi}{n} \cdot \frac{1}{\pi}$$

である。区分求積法の考え方より、 $n \rightarrow \infty$  の極限を考えると、

$$\bar{a} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} f(x) dx$$

となる。 $f(t) = \sin t$  の場合は、

$$\bar{a} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \sin t dt = \frac{2}{\pi}$$

である<sup>(16)</sup>。

上記の考え方を拡張すると、一般に、関数  $f(t)$  の時間平均を求める公式が得られる。

#### 関数の時間平均

関数  $f(t)$  の  $t_1 \leq t \leq t_2$  の平均は以下の式で求められる。

$$\overline{f(t)} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} f(t) dt \quad (5.36)$$

<sup>(16)</sup> プログラムを書いて Python で計算を実行させると、以下のようになった。

$n$	$\sin t$ の平均
32	0.6361388927695623
100	0.6365684433587646
1000	0.6366192498143484
10000	0.6366197671326413

ちなみに、 $\frac{2}{\pi} \approx 0.6366197723675814$  である。 $n$  が大きくなるほど、真の値  $\frac{2}{\pi}$  に近づくことがわかる。



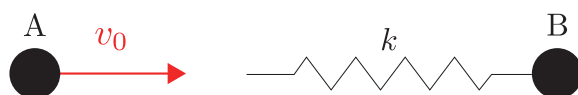
### 5.4.2 バネでつながれた 2 物体の運動 (1)

この subsection では、2016 年度「ハイパー物理 自習用テキスト」にのっている問題を通して、バネでつながれた 2 物体の運動の解析を行う。そこで、第 3 章で紹介した 2 体問題の知識を利用する。

#### この subsection で考える状況

質量  $m_1$  の小球 A と質量  $m_2$  の小球 B とバネ定数  $k$ 、自然長  $l$  の軽いバネがある。これらの 1 直線上の運動について考える。ただし、ばねの質量は無視して良い。

- 時刻  $t = 0$  に、静止している B のばねの先端に、A が速度  $v_0$  で衝突したとする。
- $t \geq 0$  の A、B の速度と位置を時間の関数として求めることを考える。
- 座標系を、 $t = 0$  での A、B の位置がそれぞれ  $x_A = -l/2$ 、 $x_B = l/2$  となるように設定する。



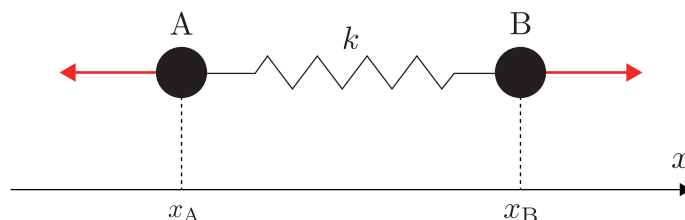
#### (1)：運動方程式の立式

運動の解析の第一歩は、物体にかかっている力を把握して、運動方程式を立てることである。その運動方程式、つまり微分方程式を見て、微分方程式が解けそうなら解く。解けなさそうなら、エネルギー保存則からアプローチするなど別の方法を検討すればよい。

ということで、A と B の運動方程式を立てる。2 つの物体がバネでつながれていないときの運動方程式は簡単に書ける。

$$\begin{cases} m_1 \ddot{x}_A = 0 \\ m_2 \ddot{x}_B = 0 \end{cases} \quad (5.37)$$

2 つの物体がバネでつながっている時、つまり、A がバネの影響を受けるときは、以下のように力が働く。(以下の図は、バネの長さが自然長より縮んでいる状態を表している。バネが縮んでいるときは、元の長さに戻ろうとして、外向きに力が働く。)



バネの長さが  $x_B - x_A (< l)$  のとき、バネに働く力の大きさは、 $k\{l - (x_B - x_A)\}$  である。バネは縮んでいるので自然の長さに戻ろうと外向きに力が働く。よって、2 つの物体がバネでつながっている時の、A と B の運動方程式は、

$$\begin{cases} m_1 \ddot{x}_A = -k\{l - (x_B - x_A)\} & (5.38) \\ m_2 \ddot{x}_B = k\{l - (x_B - x_A)\} & (5.39) \end{cases}$$

である ( $x_B - x_A (> l)$  の場合も同様の式になる)。さて、この運動方程式を解く上で厄介なのは、 $x_A$  と  $x_B$  が混在しているところである。どうすれば良いか。

#### (2)：重心座標の導入

上の2つの式をみると、両辺を足すと、右辺が0になることに気づく。そこで、両辺を足す。

$$m_1 \ddot{x}_A + m_2 \ddot{x}_B = 0$$

この式で、 $\ddot{x}_A = \dot{v}_A$ ,  $\ddot{x}_B = \dot{v}_B$  であることを使うと、

$$\frac{d}{dt} (m_1 v_A + m_2 v_B) = 0 \quad (5.40)$$

となり、運動量保存則が導ける。この式を  $m_1 + m_2$  で割ることで、

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{m_1 v_A + m_2 v_B}{m_1 + m_2} \right) = \frac{dv_G}{dt} = 0 \quad (5.41)$$

と重心速度が一定であるという結果がすぐに導ける。

とりあえず、式 (5.40) を使おう。 $t = 0$  のとき、 $v_A = v_0$ ,  $v_B = 0$  なので、運動量保存則が導ける。

$$m_1 v_A + m_2 v_B = m_1 v_0 \quad (5.42)$$

これより、バネの影響を受けている時の重心速度は、

$$v_G = \frac{m_1 v_A + m_2 v_B}{m_1 + m_2} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} v_0 \quad (5.43)$$

となる。次に、式 (5.42) を時間  $t$  で積分する。 $t = 0$  で  $x_A = -l/2$ ,  $x_B = l/2$  より、

$$\begin{aligned} m_1 \left\{ x_A - \left( -\frac{l}{2} \right) \right\} + m_2 \left( x_B - \frac{l}{2} \right) &= m_1 v_0 t \\ \therefore m_1 x_A + m_2 x_B &= m_1 v_0 t + \frac{l}{2} (m_2 - m_1) \end{aligned} \quad (5.44)$$

という関係式が導ける。これを  $m_1 + m_2$  でわることで、重心座標が求められる。

$$x_G = \frac{m_1 x_A + m_2 x_B}{m_1 + m_2} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} v_0 t + \frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2} \cdot \frac{l}{2} \quad (5.45)$$

### (3)：相対座標の導入

2つの運動方程式、式 (5.52) と式 (5.53) の右辺には、 $(x_B - x_A)$  というカタマリがある。そこで、2つの運動方程式を次のように変形する。

$$\begin{aligned} \ddot{x}_A &= -\frac{k}{m_1} \{l - (x_B - x_A)\} \\ \ddot{x}_B &= \frac{k}{m_2} \{l - (x_B - x_A)\} \end{aligned}$$

すると、

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dt^2} (x_B - x_A) &= \ddot{x}_B - \ddot{x}_A = \frac{k}{m_2} \{l - (x_B - x_A)\} + \frac{k}{m_1} \{l - (x_B - x_A)\} \\ &= -k \left( \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \{(x_B - x_A) - l\} \end{aligned} \quad (5.46)$$

となる。鉛直バネ振り子の場合と同様に考えると、 $\omega = \sqrt{k \left( \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)}$  として<sup>(17)</sup>、

$$x_B - x_A = l + C \sin(\omega t + \delta) \quad (5.47)$$

<sup>(17)</sup> 換算質量  $\mu$  の定義は、 $\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}$  なので、 $\omega = \sqrt{\frac{k}{\mu}}$  と書くことができる。大学入試問題で、バネにつながれた2物体の運動の振動を求めるときは、換算質量が登場することを覚えておくことと検算などで役に立つ。

と表せる。また、この式を微分すると、

$$v_B - v_A = C\omega \cos(\omega t + \delta) \quad (5.48)$$

である。式 (5.47) と式 (5.48) の未定係数  $C$ ,  $\delta$  を、初期条件  $x_B - x_A = l$ ,  $v_B - v_A = -v_0$  をもとに決定する。 $C > 0$  とすると、 $C = v_0/\omega$ ,  $\delta = \pi$  となるので、

$$x_B - x_A = l - \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t \quad (5.49)$$

$$v_B - v_A = -v_0 \cos \omega t \quad (5.50)$$

である。

#### (4)：重心座標と相対座標のドッキング

式 (5.44) と式 (5.49) を行列を使ってまとめると、次のようになる。

$$\begin{pmatrix} m_1 & m_2 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_A \\ x_B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_1 v_0 t + \frac{l}{2}(m_2 - m_1) \\ l - \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t \end{pmatrix} \quad (5.51)$$

$2 \times 2$  行列の  $\det$  は  $m_1 + m_2 (\neq 0)$  なので、

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} x_A \\ x_B \end{pmatrix} &= \frac{1}{m_1 + m_2} \begin{pmatrix} 1 & -m_2 \\ 1 & m_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_1 v_0 t + \frac{l}{2}(m_2 - m_1) \\ l - \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{m_1 + m_2} \begin{pmatrix} m_1 v_0 t + \frac{l}{2}(m_2 - m_1) - m_2 \left( l - \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t \right) \\ m_1 v_0 t + \frac{l}{2}(m_2 - m_1) + m_1 \left( l - \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t \right) \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{m_1 + m_2} \begin{pmatrix} m_1 v_0 t - \frac{l}{2}(m_1 + m_2) + m_2 \cdot \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t \\ m_1 v_0 t + \frac{l}{2}(m_1 + m_2) - m_1 \cdot \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (5.52)$$

と  $x_A$ ,  $x_B$  が求められる。これを時間  $t$  で微分すると、

$$\begin{pmatrix} v_A \\ v_B \end{pmatrix} = \frac{1}{m_1 + m_2} \begin{pmatrix} m_1 v_0 + m_2 v_0 \cos \omega t \\ m_1 v_0 - m_1 v_0 \cos \omega t \end{pmatrix} \quad (5.53)$$

と速度  $v_A$ ,  $v_B$  も求められる。

#### (5)：2 物体がバネから離れた後の運動の軌跡

今回の状況設定では、バネと A、B は接着剤か何かでくっついていない。最初は、そのため物体 A がバネから全く力を受けなくなってしまうと、A と B は分離してしまう。

小球 A は、バネとくっついていてではなく、一時的にバネを押しているの、バネの力を受けているのである。バネを押さなくなったら、バネから力 (復元力) を受けることはない。ここで、A に働く力  $F_A$  は、式 (5.49) を使うと、

$$F_A = -kl + k(x_B - x_A) = -k \cdot \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t \quad (5.54)$$

なので、 $t = \frac{\pi}{\omega}$  において、 $F_A = 0$  となる。この時、式 (5.53) より、 $v_A \left( t = \frac{\pi}{\omega} \right) = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_0$  と速度を持つので、 $t = \frac{\pi}{\omega}$  でバネから力を受けなくなったあと、2つの小球 A と B は分離して、小球 A は  $\frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_0$  の速度をもって、運動を続ける。分離した後、小球 A は力を受けないので等速度運動をする。

そのため、 $t \geq \frac{\pi}{\omega} = \pi \sqrt{\frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)k}}$  における小球 A の速度  $v_A(t)$  は、

$$v_A(t) = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_0 \quad \left(t \geq \frac{\pi}{\omega}\right) \quad (5.55)$$

であり、位置  $x_A(t)$  は、式 (5.52) より、

$$\begin{aligned} x_A(t) &= -\frac{l}{2} + \frac{m_1}{m_1 + m_2} v_0 \cdot \frac{\pi}{\omega} + \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_0 \left(t - \frac{\pi}{\omega}\right) \\ &= -\frac{l}{2} + \frac{m_2}{m_1 + m_2} v_0 \cdot \frac{\pi}{\omega} + \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_0 t \end{aligned} \quad (5.56)$$

となる。

同様に、小球 B の運動の  $t \geq \frac{\pi}{\omega}$  における運動について。  $v_B \left(t = \frac{\pi}{\omega}\right) = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_0$  なので、

$$v_B(t) = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_0 \quad \left(t \geq \frac{\pi}{\omega}\right) \quad (5.57)$$

であり、位置  $x_B(t)$  は、式 (5.52) より、

$$\begin{aligned} x_B &= \frac{l}{2} + \frac{m_1}{m_1 + m_2} v_0 \cdot \frac{\pi}{\omega} + \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_0 \left(t - \frac{\pi}{\omega}\right) \\ &= \frac{l}{2} - \frac{m_1}{m_1 + m_2} v_0 \cdot \frac{\pi}{\omega} + \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_0 t \end{aligned} \quad (5.58)$$

となる。

#### (6)：重心の運動の軌跡

最後に、重心の運動の軌跡を見てみよう。重心座標  $x_G(t)$  は、

$$x_G(t) = \frac{m_1 x_A(t) + m_2 x_B(t)}{m_1 + m_2}$$

と書ける。バネとつながっている間も、つながっていない間も、式 (5.37) と式 (5.52)、式 (5.53) より、

$$m_1 \ddot{x}_A + m_2 \ddot{x}_B = 0$$

が成立するので、「(2)：重心座標の導入」の議論で書いた式 (5.45)

$$x_G = \frac{m_1 x_A + m_2 x_B}{m_1 + m_2} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} v_0 t + \frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2} \cdot \frac{l}{2} \quad (5.59)$$

は、ずっと成立する。

### 5.4.3 バネでつながれた 2 物体の運動 (2)

この subsection では、前の subsection で扱った状況設定についてももう少し掘り下げて調べていく。

#### (1) : 2 つの物体の位置の可視化

まず、2 つの物体の位置と速度の可視化を行い、物体の運動の軌跡を把握しよう。ここで、簡単化のために、各種パラメータを  $m_1 = 2$ ,  $m_2 = 1$ ,  $k = 1$ ,  $l = 1$ ,  $v_0 = 1$  としよう。

すると、 $\omega$  は、 $\omega = \sqrt{1 \times \left(\frac{1}{2} + 1\right)} = \sqrt{\frac{3}{2}} = \frac{\sqrt{6}}{2}$  となる。よって、 $x_A(t)$  は次のようになる。

$$\begin{aligned} x_A(t) &= \begin{cases} \frac{1}{3} \left\{ 2t - \frac{1}{2} \cdot 3 + \frac{2}{\sqrt{6}} \sin\left(\frac{\sqrt{6}}{2}t\right) \right\} & \left(0 \leq t \leq \frac{2\pi}{\sqrt{6}}\right) \\ -\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \cdot \frac{2\pi}{\sqrt{6}} + \frac{1}{3}t & \left(t \geq \frac{2\pi}{\sqrt{6}}\right) \end{cases} \\ &= \begin{cases} \frac{2}{3}t - \frac{1}{2} + \frac{\sqrt{6}}{9} \sin\left(\frac{\sqrt{6}}{2}t\right) & \left(0 \leq t \leq \frac{\sqrt{6}\pi}{3}\right) \\ -\frac{1}{2} + \frac{\sqrt{6}\pi}{9} + \frac{1}{3}t & \left(t \geq \frac{\sqrt{6}\pi}{3}\right) \end{cases} \end{aligned}$$

同様に  $x_B(t)$  を計算すると、

$$x_B(t) = \begin{cases} \frac{2}{3}t + \frac{1}{2} - \frac{2\sqrt{6}}{9} \sin\left(\frac{\sqrt{6}}{2}t\right) & \left(0 \leq t \leq \frac{\sqrt{6}\pi}{3}\right) \\ \frac{1}{2} - \frac{2\sqrt{6}\pi}{9} + \frac{4}{3}t & \left(t \geq \frac{\sqrt{6}\pi}{3}\right) \end{cases}$$

となる。最後に、重心の位置  $x_G(t)$  の位置は、2 物体がつながっているか、分離しているかに関係なく、式 (5.45) で表されるので、

$$x_G(t) = \frac{2}{3}t - \frac{1}{6}$$

である。今求めた  $x_A(t)$ ,  $x_B(t)$ ,  $x_G(t)$  をグラフ化すると図 5.7 のようになる。

#### (2) : もし小球 A と小球 B が分離しなかったら？

今度は 2 つの小球がバネでつながっていて、小球 A はバネから離れないものとする。左側の小球 A にのみ初速度  $v_0$  を与えた時の運動を考えると、運動方程式は、前の subsection で立てた

$$\begin{cases} m_1 \ddot{x}_A = -k\{l - (x_B - x_A)\} \\ m_2 \ddot{x}_B = k\{l - (x_B - x_A)\} \end{cases}$$

と同じであり、その解の形も同じになる。ただ、小球 A がバネから離れることはないので、 $t \geq 0$  でずっと、式 (5.52) が成立する。

$$\begin{pmatrix} x_A \\ x_B \end{pmatrix} = \frac{1}{m_1 + m_2} \begin{pmatrix} m_1 v_0 t - \frac{l}{2}(m_1 + m_2) + m_2 \cdot \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t \\ m_1 v_0 t + \frac{l}{2}(m_1 + m_2) - m_1 \cdot \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t \end{pmatrix} \quad (5.66)$$

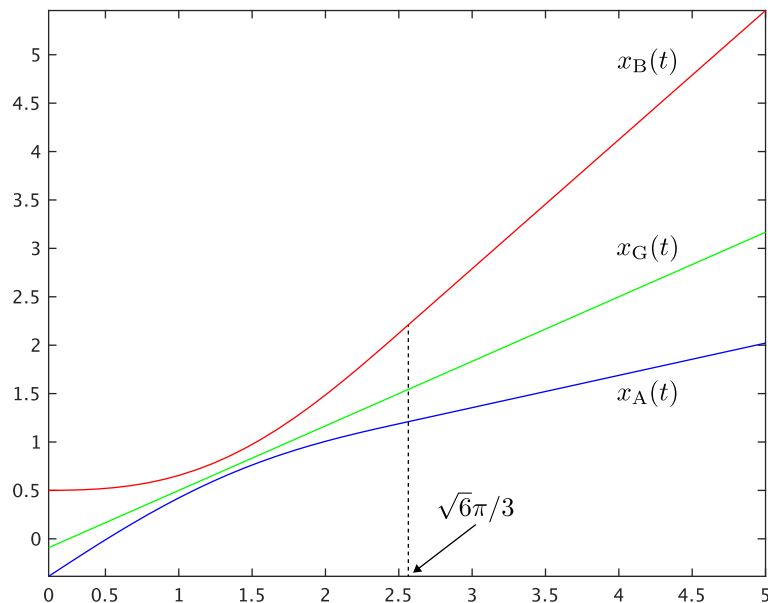


図 5.7  $x_A(t)$ ,  $x_B(t)$ ,  $x_G(t)$  の時間軌跡

今度は、パラメータを  $m_1 = m_2 = 1$ ,  $k = 1$ ,  $l = 1$ ,  $v_0 = 1$  としよう。すると、 $\omega$  は  $\omega = \sqrt{2}$  となるから、

$$\begin{pmatrix} x_A \\ x_B \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} t - 1 + \frac{\sqrt{2}}{2} \sin(\sqrt{2}t) \\ t + 1 - \frac{\sqrt{2}}{2} \sin(\sqrt{2}t) \end{pmatrix}$$

となる。また、重心の位置  $x_G(t)$  は、式 (5.45) より、

$$x_G(t) = \frac{1}{2}t$$

となる。今求めた  $x_A(t)$ ,  $x_B(t)$ ,  $x_G(t)$  をグラフ化すると図 5.8 のようになる。

今回の場合、重心から見たときの 2 物体の見え方が対称的になる。

$$\begin{aligned} x_A - x_G &= -\frac{1}{2} + \frac{\sqrt{2}}{4} \sin(\sqrt{2}t) \\ x_B - x_G &= \frac{1}{2} - \frac{\sqrt{2}}{4} \sin(\sqrt{2}t) \end{aligned}$$

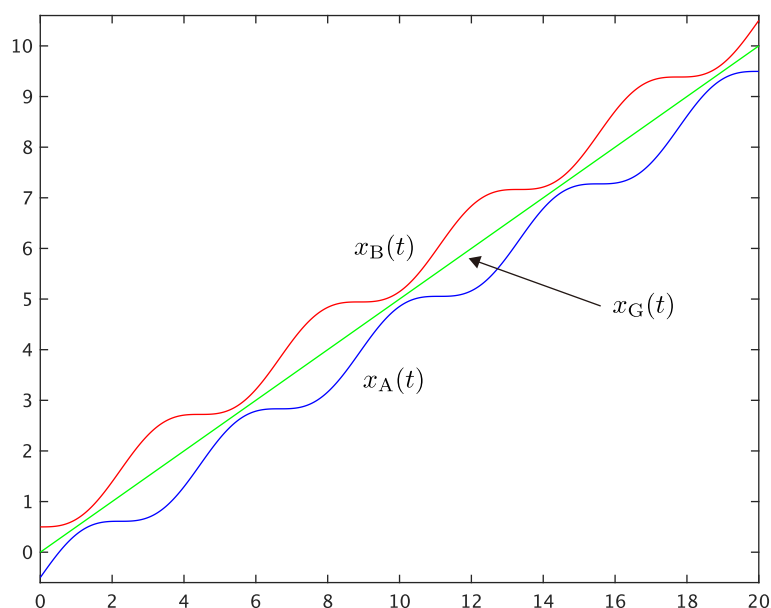
より、 $\underbrace{x_A - x_G}_{\text{重心から見た A の位置}} = -(\underbrace{x_B - x_G}_{\text{重心から見た B の位置}})$  の関係が成立することがわかる。

一般の場合について考える。式 (5.45) と式 (5.52) より、重心から見た A、B の座標 (重心系における A、B の座標) を求めると、以下のようになる。

$$x_A - x_G = -\frac{2m_2}{m_1 + m_2} \cdot \frac{l}{2} + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t \quad (5.59)$$

$$x_B - x_G = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} \cdot \frac{l}{2} - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t \quad (5.60)$$

この 2 式から、 $x_A - x_G = -\frac{m_2}{m_1}(x_B - x_G)$  の関係が成立することがわかる。

図 5.8  $x_A(t)$ ,  $x_B(t)$ ,  $x_G(t)$  の時間軌跡 (2)**(3)：弾性衝突との関係**

話を元に戻す。前の subsection で考えた状況では  $t = \frac{\pi}{\omega}$  における A と B の速度は、

$$v_A\left(t = \frac{\pi}{\omega}\right) = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2}v_0, \quad v_B\left(t = \frac{\pi}{\omega}\right) = \frac{2m_1}{m_1 + m_2}v_0$$

である。この式を見て、私は思った。この答えは、運動量保存則と反発係数を連立させた次の式の計算結果と同じではないか？

$$\begin{cases} m_1 v_0 = m_1 v_A + m_2 v_B \\ 1 = -\frac{v_A - v_B}{v_0} \end{cases} \quad (5.61)$$

実際、この連立方程式をとくと、 $v_A = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2}v_0$ ,  $v_B = \frac{2m_1}{m_1 + m_2}v_0$  という解が得られる。

式 (5.61) は、速度  $v_0$  で運動している物体 A が物体 B と衝突した後の、両物体の速度を求める問題で書く連立方程式である。ただし、物体 A と物体 B の間の反発係数が 1 の場合である。つまり、前の subsection で考えていた問題と、弾性衝突の問題は、結論は同じになる。

弾性衝突は、「衝突の前後で 2 物体の運動エネルギーの和が保存する衝突」のことである。そんな衝突は現実に起こりうるのか？衝突に伴い、エネルギーが熱という形で系の外に出てしまわないのか？弾性衝突が現実に起こりえないことだとしたら、どのように想像すれば良いのか？その答えを与えてくれるのが、前の subsection で考えていたモデルであると、私は考える。

ここからは私の考えであって、絶対に正しいとは (私は) 断言できない。弾性衝突の直前で、質点どうしの距離が十分近いときは、(この後で述べる) 万有引力やクーロン力などの引力の効果を強く受ける。その効果はまるでバネに類似する効果といえよう。衝突をする直前と直後はバネでつながれた 2 物体のような振る舞いをするから、運動エネルギーの総和が減少しないのである。運動エネルギーの一部がバネの弾性エネルギー (に相当するエネルギー) という形で保持された後、2 物体に再分配されるのではないかと、弾性衝突の直前、直後は実はバネでつながれた 2 物体のモデルと等価になっているのかもしれないと、私は思った。

### 5.4.4 連成振動

次は、このような系における2物体の振動を考える。

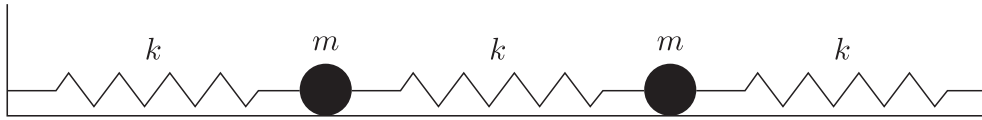


図 5.9 連成振動 (1)

さて、この subsection のタイトルにある「連成振動」とは何か。「連成振動」は、2つ以上の振動子 (バネなど) が何かの機構で互いに影響を及ぼしながら行う振動のことである。連成振動は、分子や結晶の熱振動のモデルに応用することができる。原子を質点とみなし、分子や結晶を、数個あるいは無数の質点が互いに隣り合うもの同士で、影響を及ぼしながら、平衡点を中心に連成振動をしていると考える。図 5.9 のモデルが最も簡単なモデルであるが、それに少し手を加えた次の系をこの subsection で考えることにする。

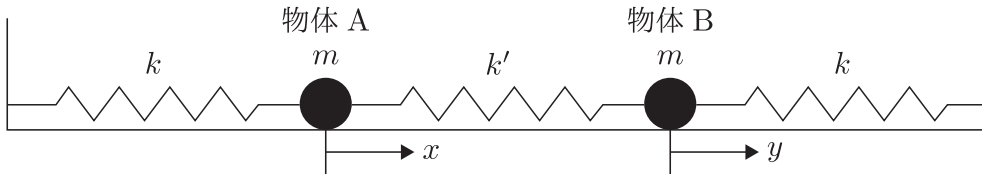


図 5.10 連成振動 (2)：この subsection で考えるモデル

今回の連成振動の変位の取り方はいつもと異なる。図 5.10 の左の物体を A、右の物体を B と呼ぶことにしよう。さて、今回は A と B の物体に一切力が働かないとき、つまり、3つのバネが全て自然長の長さの時の A と B の位置をそれぞれ 0 としている。 $x, y$  はその位置、つまり、3つのバネの長さが自然長の時から、右方向にどれだけ動いたかを表すものとする。さらに、A と B の質量はともに  $m$  であるとする。

すると、A と B の運動方程式は以下のようなになる<sup>(18)</sup>。

$$\begin{cases} m\ddot{x} = -kx - k'(x - y) \\ m\ddot{y} = -ky + k'(x - y) \end{cases} \quad (5.62)$$

今回も、「バネでつながれた2物体の運動」と同様に、 $x$  と  $y$  が混在している。そこで、「バネでつながれた2物体の運動」と同様に、両辺を足したり、引いたりすることを考える<sup>(19)</sup>。すると、

$$\begin{cases} m \frac{d^2}{dt^2}(x + y) = -k(x + y) \\ m \frac{d^2}{dt^2}(x - y) = -(k + 2k')(x - y) \end{cases} \quad (5.63)$$

となる。

これより、 $\omega_1 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ ,  $\omega_2 = \sqrt{\frac{k + 2k'}{m}}$  として、

$$\begin{cases} x + y = A_1 \sin(\omega_1 t + \delta_1) \\ x - y = A_2 \sin(\omega_2 t + \delta_2) \end{cases} \quad (5.64)$$

<sup>(18)</sup> 真ん中のバネは、A が右に  $x$  動いたことで、 $x$  縮んだが、B が右に  $y$  動いたことで、 $y$  伸びている。そのため、結果として、 $x - y$  だけ縮んでいると見ることができる。 $x - y > 0$  なら、真ん中のバネは縮んでいるので、復元力は真ん中のバネが広がるように働く。そのため、A には左向きに、B には右向きに復元力が働く。 $x - y \leq 0$  なら、真ん中のバネは伸びているので、逆に、A には右向きに、B には左向きに復元力が働く。以上のことから、運動方程式は式 (5.62) のようになる。

<sup>(19)</sup> この操作が、重心座標と相対座標の導入に近いといえる。



となる。この2式より、

$$\begin{aligned} x(t) &= \frac{1}{2} \{A_1 \sin(\omega_1 t + \delta_1) + A_2 \sin(\omega_2 t + \delta_2)\} \\ y(t) &= \frac{1}{2} \{A_1 \sin(\omega_1 t + \delta_1) - A_2 \sin(\omega_2 t + \delta_2)\} \end{aligned}$$

となるから、定数  $A_1, A_2$  をうまく取り直すことで、

$$\begin{cases} x(t) = A_1 \sin(\omega_1 t + \delta_1) + A_2 \sin(\omega_2 t + \delta_2) \\ y(t) = A_1 \sin(\omega_1 t + \delta_1) - A_2 \sin(\omega_2 t + \delta_2) \end{cases} \quad (5.65)$$

とすることができる。

さて、次は具体的な数値を導入して、少し掘り下げる。 $\underline{x(0) = 2A, y(0) = 0, \dot{x}(0) = 0, \dot{y}(0) = 0}$  という場合を考えよう (ただし、 $A > 0$  とする)。つまり、物体 A を平衡状態から右に  $2A$  動かしたあと、静かに (初速度を加えることなく)、2 物体を離した場合を考える。初期条件を式 (5.65) に代入すると、

$$\begin{aligned} 2A &= A_1 \sin \delta_1 + A_2 \sin \delta_2 \\ 0 &= A_1 \sin \delta_1 - A_2 \sin \delta_2 \\ 0 &= \omega_1 A_1 \cos \delta_1 + \omega_2 A_2 \cos \delta_2 \\ 0 &= \omega_1 A_1 \cos \delta_1 - \omega_2 A_2 \cos \delta_2 \end{aligned}$$

となる。すると、この4つの式より、

$$\begin{aligned} 2A &= 2A_1 \sin \delta_1 \\ 2A &= 2A_2 \sin \delta_2 \\ 0 &= 2\omega_1 A_1 \cos \delta_1 \\ 0 &= 2\omega_2 A_2 \cos \delta_2 \end{aligned}$$

が得られる。

3つ目の式より、 $A_1 = 0$  あるいは  $\delta_1 = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$  となるが、 $A_1 = 0$  なら、 $A = 0$  になってしまう。よって、 $\delta_1 = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$  である。同様にして、 $\delta_2 = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$  である。あとは、 $\delta_1, \delta_2$  を4通りの中から決定すれば良い。

(1)  $\delta_1 = \delta_2 = \frac{\pi}{2}$  の時、または、 $\delta_1 = \delta_2 = \frac{3\pi}{2}$  の時は、 $A_1 = A_2$  である。

(2)  $\delta_1 = \frac{\pi}{2}, \delta_2 = \frac{3\pi}{2}$  の時、または、 $\delta_1 = \frac{3\pi}{2}, \delta_2 = \frac{\pi}{2}$  の時は、 $A_1 = -A_2$  である。

(1) :  $\delta_1 = \delta_2$  のとき

$\delta_1 = \delta_2 = \pi/2, 3\pi/2$  のどちらでも、 $x(t), y(t)$  は次の形で書ける。

$$x(t) = A(\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t) = 2A \cos \left( \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \right) \cos \left( \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t \right) \quad (5.66)$$

$$y(t) = A(\cos \omega_1 t - \cos \omega_2 t) = -2A \sin \left( \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \right) \sin \left( \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t \right) \quad (5.67)$$

(1-a)  $k' = 4k$  の時

この時、 $\omega_2 = 3\omega_1$  となる。すると、

$$x(t) = 2A \cos(\omega_1 t) \cos(2\omega_1 t)$$

$$y(t) = 2A \sin(\omega_1 t) \sin(2\omega_1 t)$$

となる。簡単にするため、 $A = 1$ ,  $\omega_1 = 1$  とすると、 $x(t)$  と  $y(t)$  のグラフは図 5.11 のようになる。

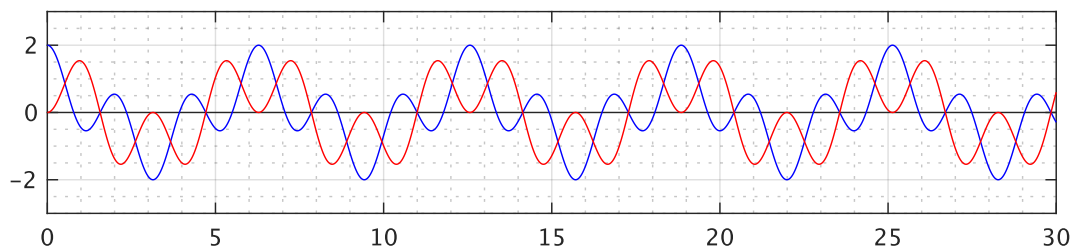


図 5.11  $k' = 4k$  の時のグラフ (1) : 青色が  $x(t)$ 、赤色が  $y(t)$

(1-b)  $k' = 0.0404k$  の時

この時、 $\omega_2 = 1.02\omega_1$  となる。すると、

$$x(t) = 2A \cos(0.01\omega_1 t) \cos(1.01\omega_1 t)$$

$$y(t) = 2A \sin(0.01\omega_1 t) \sin(1.01\omega_1 t)$$

となる。簡単にするため、 $A = 1$ ,  $\omega_1 = 100$  とすると、 $x(t)$  と  $y(t)$  のグラフは図 5.12 のようになる。

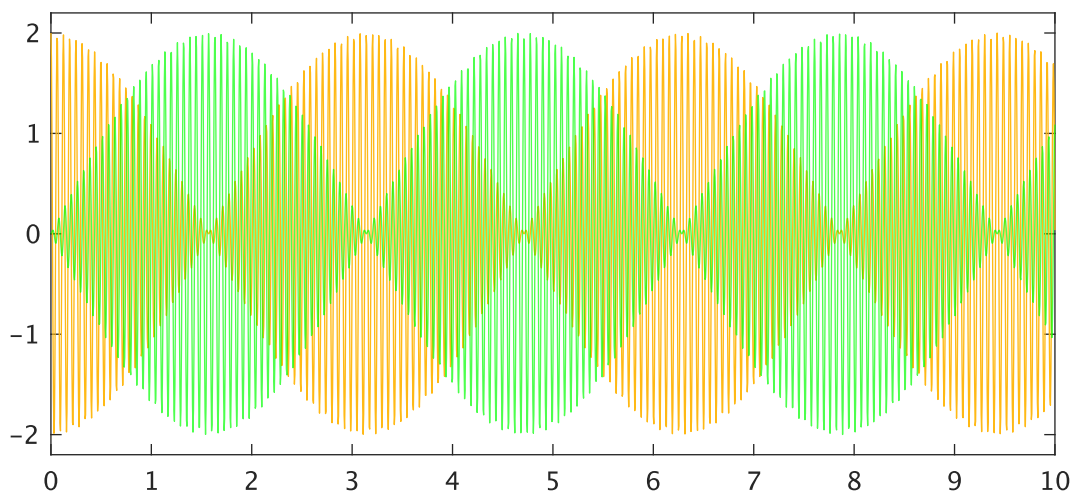
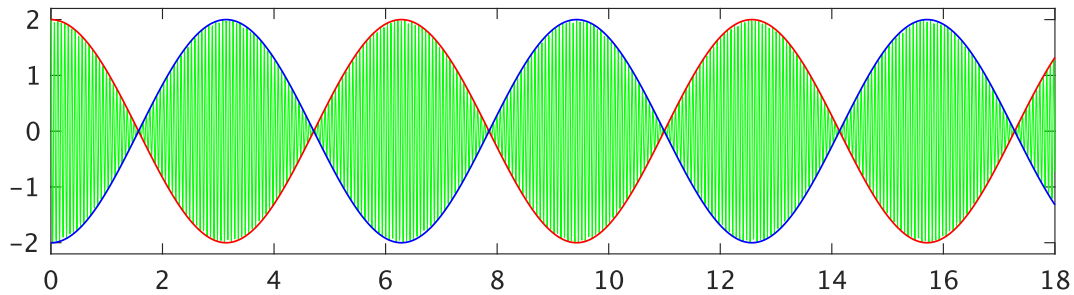
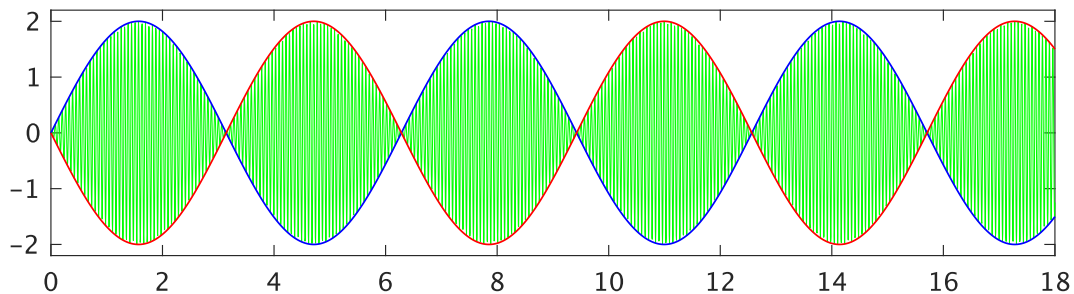


図 5.12  $k' = 0.0404k$  の時のグラフ (1) : 黄色が  $x(t)$ 、緑色が  $y(t)$

$k' = 0.0404k$  の時の  $x(t)$ ,  $y(t)$  の挙動の特徴を図 5.12、図 5.13、図 5.14 をもとにまとめる。

- $|x(t)|$  が大きい時、 $|y(t)|$  は小さい。逆に、 $|y(t)|$  が大きい時、 $|x(t)|$  は小さい。
- $x(t)$ ,  $y(t)$  の振幅の変化はとても緩やか。少しずつ増えたり、減ったりする。結果として、 $x(t)$  のグラフは、 $-2\cos t$  のグラフと  $2\cos t$  のグラフの間に収まっている。また、 $y(t)$  のグラフは、 $-2\sin t$  のグラフと  $2\sin t$  のグラフの中に収まっている。

この2つの事実を、物理的に説明しよう。まず、前者は、A と B の間で、バネを媒介してエネルギーのやりとりが行われていることを、図 5.12 が表していると言い換えることができる。系全体では、力学的エ

図 5.13  $k' = 0.0404k$  の時のグラフ (2) ( $x(t)$  のみ)図 5.14  $k' = 0.0404k$  の時のグラフ (3) ( $y(t)$  のみ)

エネルギーは保存している。ここで、中央のバネの変位  $x - y$  の時間平均<sup>(20)</sup>は、

$$\overline{x - y} = 2A \cdot \overline{\cos \omega_2 t} = 0$$

なので、平均的に、中央のバネは伸び縮みしていないとみなせる。すると、系が持つエネルギーは、「一番左のバネに蓄えられた弾性エネルギー」と「一番右のバネに蓄えられた弾性エネルギー」の和であるとみなせる。そのため、 $|x|$  が大きい時、 $|y|$  が小さいのは、左のバネの弾性エネルギーが大きくなり、右のバネの弾性エネルギーが小さくなることにうまく対応している。エネルギー保存則の観点から見ると、とても自然なことといえる。

後者は、 $x(t)$ ,  $y(t)$  の式から説明できる。図 5.12、図 5.13、図 5.14 の場合、

$$x(t) = 2 \cos t \cos(101t)$$

であるが、 $\cos(101t)$  の方が、 $\cos t$  に比べて早く振動する。そのため、 $x(t)$  の振動は、事実上、 $\cos(101t)$  に依存し、 $\cos t$  は振幅の時間変化を示しているとみなせる。そのため、 $\cos(101t)$  にしたがって、 $x(t)$  は上下

<sup>(20)</sup> 周期的な運動をしている場合、運動の周期を  $T$  とすると、

$$\overline{\cos \omega t} = \frac{1}{T} \int_0^T \cos \omega t \, dt = 0 \quad (5.68)$$

となる。これは、 $T$  ではなく、 $n$  を自然数として、 $nT$  としても同じである。ここで、時間平均を考える時間が、 $nT + \Delta T$  ( $0 \leq \Delta T < T$ ) であったとする。すると、

$$\begin{aligned} \overline{\cos \omega t} &= \frac{1}{nT + \Delta T} \int_0^{nT + \Delta T} \cos \omega t \, dt \\ &= \frac{1}{nT + \Delta T} \left\{ \underbrace{n \int_0^T \cos \omega t \, dt}_0 + \int_{nT}^{nT + \Delta T} \cos \omega t \, dt \right\} \end{aligned}$$

波線部の定積分は 0 であることと、 $\cos \omega t$  が周期的に振動する関数であることから、

$$\overline{\cos \omega t} = \frac{1}{nT + \Delta T} \int_0^{\Delta T} \cos \omega t \, dt$$

となり、 $nT + \Delta T$  が十分大きければ、 $\frac{1}{nT + \Delta T} \rightarrow 0$  となるので、 $\overline{\cos \omega t} = 0$  とみなせる。

するものの、 $\cos t$  に従って、振幅が時間変化するという結果になり、これを図示すると、図 5.13 や図 5.14 のようになる。

**(2) :  $\delta_1 \neq \delta_2$  のとき**

次に、 $\delta_1 = \pi/2$ ,  $\delta_2 = 3\pi/2$  のときを考えよう。このときは、 $x(t)$ ,  $y(t)$  は次の形で書ける。

$$x(t) = A(\cos \omega_1 t - \cos \omega_2 t)$$

$$y(t) = A(\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t)$$

逆に、 $\delta_1 = 3\pi/2$ ,  $\delta_2 = \pi/2$  のときは、

$$x(t) = A(\cos \omega_2 t - \cos \omega_1 t)$$

$$y(t) = -A(\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t)$$

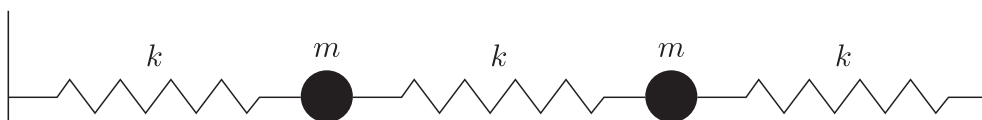
となる。 $\delta_1 \neq \delta_2$  のとき、 $t = 0$  を代入すると、 $x(0) = 0$  となり、初期条件に反する。そのため、今回考えている初期条件  $x(0) = 2A$ ,  $y(0) = 0$ ,  $\dot{x}(0) = 0$ ,  $\dot{y}(0) = 0$  の解ではない。

$k' = 0.0404k$  の時など、 $k' \ll k$  ならば、 $\omega_1$  と  $\omega_2$  はとても近い値になる。2つの三角関数の角振動数がとても近い時、その重ね合わせの結果は、図 5.13 や図 5.14 のようになる。とても早く振動する項と、とてもゆっくり振動する項の積で表される関数のグラフは特徴的なものになる。この現象はうなりと言われる。

## 5.4.5 連成振動 (演習問題)

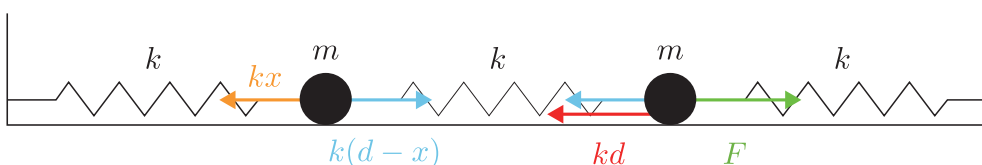
この subsection では、名問の森の 108 ページの問題を取り扱う。名問の森とは違うアプローチで問題を解く。まあ、前の section と同じように解くだけだが。

## 問題 12



質量  $m$  の等しい 2 つの球 A と B (上図の左を A、右を B とする) がバネ定数  $k$  の 3 個の同じばねで直線状に結ばれて、摩擦のない水平面上に置かれている。バネの両端は固定されていて、はじめ、どのばねも自然長  $l$  になっている。

- (1) B に外力を加えて、右に  $d$  だけ静かに変位させる。この時、A は右にどれだけ変位するか。また、B に加えている外力の大きさはいくらか。
- (2) B を初めの位置に固定したまま、A に外力を加えて大きさ  $d$  の変位を与えてから、静かに放す。A の振動の周期を求めよ。また、A が初めの位置 (変位 = 0) を通る時の速さを求めよ。
- (3) A と B の両方に外力を加えて、同じ向きに等しい大きさ  $d$  の変位を与えてから同時に放す。A の振動の周期を求めよ。
- (4) A と B の両方に外力を加えて、互いに逆向きに等しい大きさ  $d$  の変位を静かに与える。
  - (4-a) この時、外力がした仕事の和を求めよ。
  - (4-b) 次に、2 つの球を同時に静かに放す。A の振動の周期を求めよ。

(1)<sup>(21)</sup>

静かに右に動かすので、B を右に動かしている途中、またはその後も、A と B に働く力は常につり合う。B を右に  $d$  動かした時に、A が右に  $x$  動いたとする。また、B に加わっている力を  $F$  (右向きを正) とする。A と B に働く力は図のようになるから、B を右に動かした後の A と B の運動方程式 (つりあいの式) は、以

(21)

## 「静かに」変位させる

物体を変位させるには、外力を働かせる必要がある。ここで、2.2.3 「位置エネルギー」の説明を思い出そう。

$$U = \int_0^A (-\mathbf{F}) \cdot d\mathbf{r}$$

で位置エネルギーは求められる。位置エネルギーは、保存力  $\mathbf{F}$  とつり合う力  $-\mathbf{F}$  を働かせて、基準点 O から A まで移動させるのに要する仕事で定義される。この時、O から A に至るまでの任意の点において、保存力  $\mathbf{F}$  と常につり合うように外力を働かせるのである。このような移動方法を「静かに」移動させると呼ぶ。

下のようになる。

$$\begin{cases} 0 &= k(d-x) - kx \\ 0 &= F - kd - k(d-x) \end{cases} \quad (5.69)$$

これより、 $x = \frac{d}{2}$ ,  $F = \frac{3}{2}kd$  と求められる。  $\square$

(2)

B が固定されている時は、物体 A にだけ注目すればよい。 $x_1$  を自然長からの変位とすると、A の運動方程式は、

$$m\ddot{x}_1 = -kx_1 - kx_1 = -2kx_1 \quad (5.70)$$

となる。よって、振動の角周波数は  $\omega = \sqrt{\frac{2k}{m}}$  であり、振動周期  $T_1$  は、 $T_1 = 2\pi\sqrt{\frac{m}{2k}}$  である。  $\square$

エネルギー保存則を考える。 物体 A が  $x$  変位した時のバネの弾性エネルギーは  $\frac{1}{2}kx^2 \times 2 = kx^2$  なので、保存則は、

$$kx^2 + \frac{1}{2}mv^2 = \text{const.}$$

となる。A が初めの位置を通る時、2つのバネは自然長になっているので、エネルギー保存則を考えると、求める速さを  $v_A$  とすると、

$$kd^2 = \frac{1}{2}mv_A^2 \quad \Longleftrightarrow \quad v_A = d\sqrt{\frac{2k}{m}} \quad (5.71)$$

となる。  $\square$

(3)

A と B の運動方程式をかく。ただし、 $x_1$ ,  $x_2$  は自然長からの変位とする。

$$\begin{cases} m\ddot{x}_1 = -kx_1 - k(x_1 - x_2) = -2kx_1 + kx_2 \\ m\ddot{x}_2 = -kx_2 + k(x_1 - x_2) = kx_1 - 2kx_2 \end{cases} \quad (5.72)$$

これより、

$$m \frac{d^2}{dt^2}(x_1 + x_2) = -k(x_1 + x_2) \quad m \frac{d^2}{dt^2}(x_1 - x_2) = -3k(x_1 - x_2)$$

となる。そのため、 $\omega_1 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ ,  $\omega_2 = \sqrt{\frac{3k}{m}}$  として、

$$x_1 + x_2 = A_1 \sin(\omega_1 t + \delta_1) \quad x_1 - x_2 = A_2 \sin(\omega_2 t + \delta_2)$$

となり、

$$x_1 = \frac{A_1}{2} \sin(\omega_1 t + \delta_1) + \frac{A_2}{2} \sin(\omega_2 t + \delta_2) \quad (5.73)$$

$$x_2 = \frac{A_1}{2} \sin(\omega_1 t + \delta_1) - \frac{A_2}{2} \sin(\omega_2 t + \delta_2) \quad (5.74)$$

と  $x_1$ ,  $x_2$  が求められる。また、

$$v_1 = \frac{d}{dt}x_1 = \omega_1 \frac{A_1}{2} \cos(\omega_1 t + \delta_1) + \omega_2 \frac{A_2}{2} \cos(\omega_2 t + \delta_2) \quad (5.75)$$

$$v_2 = \frac{d}{dt}x_2 = \omega_1 \frac{A_1}{2} \cos(\omega_1 t + \delta_1) - \omega_2 \frac{A_2}{2} \cos(\omega_2 t + \delta_2) \quad (5.76)$$

では、(3) の場合を考えよう。

$t = 0$  の時、 $x_1 = x_2 = d$  なので、式 (5.73) から式 (5.76) より、

$$\begin{aligned} d &= \frac{A_1}{2} \sin \delta_1 + \frac{A_2}{2} \sin \delta_2 & d &= \frac{A_1}{2} \sin \delta_1 - \frac{A_2}{2} \sin \delta_2 \\ 0 &= \omega_1 \frac{A_1}{2} \cos \delta_1 + \omega_2 \frac{A_2}{2} \cos \delta_2 & 0 &= \omega_1 \frac{A_1}{2} \cos \delta_1 - \omega_2 \frac{A_2}{2} \cos \delta_2 \end{aligned}$$

となる。これより、

$$\begin{aligned} 2d &= A_1 \sin \delta_1 & 0 &= A_2 \sin \delta_2 \\ 0 &= \omega_1 A_1 \cos \delta_1 & 0 &= \omega_2 A_2 \cos \delta_2 \end{aligned}$$

となる。この 4 つの式より、 $A_1 = 2d$ ,  $A_2 = 0$ ,  $\delta_1 = \pi/2$  となることがわかる。よって、

$$x_1 = x_2 = d \cos \omega_1 t$$

と導ける。ゆえに、A の振動周期を  $T_1$  とすると、 $T_1 = \frac{2\pi}{\omega_1} = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$  である。 □

#### (4)-(a)

A を右に  $d$  動かし、B を左に  $d$  動かしたとすると、一番左のバネと一番右のバネは  $d$  伸びて、真ん中のバネは  $2d$  縮んでいることになる。そのため、外力を加えて変位を加えることで、系全体は

$$\frac{1}{2}kd^2 \times 2 + \frac{1}{2}k(2d)^2 = 3kd^2$$

の弾性エネルギーを蓄える。よって、外力は系に対して合計で  $3kd^2$  をした。 □

#### (4)-(b)

前のページの式 (5.73) から (5.76) に、今度は、 $t = 0$  のとき、 $x_1 = d$ ,  $x_2 = -d$ ,  $v_1 = v_2 = 0$  という条件を代入すれば良い。

$$\begin{aligned} d &= \frac{A_1}{2} \sin \delta_1 + \frac{A_2}{2} \sin \delta_2 & -d &= \frac{A_1}{2} \sin \delta_1 - \frac{A_2}{2} \sin \delta_2 \\ 0 &= \omega_1 \frac{A_1}{2} \cos \delta_1 + \omega_2 \frac{A_2}{2} \cos \delta_2 & 0 &= \omega_1 \frac{A_1}{2} \cos \delta_1 - \omega_2 \frac{A_2}{2} \cos \delta_2 \end{aligned}$$

これより、

$$\begin{aligned} 0 &= A_1 \sin \delta_1 & 2d &= A_2 \sin \delta_2 \\ 0 &= \omega_1 A_1 \cos \delta_1 & 0 &= \omega_2 A_2 \cos \delta_2 \end{aligned}$$

となり、この 4 つの式から、 $A_1 = 0$ ,  $A_2 = 2d$ ,  $\delta_2 = \pi/2$  となることがわかる。よって、

$$x_1 = d \cos \omega_2 t \quad x_2 = -d \cos \omega_2 t$$

と導ける。ゆえに、A の振動周期を  $T_2$  とすると、 $T_2 = \frac{2\pi}{\omega_2} = 2\pi\sqrt{\frac{m}{3k}}$  である。 □

## 5.5 ポテンシャル曲線と運動

### 5.5.1 ポテンシャル曲線と安定なつりあい

大学の物理では、「位置エネルギー」という言葉の代わりに「**ポテンシャル**」という言葉を使う。なぜなら、「位置エネルギー」の英語表記が「potential energy」であるからである。この subsection 以降、「ポテンシャル」という言葉が出てきたら、「位置エネルギー」のことだと思ってほしい。

さて、位置エネルギーは保存力と非常に強い関係を持つことを 2.2.4 「位置エネルギー」で確認した。以下、この subsection では、保存力のみが物体に働くとし、1次元の場合を中心に考える。

位置エネルギーの基準点を  $x = 0$  とすると、

$$U(x) = \int_0^x -F(x') dx' \quad (5.77)$$

とかけて、微分積分学の基本定理より、

$$F(x) = -\frac{dU(x)}{dx} \quad (5.78)$$

とかけることはすでにふれてある。さて、式 (5.78) より、次のことがわかる。

- $F(x) > 0 \iff \frac{dU(x)}{dx} < 0$
- $F(x) < 0 \iff \frac{dU(x)}{dx} > 0$
- $F(x) = 0 \iff \frac{dU(x)}{dx} = 0$

式を見れば、すぐにわかる事実であるが、これはとても重要なことである。なぜなら、**保存力の場合、ポテンシャル曲線のカーブだけで、力の働く向きがわかる**からである。上の対応関係より、「**ポテンシャル曲線の接線の傾きの正負と、保存力の正負 (向き) は反対である**」ことがわかる。そして、「ポテンシャルが極大、または、極小となる点では保存力は0、あるいは、複数の保存力が働いているなら、その総和が0の状態、つまり、つりあいの状態になる」ことがわかる。

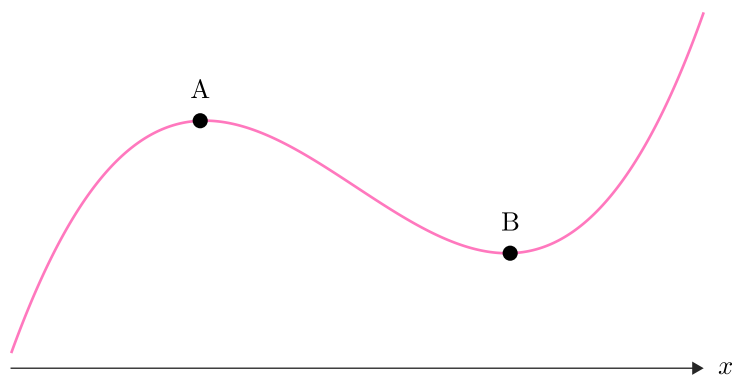


図 5.15 ポテンシャル曲線の例

図 5.15 のようなポテンシャル曲線に従うとき、A と B において  $U(x)$  は極値をとる。そのため、A と B では、 $U'(x) = 0$  なので、物体に働いている保存力は  $F(x) = 0$  である。そのため、A と B では、働いている保存力が0か、つりあいの状態にある。



ここで、「つりあいの位置」には2種類あることにふれる。

### 2種類のつり合い

- 安定なつりあい

つりあい点 (平衡点) から少しずれた点に物体をおいた時、保存力により、その平衡点に戻ろうとする時、その平衡点は安定である。エネルギー的に見ると、安定な平衡点では、その近傍も含めて、位置エネルギーが最小で、これ以上小さくなることはできないので、安定となる。

- 不安定なつりあい

つりあい点 (平衡点) から少しずれた点に物体をおいた時、保存力により、その平衡点に戻ろうとしない時、その平衡点は不安定である。

ポテンシャルカーブの接線の傾きと保存力の向きとの関係より、各地点における保存力の向きは図 5.16 のようになる。

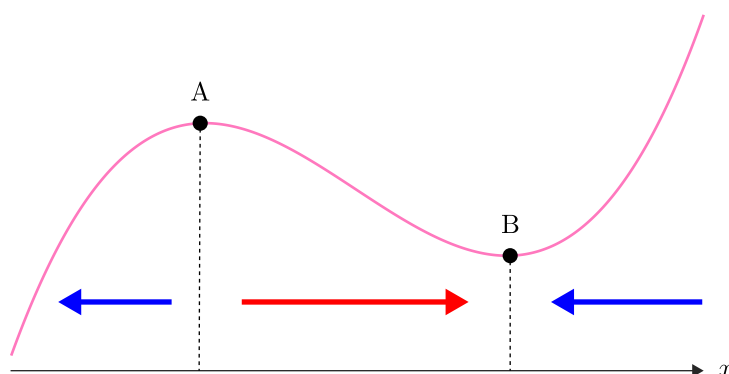


図 5.16 ポテンシャル曲線と保存力の向き

図 5.16 より、点 B は明らかに安定なつりあい点である。安定なつりあい点は極小点である。逆に、不安定なつりあい点は極大点である。ここで、B における  $U(x)$  の 2 階微分の傾きを考えると、数学 3 で習う曲線の凹凸の内容から、

$$\frac{d^2U(x)}{dx^2} > 0$$

である。そのため、安定なつりあい点は数学的には

$$\frac{dU(x)}{dx} = 0 \quad \frac{d^2U(x)}{dx^2} > 0 \quad (5.79)$$

の両方を満たす点である。

安定なつりあい点から少しずれた位置に物体をおく。保存力のみが働くときは、これまでに見た通り、つりあい点のまわりを振動運動する。この振動運動は単振動ではない。しかし、ある条件を課すと、近似的に単振動と見なせる場合がある。

安定なつりあい点を  $x = x_0$  とする。Taylor 展開を使うと、

$$U(x) = U(x_0) + U'(x_0)(x - x_0) + \frac{1}{2!}U''(x_0)(x - x_0)^2 + \frac{1}{3!}U'''(x_0)(x - x_0)^3 + \cdots$$

となる。ここで、 $|x - x_0|$  が十分小さい範囲内では、 $x - x_0$  の 3 次以上の項は無視できるので、

$$U(x) = U(x_0) + U'(x_0)(x - x_0) + \frac{1}{2!}U''(x_0)(x - x_0)^2$$

となる。さらに、 $x = x_0$  はつりあい点なので、 $U'(x_0) = 0$  だから、

$$U(x) = U(x_0) + \frac{1}{2!}U''(x_0)(x - x_0)^2 \quad (5.80)$$

と近似できる。この式に式 (5.78) を適用させると、

$$F(x) = -\frac{dU(x)}{dx} = -U''(x_0)(x - x_0) \quad (5.81)$$

となる。 $x = x_0$  は安定なつりあい点なので、 $U''(x_0) > 0$  である。よって、 $|x - x_0|$  が十分小さい範囲内では、 $x = x_0$  のまわりに単振動するとみなすことができる。

### 5.5.2 安定なつり合いと不安定なつり合いの具体例

前の subsection で書いたことを具体例で確認する。『新・物理入門問題演習』の 53 ページの問題を題材に考えることにしよう。

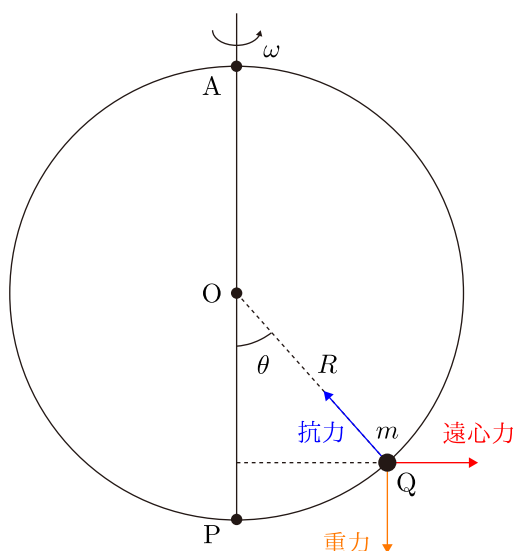


図 5.17 5.6.2 で考える系のイメージ図

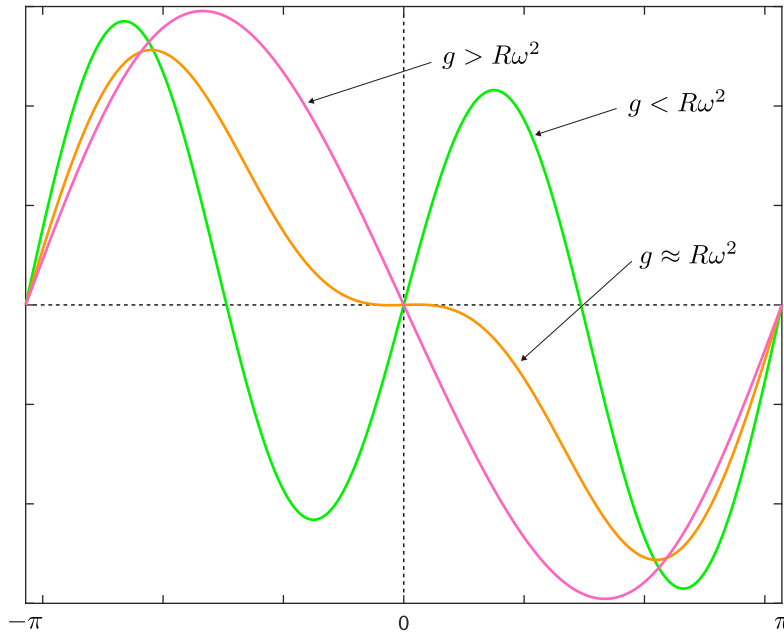
図 5.17 のように、半径  $R$  の円形の針金に質量  $m$  の小さな物体が通してある。針金上の点 A には、直径 PA に沿った方向に、この針金を回転させるための腕がついている。円形針金を下にし、腕を鉛直方向にとって、これを回転軸として角速度  $\omega$  で針金を回転させる。

図のように  $\theta$  をとったとき、点 Q にある小物体に働く力を考えよう。点 Q にある小物体に働く遠心力、針金からの抗力、重力の合力の針金の接線方向成分をもとに平衡点が安定な点であるかどうかを考えよう。

接線方向成分を  $F(\theta)$  とすると、

$$F(\theta) = m(R \sin \theta)\omega^2 \cos \theta - mg \sin \theta = mR\omega^2 \sin \theta \left( \cos \theta - \frac{g}{R\omega^2} \right) \quad (5.82)$$

と書ける。 $F(\theta)$  のグラフを書くと図 5.18 のようになる<sup>(22)</sup>。 $g$  と  $R\omega^2$  の大小により、グラフの形状が変わ

図 5.18  $F(\theta)$  のグラフ —  $g$  と  $R\omega^2$  の関係 —

ることがわかる。

(22)式 (5.82) をもとに、 $F(\theta)$  を  $\theta$  で微分すると、

$$\begin{aligned} F'(\theta) &= \frac{dF(\theta)}{d\theta} = mR\omega^2 \cos \theta \left( \cos \theta - \frac{g}{R\omega^2} \right) - mR\omega^2 \sin \theta \cdot \sin \theta \\ &= mR\omega^2 \left( 2 \cos^2 \theta - \frac{g}{R\omega^2} \cos \theta - 1 \right) \end{aligned} \quad (5.83)$$

となる。これより、 $F'(\theta) = 0$  となるのは、

$$\cos \theta = \frac{\frac{g}{R\omega^2} \pm \sqrt{\left(\frac{g}{R\omega^2}\right)^2 + 8}}{4} \quad (5.84)$$

となる時である。式 (5.84) を満たす  $\theta$  が存在する条件は、

$$-4 < \frac{g}{R\omega^2} - \sqrt{\left(\frac{g}{R\omega^2}\right)^2 + 8}, \quad \frac{g}{R\omega^2} + \sqrt{\left(\frac{g}{R\omega^2}\right)^2 + 8} < 4 \quad (5.85)$$

である (ここのカンマは and ではなく、or を表す)。

式 (5.85) の左側の条件について考える。左側の条件は、

$$\sqrt{\left(\frac{g}{R\omega^2}\right)^2 + 8} < \frac{g}{R\omega^2} + 4$$

と書ける。この両辺はともに正なので、両辺を 2 乗しても良い。すると、

$$\left(\frac{g}{R\omega^2}\right)^2 + 8 < \left(\frac{g}{R\omega^2}\right)^2 + 8\left(\frac{g}{R\omega^2}\right) + 16 \iff 8\left\{\left(\frac{g}{R\omega^2}\right) + 1\right\} > 0$$

となり、式 (5.85) の左側の条件は常に成立することがわかる。

一方、式 (5.85) の右側の条件は、

$$\sqrt{\left(\frac{g}{R\omega^2}\right)^2 + 8} < 4 - \frac{g}{R\omega^2}$$

と書けるから、 $4 - \frac{g}{R\omega^2} > 2\sqrt{2}$ 、つまり、 $\frac{g}{R\omega^2} < 4 - 2\sqrt{2}$  が成立することが必要であり、これが成立する下では、

$$\left(\frac{g}{R\omega^2}\right)^2 + 8 < \left(\frac{g}{R\omega^2}\right)^2 - 8\left(\frac{g}{R\omega^2}\right) + 16 \iff 8\left\{\left(\frac{g}{R\omega^2}\right) - 1\right\} < 0$$

となる。ゆえに、 $\frac{g}{R\omega^2} < 1$ 、つまり、 $g < R\omega^2$  の時に限り、式 (5.85) の右側の条件が成立する。

以上より、 $-\pi \leq \theta \leq \pi$  の範囲に  $F'(\theta) = 0$  となる  $\theta$  がいくつあるかを考えると、 $g < R\omega^2$  の時は 4 つ、 $g > R\omega^2$  の時は 2 つであることがわかる。 $g$  と  $R\omega^2$  の大小というのは、 $F(\theta)$  のグラフの形状に影響することがわかる。

式 (5.82) によると、 $-\pi \leq \theta \leq \pi$  の範囲内では、 $\theta = 0, \pm\pi$  において、必ず  $F(\theta) = 0$  となる。つまり、 $\theta = 0, \pm\pi$  はつり合い点である。また、 $g/R\omega^2 < 1$  であるときは、 $\cos \theta = g/R\omega^2$  を満たす  $\theta$  が存在するので、このような  $\theta$  もつり合い点となる。

ここで、 $\theta = 0$  の近傍のみを考えることにしよう。 $F(\theta)$  の 1 階微分は

$$F'(\theta) = mR\omega^2 \left( 2\cos^2 \theta - \frac{g}{R\omega^2} \cos \theta - 1 \right)$$

となる。 $F(\theta)$  の  $\theta = 0$  のまわりの Taylor 展開を考えると、

$$F(\theta) \approx F(0) + F'(0)\theta = mR\omega^2 \left( 1 - \frac{g}{R\omega^2} \right) \theta \quad (5.86)$$

となる<sup>(23)</sup>。よって、以下のことがいえる。

- $g > R\omega^2$  の時は、 $\theta = 0$  の微小近傍で単振動をすることがわかり、 $\theta = 0$  が安定なつり合い点である。
- $g \approx R\omega^2$  の時は、 $F(\theta) \approx 0$  なので、 $\theta = 0$  から少しずれた位置に物体があると、ずっとその位置にあり続ける。
- $g < R\omega^2$  の時は、 $\theta = 0$  は不安定なつり合い点である。なぜなら、 $\theta > 0$  の時は  $\theta$  が増大する方向に、 $\theta < 0$  の時は  $\theta$  が減少する方向に力が働くからである。

この subsection で考えた系は、回転速度によって、安定なつりあい点か、不安定なつりあい点かが変わる系であることがわかる。

<sup>(23)</sup>式 (5.86) は、式 (5.82) で、 $\sin \theta \approx \theta$ ,  $\cos \theta \approx 1$  と近似することでも得られる。高校物理や大学受験では、このような近似から式 (5.86) を得るだろうが、実際は Taylor 展開で  $\theta$  の 1 次までの項を取り出したものといえる。

## 5.6 減衰振動と強制振動

5章の最後では、高校物理のレベルを超えて、振動現象の1つである「減衰振動」と「強制振動」にふれる。実は、高校物理の電磁気学の交流の話で登場する回路方程式は、強制振動の方程式と同じタイプである。そのため、減衰振動や強制振動についてふれておくことは、交流の話を勉強するときに(きっと)役に立つ。

減衰振動と強制振動については、高校物理および高校数学の範囲内では厳密に解析できない<sup>(2)</sup>。そこで、この section では、「ファインマン物理学」にも載っている数値的解法を利用して、どのようになるかを予想する。

### 5.6.1 減衰振動

減衰振動で考える状況は、図 5.19 のように、単振動の系に速度に比例する抵抗が働いている状況である。

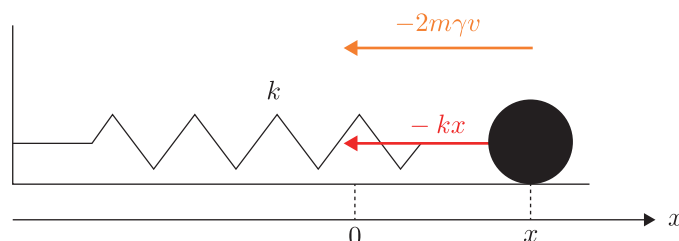


図 5.19 減衰振動

物体に働く抵抗を数式化するのは容易ではない。ここでは、物体の速度に抵抗の大きさが比例する場合(粘性抵抗)を考える。この速度に比例する抵抗を導入することで空気抵抗などがある場合を考えることができる。1.3.2「空気抵抗を受ける落体の運動」で既に速度に比例する抵抗を扱った。バネがついていなければ、高校数学の範囲内で処理できるが、残念なことにバネが付くと、そうはいかない。この T<sub>E</sub>X ノートでは、厳密な解法は取り上げないで、解の時間的振る舞いの概略だけを取り上げる。

#### 減衰振動を表現する微分方程式<sup>(25)</sup>

##### (運動方程式)

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -m\omega^2 x - 2m\gamma v \quad (5.87)$$

$v = dx/dt$  を利用して、この式を変形すると、 $x(t)$  が満たす微分方程式は以下になる。

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\gamma \frac{dx}{dt} + \omega^2 x = 0 \quad (5.88)$$

<sup>(2)</sup> 私は、つい最近まで高校数学の範囲内では解析できないだろうと思っていた。確かに、オイラーの公式

$$e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta$$

を使用しないと解析はできない。しかし、この T<sub>E</sub>X ノートではオイラーの公式を 5.3.3「オイラーの公式」(194 ページ) で導入している。オイラーの公式さえ認めてしまえば、後は高校数学(教科書の発展編に書かれている微分方程式の最低限の知識も含む)で議論することができるらしい。付録編の付録 C で参考文献として紹介した『数学 微分方程式・複素整数 分野別 標準問題精構』(旺文社・木村光一)を読んで私は知った。

ただ、その議論は本編には記さず、付録編の付録 B の B.3「定数係数 2 階線形微分方程式」(194 ページ) と B.4「減衰振動と強制振動(再考)」(195 ページ) で紹介する。

<sup>(25)</sup> バネ定数を  $k$  ではなく  $m\omega^2$  とおき、粘性抵抗の比例定数を  $2m\gamma$  とおいたが、このようにしたのは、式 (5.88) のように計算しやすい式を設定するためである。

### 5.6.2 減衰振動の解を数値的に求める

式 (5.88) で表される微分方程式の解  $x(t)$  の挙動は、 $\gamma^2$  と  $\omega^2$  の大小関係によりよって3種類に分けられることが知られている。ここでは、 $\gamma$  と  $\omega$  が具体的に代入して、挙動の概形を把握することにしよう。以下では「ファインマン物理学」にも記されている<sup>(26)</sup>方法で、 $x(t)$  の挙動を把握していく。

(1) まず、 $x(t + \Delta t)$  の Taylor 展開を考える。

$$x(t + \Delta t) = x(t) + x'(t)\Delta t + \frac{1}{2}x''(t)(\Delta t)^2 + \dots$$

$\Delta t$  が十分小さいとき、 $\Delta t$  の2次以上の項を無視できて、

$$x(t + \Delta t) = x(t) + x'(t)\Delta t$$

となる。 $x'(t) = v(t)$  なので、 $\Delta t$  が十分小さいとき、

$$x(t + \Delta t) = x(t) + v(t)\Delta t \quad (5.89)$$

と近似できる。

(2) 同様に、 $v'(t) = a(t)$  より、

$$v(t + \Delta t) = v(t) + a(t)\Delta t \quad (5.90)$$

と近似できる。

(3) 微分方程式 (5.88) は

$$a(t) + 2\gamma v(t) + \omega^2 x(t) = 0$$

と書ける。すると、式 (5.90) は

$$v(t + \Delta t) = v(t) - \{2\gamma v(t) + \omega^2 x(t)\}\Delta t \quad (5.91)$$

となる。

**減衰振動における  $x(t)$  の挙動を数値的に把握するための関係式**

$$x(t + \Delta t) = x(t) + v(t)\Delta t \quad (5.103)$$

$$v(t + \Delta t) = v(t) - \{2\gamma v(t) + \omega^2 x(t)\}\Delta t \quad (5.105)$$

<sup>(26)</sup>「ファインマン物理学」にも載っている方法と書いたが、これは、ファインマン物理学だけの特殊な方法ではない。この方法は微分方程式が解析的に解くことができない時や、計算機で  $x(t)$  の挙動を予測する時に使われる方法の1つである。 $\frac{dx}{dt}$  を差分を使って近似するのだが、差分の書き方にはいくつかある。

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{x(t + \Delta t) - x(t)}{\Delta t} \\ \frac{dx}{dt} &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{x(t) - x(t - \Delta t)}{\Delta t} \\ \frac{dx}{dt} &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{x(t + \Delta t) - x(t - \Delta t)}{2\Delta t} \end{aligned}$$

また、微分方程式が  $\frac{dx}{dt} = f(t, x(t)) \equiv f(t)$  と書けると、右辺の  $f$  を

$$f \simeq \frac{f(t + \Delta t) + f(t)}{2}$$

のように書くなど、コンピューターを使って計算するためにどのように表現する方法はたくさんある。今回取り上げた方法は、コンピューターによる計算 (数値計算) による常微分方程式の解法としては、一番シンプルな「陽的 Euler 法」と同等の解法である。

式 (5.89) と式 (5.91) の関係式を利用すれば、 $x(0)$  と  $v(0)$  を決めると、 $n\Delta t$  たった後の位置と速度が求められる。今回は、初期条件として、 $x(0) = 1$ ,  $v(0) = 0$  の場合を考える。微分方程式 (5.93) は、 $\gamma^2$  と  $\omega^2$  の大小関係により、解が 3 種類に分けられることが知られている。そこで、以下の 3 パターンについて、上記の関係式を用いて、 $x(t)$  の挙動を求めてみる。

(A)  $\gamma = 1.5, \omega = 1$  のとき

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 3\frac{dx}{dt} + x = 0$$

(B)  $\gamma = 1, \omega = 1$  のとき

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\frac{dx}{dt} + x = 0$$

(C)  $\gamma = 1, \omega = 7$  のとき

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\frac{dx}{dt} + 49x = 0$$

$\Delta t = 0.01$  として、 $0 \leq t \leq 10$  の範囲でコンピュータで計算させた結果は以下の図 5.20 のようになる。青色の曲線が (A)、オレンジ色の曲線が (B)、黄緑色の曲線が (C) の場合に対応している。

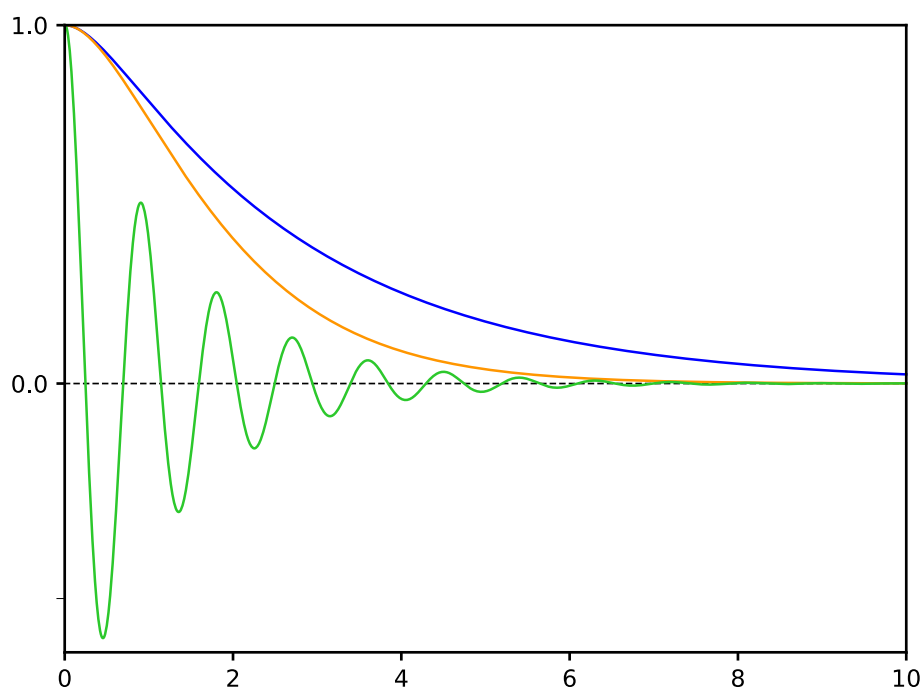


図 5.20 減衰振動における  $x(t)$  の時間変化

(A) と (B) は単調に減衰して、(C) は振動しながら山が徐々に小さくなっていることがわかる。 $\gamma^2$  と  $\omega^2$  の大小関係と、 $x(t)$  の挙動の詳細については、付録編 B.4 「減衰振動と強制振動 (再考)」 (195 ページ) で記すことにする。重要なのは、(A)、(B)、(C) のどの場合においても、 $|x(t)|$  は  $t$  が大きくなると 0 に近づくことである。実際、式 (5.88) の形の微分方程式の解  $x(t)$  は、 $t$  が十分大きくなると、0 に近づくことが知られている。

### 5.6.3 強制振動

次に、「強制振動」について考える。強制振動はその名の通り、外力により物体が強制的に振動させられる。強制振動と同じ形の方程式が、高校物理の電磁気学分野の「交流回路」のところで登場する。

強制振動は、減衰振動と同じ状況に、さらに、物体に  $F(t) = F_0 \cos \omega_0 t$  の外力が働く場合である。言葉でいうのは簡単だが、数学的に処理するのはとても面倒である。なお、この subsection では、外力の角振動数  $\omega_0$  は  $\omega_0 \neq \omega$  を満たすものとする。また、 $F_0$  は定数とする。

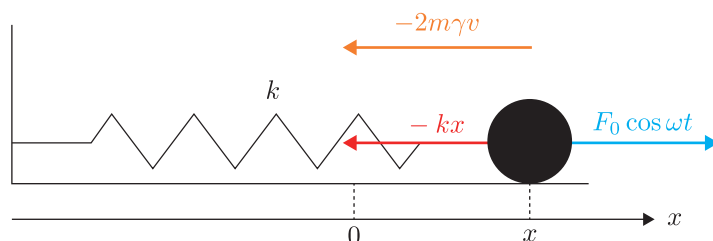


図 5.21 強制振動

#### 強制振動を表現する微分方程式

##### (運動方程式)

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -m\omega^2 x - 2m\gamma \frac{dx}{dt} + F_0 \cos \omega_0 t \quad (5.92)$$

$f_0 = F_0/m$  で定義すると、以下のように整理できる。

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\gamma \frac{dx}{dt} + \omega^2 x = f_0 \cos \omega_0 t \quad (5.93)$$

式 (5.93) で表される微分方程式の解  $x(t)$  の挙動についても、減衰振動と同様の方法で把握しよう。使う式はこの2つである。

$$x(t + \Delta t) = x(t) + v(t)\Delta t$$

$$v(t + \Delta t) = v(t) + a(t)\Delta t$$

ただ、今回は微分方程式が、

$$a(t) + 2\gamma v(t) + \omega^2 x(t) = f_0 \cos \omega_0 t$$

なので、 $a(t) = -2\gamma v(t) - \omega^2 x(t) + f_0 \cos \omega_0 t$  となるから、 $v(t)$  の更新式が

$$v(t + \Delta t) = v(t) - \{2\gamma v(t) + \omega^2 x(t)\}\Delta t + f_0 \cos \omega_0 t \Delta t \quad (5.94)$$

となる。

#### 強制振動における $x(t)$ の挙動を数値的に把握するための関係式

$$x(t + \Delta t) = x(t) + v(t)\Delta t \quad (5.103)$$

$$v(t + \Delta t) = v(t) - \{2\gamma v(t) + \omega^2 x(t)\}\Delta t + f_0 \cos \omega_0 t \Delta t \quad (5.108)$$



初期条件として、 $x(0) = 1$ ,  $v(0) = 0$  としてコンピュータで計算させた。 $\Delta t = 0.01$ ,  $f = 0.1$ ,  $\omega_0 = 3$  として、以下の2パターンについて  $x(t)$  の挙動を求めた。

(A)  $\gamma = 1.5$ ,  $\omega = 1$  のとき

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 3\frac{dx}{dt} + x = 0.1 \cos 3t$$

(B)  $\gamma = 1$ ,  $\omega = 7$  のとき

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\frac{dx}{dt} + 49x = 0.1 \cos 3t$$

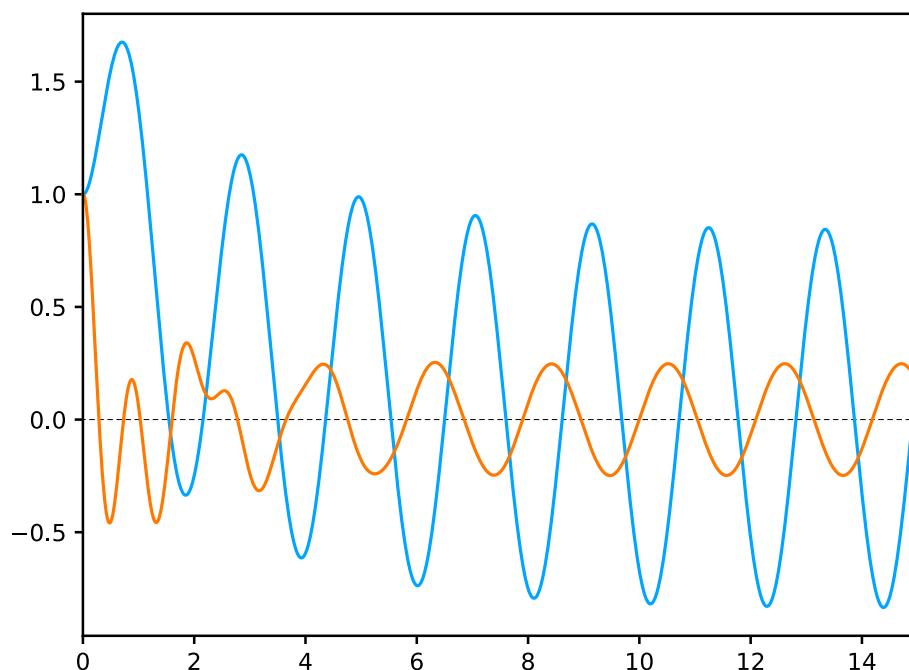


図 5.22 強制振動における  $x(t)$  の時間変化

水色の曲線が (A) の場合に、オレンジ色の曲線が (B) の場合に対応する。水色の曲線は、山の高さが徐々に小さくなっていることがわかる。一方、オレンジの曲線は、最初は不規則な振動をしているが、 $t \geq 6$  では山の高さがほぼ一定の周期的な振動をしているように見える。

#### 5.6.4 強制振動の挙動と特別解

数値計算の結果は図 5.22 のようになることがわかった。このことを数式を用いて説明することを考えてみよう。ここで、『新・物理入門問題演習』の交流の部分を読んでみると、式 (5.93) の右辺の形が  $\cos \omega_0 t$  の定数倍なので、

$$x(t) = A \cos(\omega_0 t + \delta)$$

というような内容が書かれている<sup>(27)</sup>。でも、なぜ、これで良いのか。

減衰振動の式

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\gamma\frac{dx}{dt} + \omega^2x = 0 \quad (5.88)$$

<sup>(27)</sup>私の高校時代の物理の先生も、 $x(t) = A \cos(\omega_0 t + \delta)$  とおけば良いというようなことを言っていた。高校時代の物理の先生は、単に山本義隆先生の書かれたことをパクっているだけだが。

の解 (一般解) を  $x_1(t)$  とし、

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\gamma\frac{dx}{dt} + \omega^2x = f_0 \cos \omega_0 t$$

を満たす  $x(t)$  のうち、容易にみつけれられるもの (これを特解) を  $x_2(t)$  としよう。

この時、 $x(t)$  として、 $x(t) = x_1(t) + x_2(t)$  をとると、これも式 (5.107) を満たす。なぜなら、

$$\begin{aligned} \text{式 (5.96) の左辺} &= \frac{d^2}{dt^2}\{x_1(t) + x_2(t)\} + 2\gamma\frac{d}{dt}\{x_1(t) + x_2(t)\} + \omega^2\{x_1(t) + x_2(t)\} \\ &= \left\{ \frac{d^2x_1(t)}{dt^2} + 2\gamma\frac{dx_1(t)}{dt} + \omega^2x_1(t) \right\} + \left\{ \frac{d^2x_2(t)}{dt^2} + 2\gamma\frac{dx_2(t)}{dt} + \omega^2x_2(t) \right\} \\ &= 0 + f_0 \cos \omega_0 t \\ &= f_0 \cos \omega_0 t \end{aligned}$$

となるからである。すると、強制振動の解は、減衰振動の解に特解を足したものとなる。減衰振動の解は  $t$  が大きくなると減衰して、 $t \rightarrow \infty$  の極限で 0 に収束するものである。そのため、 $t$  が十分大きくなると、特解の方が支配的になる。だから、強制振動では特解が重要であり、その特解が『新・物理入門問題演習』に記されている

$$x(t) = A \cos(\omega_0 t + \delta)$$

なのである。

では、その容易に見つけられる  $x_2(t)$  を見つけることにしよう。 $x(t) = A \cos(\omega_0 t + \delta)$  を式 (5.93) に代入すると、

$$\begin{aligned} -A\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \delta) - 2A\gamma\omega_0 \sin(\omega_0 t + \delta) + A\omega^2 \cos(\omega_0 t + \delta) &= f_0 \cos \omega_0 t \\ \therefore A(\omega^2 - \omega_0^2) \cos(\omega_0 t + \delta) - 2A\gamma\omega_0 \sin(\omega_0 t + \delta) &= f_0 \cos \omega_0 t \end{aligned}$$

となる。両辺を  $\cos$  で統一するために、三角関数の合成をする。

$$\begin{cases} \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + (2\gamma\omega_0)^2}} = \cos \phi \\ \frac{2\gamma\omega_0}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + (2\gamma\omega_0)^2}} = \sin \phi \end{cases} \quad (5.95)$$

とおくと、

$$A\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + (2\gamma\omega_0)^2} \cos(\omega_0 t + \delta + \phi) = f_0 \cos \omega_0 t$$

となる。これより、両辺の振幅と位相の部分と比較すると、 $A$  と  $\delta$  は、

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + (2\gamma\omega_0)^2}} \quad (5.96)$$

$$\delta = -\phi = -\arctan\left(\frac{2\gamma\omega_0}{\omega^2 - \omega_0^2}\right) \quad (5.97)$$

と書ける<sup>(28)</sup>。

---

<sup>(28)</sup>  $\arctan x$  は次のように定義される。

$$-\pi/2 < x < \pi/2 \text{ の範囲内で、} y = \tan x \iff x = \arctan y$$

そのため、式 (5.97) では、 $\phi$  は  $\tan \phi = \frac{2\gamma\omega_0}{\omega^2 - \omega_0^2}$  を満たすので、 $\phi = \arctan\left(\frac{2\gamma\omega_0}{\omega^2 - \omega_0^2}\right)$  と書ける。

以上より、式 (5.93) の解は、上の  $\phi$  を使って、

$$x(t) = (\text{減衰項}) + \frac{f_0}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + (2\gamma\omega_0)^2}} \cos(\omega_0 t - \phi) \quad (5.98)$$

と書ける。

$t$  が十分大きくなり、「減衰項」が  $\left| \frac{f_0}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + (2\gamma\omega_0)^2}} \right|$  に比べて十分小さくなると、式 (5.98) は、最初においた  $x(t) = A \cos(\omega_0 t + \delta)$  の部分が支配的になる。「新・物理入門問題演習」を含め、高校物理の交流の部分では、この「定数項」を無視できるぐらい時間がたってからのことを考える。「減衰項」を無視できるような状態を**定常状態**という。



## 第 6 章 万有引力

長い単振動の話の後に扱うのは、万有引力の話である。この宇宙にある全ての物体は相互作用しあっている。それは、小さな原子・分子のレベルから、地球と太陽・月といった大きなレベルまで当てはまることである。この section では、これまで扱った質点の話から離れて、惑星のレベルの話をする。具体的には、Kepler が発見した 3 つの法則と「万有引力」の関係性について見ていく。そこで、現在の高校物理には登場しない「角運動量」をこの T<sub>E</sub>X ノートに登場させる。まず、その準備として、「ベクトルの外積」の話をする。その後、高校物理では「剛体」の部分で登場する「力のモーメント」の話をしてから、「角運動量」に触れる。

この chapter の演習問題では、現在の高校物理では扱っていない中心力問題も考える。「中心力」という概念が高校物理では登場しないが、「角運動量」の話と同時に登場させる。惑星の運動も中心力問題であるが、「ケプラー問題」などと別物として考えられている。前の chapter のメインテーマである「単振動」も中心に向かって力が働いているので、中心力として考えられるが、別物として扱われる。

### 6.1 角運動量保存則

#### 6.1.1 ベクトルの外積

まずは、ベクトルの外積の話をする。高校物理では直接外積の話は出てこないが、ベクトルの外積が関係している概念として、「力のモーメント」がある。あと、電磁気学の「ローレンツ力」のところで、ベクトルの外積が根底にある内容が登場する。しかし、高校数学で、ベクトルの外積は扱わないこともあり<sup>(1)</sup>、高校物理でベクトルの外積は出てこない。この T<sub>E</sub>X ノートでは、ここでベクトルの外積を登場させる。

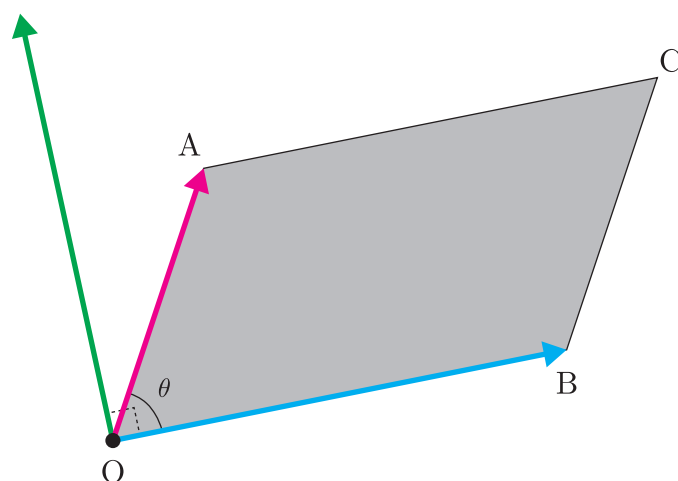


図 6.1 ベクトルの外積

<sup>(1)</sup>新学習指導要領ではベクトルは数学 C の内容になってしまう。高校 2 年生のうちにベクトルを習わなくなってしまうと、高校物理の内容はどうなるのか。

図6.1の $\overrightarrow{OA}$ ,  $\overrightarrow{OB}$ をそれぞれ $\mathbf{a}$ ,  $\mathbf{b}$ と書くことにする。この時、ベクトルの外積 $\mathbf{a} \times \mathbf{b}$ を次の条件を満たすベクトルと定義する。

### $\mathbf{a} \times \mathbf{b}$ の定義

1. 向き:  $\mathbf{a}$  から  $\mathbf{b}$  の方向にネジを回したとき、ネジの進む方向。  
2つのベクトル  $\mathbf{a}$  とベクトル  $\mathbf{b}$  の張る平面<sup>(2)</sup>に垂直なベクトル。
2. 大きさ:  $\mathbf{a}$  と  $\mathbf{b}$  のなす角を  $\theta$  とし、 $\mathbf{a}$ ,  $\mathbf{b}$  の大きさを  $a$ ,  $b$  とした時、 $ab \sin \theta$   
すなわち、 $\mathbf{a}$  と  $\mathbf{b}$  の張る平行四辺形の面積と  $\mathbf{a} \times \mathbf{b}$  の大きさ  $|\mathbf{a} \times \mathbf{b}|$  は等しい。

ベクトルの外積は、内積と違って、2つのベクトルから新しいベクトルを作る。ここで、上のベクトルの定義より、ベクトルの外積に関する次の重要な性質がわかる。

- $\mathbf{a} \times \mathbf{b} = -\mathbf{b} \times \mathbf{a}$
- $\mathbf{a}$  と  $\mathbf{b}$  のなす角が  $\theta = 0, \pi, -\pi$  のとき、つまり、 $\mathbf{a}$  と  $\mathbf{b}$  が平行<sup>(3)</sup>である時、 $\mathbf{a} \times \mathbf{b} = \mathbf{0}$

この2つの性質は、ベクトルの内積の時に成立する以下の性質と対応するが、微妙に内積と異なるので注意を要する<sup>(4)</sup>。

- $\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} = \mathbf{b} \cdot \mathbf{a}$
- $\mathbf{a}$  と  $\mathbf{b}$  のなす角が  $\theta = \pi/2, -\pi/2$  のとき、つまり、 $\mathbf{a}$  と  $\mathbf{b}$  が垂直である時、 $\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} = 0$

次に、 $\mathbf{a}$  と  $\mathbf{b}$  の外積  $\mathbf{a} \times \mathbf{b}$  の成分表示を記す。上の定義に対応する成分表示は以下のようになることが知られている。

### $\mathbf{a} \times \mathbf{b}$ の成分表示

$\mathbf{a} = (a_1, a_2, a_3)$  と  $\mathbf{b} = (b_1, b_2, b_3)$  の外積  $\mathbf{a} \times \mathbf{b}$  の成分表示は

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_2 b_3 - a_3 b_2 \\ a_3 b_1 - a_1 b_3 \\ a_1 b_2 - a_2 b_1 \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

この公式を認めると、内積と同様に分配法則が成立することが導かれる。つまり、

$$\mathbf{a} \times (\mathbf{b} + \mathbf{c}) = \mathbf{a} \times \mathbf{b} + \mathbf{a} \times \mathbf{c} \quad (6.2)$$

$$(\mathbf{a} + \mathbf{b}) \times \mathbf{c} = \mathbf{a} \times \mathbf{c} + \mathbf{b} \times \mathbf{c} \quad (6.3)$$

(2) 「2つのベクトル  $\mathbf{a}$  とベクトル  $\mathbf{b}$  の張る平面」とは、以下の集合に属する点の集まりである。

$$\{\mathbf{r} \mid \mathbf{r} = c_1 \mathbf{a} + c_2 \mathbf{b}, \mathbf{r} \text{ は 3次元ベクトル。} c_1, c_2 \text{ は任意の実数。}\}$$

(3) ここでいう「 $\mathbf{a}$  と  $\mathbf{b}$  が平行である」とは、ある実数  $k$  を用いて、 $\mathbf{b} = k\mathbf{a}$  と書けることである。

(4) 大学の線形代数学では、内積の性質として、 $\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} = \mathbf{b} \cdot \mathbf{a}$  は存在しない。というのも、この性質はベクトル  $\mathbf{a}$  と  $\mathbf{b}$  が実ベクトルの時に限る。実ベクトルは全ての成分が実数のベクトルのことである。高校数学や高校物理で扱うベクトルは実ベクトルなので、内積計算が出てきたとき、 $\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} = \mathbf{b} \cdot \mathbf{a}$  の性質が成立すると考えて良い。

が導かれる。

この公式は認めることにして先に進む。次に、 $\mathbf{A} \times \mathbf{B}$  の時間微分を考える。 $\mathbf{a} = (a_1, a_2, a_3)$ ,  $\mathbf{b} = (b_1, b_2, b_3)$  とおくと、 $\mathbf{a} \times \mathbf{b}$  の時間微分は、

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a_2 b_3 - a_3 b_2 \\ a_3 b_1 - a_1 b_3 \\ a_1 b_2 - a_2 b_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{d}{dt}(a_2 b_3 - a_3 b_2) \\ \frac{d}{dt}(a_3 b_1 - a_1 b_3) \\ \frac{d}{dt}(a_1 b_2 - a_2 b_1) \end{pmatrix}$$

となる。 $\mathbf{a}$  と  $\mathbf{b}$  の各成分が時間  $t$  に依存する場合を考えよう。 $x$  成分は、

$$\frac{d}{dt}(a_2 b_3 - a_3 b_2) = \frac{da_2}{dt} \cdot b_3 + a_2 \cdot \frac{db_3}{dt} - \frac{da_3}{dt} \cdot b_2 + a_3 \cdot \frac{db_2}{dt}$$

と計算できる。同様に  $\frac{d}{dt}(\mathbf{a} \times \mathbf{b})$  の  $y, z$  成分も考えると、

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) &= \begin{pmatrix} \frac{da_2}{dt} \cdot b_3 + a_2 \cdot \frac{db_3}{dt} - \frac{da_3}{dt} \cdot b_2 - a_3 \cdot \frac{db_2}{dt} \\ \frac{da_3}{dt} \cdot b_1 + a_3 \cdot \frac{db_1}{dt} - \frac{da_1}{dt} \cdot b_3 - a_1 \cdot \frac{db_3}{dt} \\ \frac{da_1}{dt} \cdot b_2 + a_1 \cdot \frac{db_2}{dt} - \frac{da_2}{dt} \cdot b_1 - a_2 \cdot \frac{db_1}{dt} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \frac{da_2}{dt} \cdot b_3 - \frac{da_3}{dt} \cdot b_2 \\ \frac{da_3}{dt} \cdot b_1 - \frac{da_1}{dt} \cdot b_3 \\ \frac{da_1}{dt} \cdot b_2 - \frac{da_2}{dt} \cdot b_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} a_2 \cdot \frac{db_3}{dt} - a_3 \cdot \frac{db_2}{dt} \\ a_3 \cdot \frac{db_1}{dt} - a_1 \cdot \frac{db_3}{dt} \\ a_1 \cdot \frac{db_2}{dt} - a_2 \cdot \frac{db_1}{dt} \end{pmatrix} \\ &= \frac{d\mathbf{a}}{dt} \times \mathbf{b} + \mathbf{a} \times \frac{d\mathbf{b}}{dt} \end{aligned} \quad (6.4)$$

と計算できる。ただし、 $\frac{d\mathbf{a}}{dt} = \left( \frac{da_1}{dt}, \frac{da_2}{dt}, \frac{da_3}{dt} \right)$  とする。

### 6.1.2 ベクトルのモーメントと角運動量

ベクトルの外積に続いて、ベクトルのモーメントを定義し、それをもとに角運動量を定義する。空間のある点  $P$  にベクトル  $\mathbf{A}$  が与えられたとき、ある特定の点  $O$  を定め、「点  $O$  のまわりのベクトル  $\mathbf{A}$  のモーメント」を

$$(\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_O) \times \mathbf{A} \quad (6.5)$$

と定義する。角運動量は、この  $\mathbf{A}$  が運動量ベクトル  $\mathbf{p}$  の時の「点  $O$  のまわりの運動量ベクトル  $\mathbf{p}$  のモーメント」として定義される。

角運動量ベクトル  $\mathbf{L}$  は、位置ベクトル  $\mathbf{r}$  と運動量ベクトル  $\mathbf{p}$  を用いて、

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} \quad (6.6)$$

と書ける。 $\mathbf{L}$  の大きさ  $L = |\mathbf{L}|$  は、点  $P(\mathbf{r})$  にある質点の原点  $O$  のまわりの回転運動の勢いを表す指標である。 $\mathbf{L}$  の向きは回転軸の向きを表し、 $\mathbf{L}$  に対して、右ネジの回転方向(反時計回り)が回転の向きを表す。

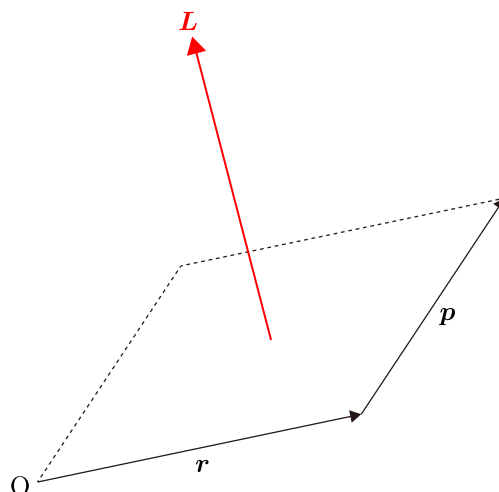


図 6.2 角運動量ベクトルと位置ベクトル、運動量ベクトルの関係

### 6.1.3 角運動量保存則

角運動量の時間微分を考えよう。運動量ベクトル  $\mathbf{p}$  が  $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$  と書けることと、運動方程式  $m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F}$  より、

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{L}}{dt} &= \frac{d}{dt}(\mathbf{r} \times \mathbf{p}) = \frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{p} + \mathbf{r} \times \frac{d\mathbf{p}}{dt} \\ &= \mathbf{v} \times (m\mathbf{v}) + \mathbf{r} \times \mathbf{F} \end{aligned}$$

となる。

- 第1項：ベクトルの外積の性質から  $\mathbf{0}$  である。
- 第2項： $\mathbf{r} \times \mathbf{F}$  は、点  $O$  のまわりのベクトル  $\mathbf{F}$  のモーメントを表す式である。ここで、位置ベクトル  $\mathbf{r}$  と  $\mathbf{F}$  の外積  $\mathbf{r} \times \mathbf{F}$  は、回転を引き起こす能力の指標を表すベクトルで、 $\mathbf{N}$  と表す<sup>(5)</sup>。

すると、角運動量ベクトル  $\mathbf{L}$  の時間微分は、

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mathbf{N} \quad (6.7)$$

と表せる。この式は、 $\mathbf{N}$  によって回転が生じ、勢い  $\mathbf{L}$  が変化することを表している。

さて、 $\mathbf{N} = \mathbf{0}$  となるのは、 $\mathbf{N} = \mathbf{r} \times \mathbf{F}$  より、 $\mathbf{r}$  と  $\mathbf{F}$  が平行なとき、つまり、 $\mathbf{r}$  と  $\mathbf{F}$  の向きが同じか反対のときである。 $\mathbf{r}$  と  $\mathbf{F}$  の向きが同じか反対のとき、この力を特に**中心力**という。

$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mathbf{0}$  となるとき、 $\mathbf{L} = (L_x, L_y, L_z)$  と書くと、

$$\frac{dL_x}{dt} = 0, \quad \frac{dL_y}{dt} = 0, \quad \frac{dL_z}{dt} = 0,$$

となるから、 $L_x, L_y, L_z$  は時間によらず一定となる。すなわち、 $\mathbf{L}$  は時間によらない定ベクトルである。

#### 角運動量保存則

物体に働く力 (or 合力)  $\mathbf{F}$  が中心力のとき、角運動量ベクトル  $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$  は一定である。

<sup>(5)</sup> 次の chapter 「剛体のつりあい」で特に重要なベクトルとして再度登場する。



## 6.2 万有引力の性質

### 6.2.1 万有引力とは

アイザック・ニュートンの逸話といえば、リンゴの話だろう。Google で「ニュートン りんご」と検索すると、一番上に出てくるサイトは、<https://matome.naver.jp/odai/2143778201977202601> であった (2020 年 2 月 24 日)。NAVER のまとめサイトである。まとめのタイトルは、『「ニュートンがリンゴで万有引力の法則を閃いた」は、作り話』であった。「地球がリンゴを引っ張っている」とニュートンは考えたという感じのことを、小学生ぐらいの時に、小学生向けの偉人集で誰もが読んだことがあるだろう。

さて、地球がリンゴを引っ張っているという事実は、リンゴが木から落ちることから認めるしかない。でも、リンゴが地球を引っ張っているとは誰も思わないだろう。しかし、これが物理学的に正しい statement である。上で紹介したまとめサイトでは、ニュートンは天体の運動の解析を通して万有引力の存在を見つけたと書かれている。なぜ、身の回りの現象から発見することはできなかったのか。The Feynman Lectures on Physics, Volume 2 にこんな記述がある。

If you were standing at arm's length from someone and each of you had one percent more electrons than protons, the repelling force would be incredible ? How great ?

日本語訳版の訳は、「人体の中の電子が陽子より 1 パーセント多いとすると、あなたがある人から腕の長さの所に立つ時、信じられない位強い力で反発するはずである。」となっている。

この主張は簡単に確かめることができるが、そのための準備として、**万有引力の大きさを求める式とクーロンの法則**を定義する必要がある。

#### 万有引力の法則

2 つの物体の間には、常に**両者の質量  $m_1, m_2$  の積に比例し、距離  $r$  の 2 乗に反比例する万有引力  $F_G$  を及ぼしあう**。この時、万有引力の大きさ  $F_G$  は

$$F_G = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (6.8)$$

と表せる。ここに登場した比例定数  $G$  は**万有引力定数**で、 $G = 6.67 \times 10^{-11} \text{N} \cdot \text{m}^2/\text{kg}^2$  である。

#### Coulomb の法則

2 つの物体が電荷  $q_1, q_2$  を持つ時、2 つの物体の間には、常に**両者の電荷の積に比例し、距離の 2 乗に反比例するクーロン力  $F_C$  を及ぼしあう**。この時、クーロン力の大きさ  $F_C$  は

$$F_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|q_1 q_2|}{r^2} \quad (6.9)$$

と表せる。ここに登場した  $\epsilon_0$  は**真空の誘電率**で、 $\epsilon = 8.85 \times 10^{-12} \text{F/N}$  である。**クーロン力は 2 つの電荷の積が正なら斥力、負なら引力となる**。

ベクトルを使って表すと、2 つの物体の位置ベクトルが  $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$  なら、位置  $\mathbf{r}_1$  にある物体に働く万有引力  $\mathbf{F}_{2 \rightarrow 1}$  は、

$$\mathbf{F}_{2 \rightarrow 1} = G \frac{m_1 m_2}{\|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1\|^2} \frac{(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)}{\|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1\|} \quad (6.10)$$

と表せる。

今、体重 60 kg の 2 人の人が共に 1 C の電荷を帯びているとする。腕の距離を今 1 m とみなすと、2 人の間に働く万有引力  $F_G$  と静電気力  $F_C$  は、

$$F_G = 6.67 \times 10^{-11} \times 60^2 = 2.40 \times 10^{-7} \text{ N}$$

$$F_C = \frac{1}{4 \times 3.14 \times (8.85 \times 10^{-12})} = 9.00 \times 10^9 \text{ N}$$

となり、 $10^9 \text{ N}$  のレベルの静電気力を受けることがわかる。もし、2 人の電荷が異なっているなら、お互いに  $10^9 \text{ N}$  の力で引き合っていて、離れることはできないだろう。それはさておき、万有引力は  $10^{-7} \text{ N}$  であり、十分小さいことがわかる。また、 $F_C$  を  $F_G$  でわると、 $10^{16}$  のオーダーなので、万有引力は静電気力に比べてとても小さく無視できることがわかる。従って、万有引力はとても小さく、日常生活で感じることはほとんどないと言える。

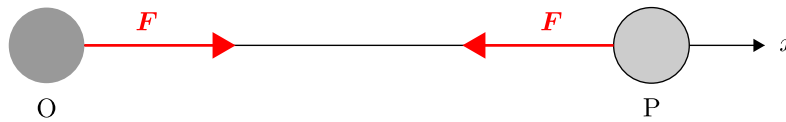
### 6.2.2 万有引力の位置エネルギー

次に、万有引力の位置エネルギーを考えよう。ここで、位置エネルギーの定義を思い出そう。

#### 位置エネルギー

物体をある点 A から基準点 O まで移動させる時、保存力がする仕事を点 O を基準とした点 A における物体の位置エネルギーと定義する。

上の「位置エネルギー」の定義から、万有引力が保存力であることを確認する必要がある。



2 つの物体の一方が原点にあるとする。そして、図のように  $x$  軸を取ることにする。 $\|\vec{OP}\| = r$  なら、2 つの物体に働く万有引力の大きさは

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}$$

となる。上の図のように軸を設定すると、右側の物体に働く万有引力は (正負も含めて書くと、)

$$F = -G \frac{m_1 m_2}{r^2}$$

とかける。そのため、位置エネルギーの基準が  $x = r_0$  であるとする、位置エネルギーは万有引力が保存力なら、上の定義より、

$$U(r) = \int_r^{r_0} \left( -G \frac{m_1 m_2}{x^2} \right) dx \quad (6.11)$$

となる。

では、万有引力が保存力であるかどうか考えよう<sup>(6)</sup>。図 6.3 のように、 $xy$  平面の原点に質点 A (質量  $M$ ) があり、点 P( $a, 0$ ) に質点 B (質量  $m$ ) があるとする。今回はこの物体の間に万有引力のみが働くとする。この状況下で、点 P から点 R( $b \cos \phi, b \sin \phi$ ) に移動するときに要する仕事を考える。ただし、 $M$  は  $m$  に比べて十分大きく、 $a < b \cos \phi$  とする。

<sup>(6)</sup> 厳密な証明は、大学で習うベクトル解析で登場する grad や rot といった概念を導入しないとできない。ここでは、保存力ならランダムに 2 つのルートを選択した時に、保存力のした仕事は 2 つのルートの選び方に依存しないという性質を使い、考えやすい 2 つのルートを選択した時に保存力のした仕事が変わらないことを確認する。

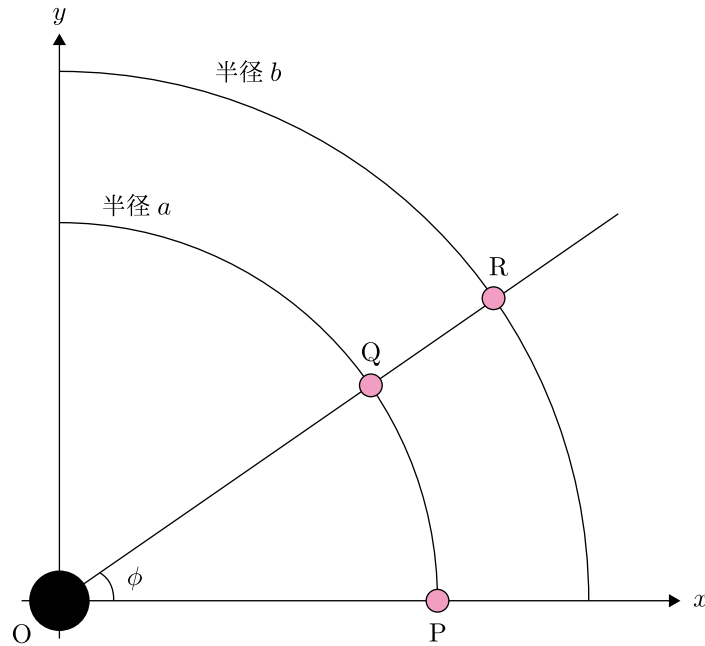


図 6.3 今回考える系の様子

「 $M$  は  $m$  に比べて十分大きい」とき、2つの物体の相互作用に実際は動くが、原点  $O$  にある質点  $A$  の変位は小さく、質点  $A$  は静止していると近似して良い。

**ルート 1** 点  $P$  から点  $Q(a \cos \phi, a \sin \phi)$  へ円弧に沿って進み、その後、直線  $QR$  に沿って、点  $R$  へと移動する。

- $PQ$  間の移動で保存力がした仕事  $W_{PQ}$  を考える。  
万有引力はその定義からもわかるように中心力である。そのため、円弧に沿って動くとき、万有引力の向きは動径方向となり、進行方向と垂直となる。そのため、 $W_{PQ} = 0$  である。
- 続けて、 $QR$  間の移動で保存力がした仕事  $W_{QR}$  を考える。  
 原点からの距離が  $r$  のとき、質点  $B$  に働く力  $F(r)$  は

$$F(r) = -G \frac{Mm}{r^2}$$

である (中心方向を向いているので、 $-$  が付いている。)。よって、 $W_{QR}$  は

$$\begin{aligned} W_{QR} &= \int_{\text{点 } Q}^{\text{点 } R} \left( G \frac{Mm}{r^2} \right) dr = \int_a^b \left( -G \frac{Mm}{r^2} \right) dr \\ &= \left[ G \frac{Mm}{r} \right]_a^b \\ &= GMm \left( \frac{1}{b} - \frac{1}{a} \right) \end{aligned} \tag{6.12}$$

よって、ルート 1 での移動で保存力がした仕事は  $W_1 = GMm \left( \frac{1}{b} - \frac{1}{a} \right)$  である。

**ルート 2**

点 P から点 S( $b \cos \phi$ , 0) へ  $x$  軸上を進み、その後、 $y$  軸に平行に点 S から点 R へと移動する。

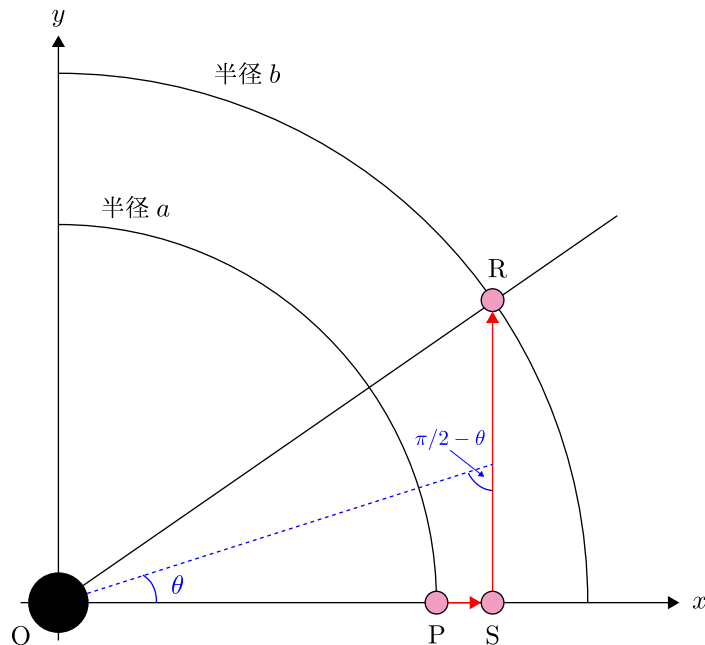


図 6.4 今回考える系の様子 (2)：ルート 2

- PS 間の移動に要した仕事は  $W_{PS}$  は<sup>(7)</sup>、

$$W_{PS} = \int_a^{b \cos \phi} \left( -G \frac{Mm}{x^2} \right) dx = GMm \left( \frac{1}{b \cos \phi} - \frac{1}{a} \right) \quad (6.13)$$

となる。

- 次に、点 S から点 R へと移動する時に保存力がする仕事  $W_{SR}$  を考える。  
線分 SR 上で物体の位置が  $(b \cos \phi, y) = (b \cos \phi, b \cos \phi \tan \theta)$  と表されるとき、中心力の大きさは、

$$|F(y)| = G \frac{Mm}{(b \cos \phi)^2 + (b \cos \phi \tan \theta)^2} = G \frac{Mm}{(b \cos \phi)^2} \cos^2 \theta \quad (6.14)$$

となる。よって、RS 間で保存力がする仕事  $W_{RS}$  は、進行方向と平行な成分 ( $y$  成分) に注目すると、

$$W_{SR} = \int_0^{b \sin \phi} -|F(y)| \cos \left( \frac{\pi}{2} - \theta \right) dy = \int_0^{b \sin \phi} -G \frac{Mm}{(b \cos \phi)^2} \cos^2 \theta \sin \theta dy \quad (6.15)$$

である。ここで、線分 RS 上の点の  $y$  座標は  $y = b \cos \phi \tan \theta$  と書けるから、 $\frac{dy}{d\theta} = b \cos \phi \frac{1}{\cos^2 \theta}$  となる。よって、上の積分は、

$$W_{SR} = \int_0^{\phi} -G \frac{Mm}{b \cos \phi} \sin \theta d\theta$$

と書ける。この積分を計算すると、以下ようになる。

$$W_{SR} = GMm \left( \frac{1}{b} - \frac{1}{b \cos \phi} \right) \quad (6.16)$$

<sup>(7)</sup>  $x$  軸上を物体が動くため積分変数を  $x$  とした。この後の S から R への移動は  $y$  軸に平行に移動するので、積分変数を  $y$  とする。

以上より、(ルート 2) の移動で保存力がした仕事  $W_2$  は、

$$W_2 = W_{PS} + W_{SR} = GMm \left( \frac{1}{b} - \frac{1}{a} \right) \quad (6.17)$$

と求められる。これは (ルート 1) の移動で保存力がした仕事  $W_1$  と等しい。

さて、なんとなく万有引力が保存力である感じがしてきた。厳密には、 $\nabla \times \mathbf{F}$  という量を評価する必要があるが、それは高校の範囲を逸脱するので、もう万有引力が保存力であることを認めることにして先に進もう。万有引力は保存力であることがわかったので、この subsection の最初にも書いた通り、位置エネルギー  $U(r)$  を

$$U(r) = \int_r^{r_0} \left( -G \frac{m_1 m_2}{x^2} \right) dx \quad ((6.11))$$

により導入することができる。この積分を計算すると、

$$U(r) = Gm_1 m_2 \left( \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right)$$

となる。位置エネルギーは基準点の位置エネルギーを 0 とするのがとても扱いやすい。そこで、万有引力の場合、通常  $G \frac{m_1 m_2}{r_0}$  が 0 となるように位置エネルギーの基準  $r_0$  を無限遠にとる。

#### 万有引力の位置エネルギー

2 つの物体 ( $m_1, m_2$ ) の距離が  $r$  のとき、無限遠を基準にした万有引力の位置エネルギー  $U(r)$  は、

$$U(r) = -G \frac{m_1 m_2}{r} \quad (6.18)$$

と書ける。

### 6.2.3 万有引力の位置エネルギーを含むエネルギー保存則

2 つの物体 ( $M, m$ ) の距離が  $r$  の時の万有引力の大きさは  $G \frac{Mm}{r^2}$  であることはすでに説明した。今度は運動方程式を変形することで、万有引力の位置エネルギーの式 (式 (6.18)) が出てくることを確認しよう。

2 つの物体の質量を  $M, m$  とし、 $M$  は  $m$  に比べて非常に大きいとする。すると、質量  $M$  の物体は静止しているとみなすことができるので、質量  $m$  の物体の運動方程式だけを考えれば良い。

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -G \frac{Mm}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r} \quad (6.19)$$

この運動方程式の両辺のベクトルと  $\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}}{dt}$  の内積をとる。

$$m\mathbf{v} \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -G \frac{Mm}{r^3} \mathbf{r} \cdot \frac{d\mathbf{r}}{dt} \quad (6.20)$$

ここで、左辺のベクトルの内積は、

$$\mathbf{v} \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dt} = v_x \frac{dv_x}{dt} + v_y \frac{dv_y}{dt} + v_z \frac{dv_z}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} v_x^2 + \frac{1}{2} v_y^2 + \frac{1}{2} v_z^2 \right) = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} v^2 \right)$$

と変形できる。すると、式 (6.20) は、

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} m v^2 \right) = -G \frac{Mm}{r^3} \cdot \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} r^2 \right)$$

となる。逆に、 $\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} r^2 \right) = r \frac{dr}{dt}$  なので、

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} m v^2 \right) = -G \frac{Mm}{r^2} \frac{dr}{dt} = \frac{d}{dr} \left( G \frac{Mm}{r} \right) \cdot \frac{dr}{dt} = \frac{d}{dt} \left( G \frac{Mm}{r} \right)$$

と変形できて、これより、

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} m v^2 - G \frac{Mm}{r} \right) = 0 \quad (6.21)$$

という式が導ける。この式は**エネルギー保存則**である。 $\frac{1}{2} m v^2$  は運動エネルギーを表す項なので、 $-G \frac{Mm}{r}$  は万有引力による位置エネルギーの項であると考えられる。以上より、運動方程式を変形することで、万有引力の位置エネルギーの式、式 (6.18) が得られることが確かめられた。

#### 6.2.4 万有引力定数 $G$ と重力加速度の大きさ $g$ の関係

地球がリンゴを引っ張っている力は何か。この答えは「万有引力」である。いや、それ以外にも「重力」と答えることもできるだろう。では、万有引力と重力の間にはどんな関係があるのか。名前が違うのだから、もちろん違うものである。しかし、大学入試の物理の問題を解く時は、「万有引力＝重力」という式を立てる。これはなぜか？

図 6.5<sup>(8)</sup>は、万有引力と重力の違いをわかりやすく説明している図である。重力は万有引力と自転の遠心力の合力である。そして、この遠心力は万有引力に比べてとても小さく無視できる。

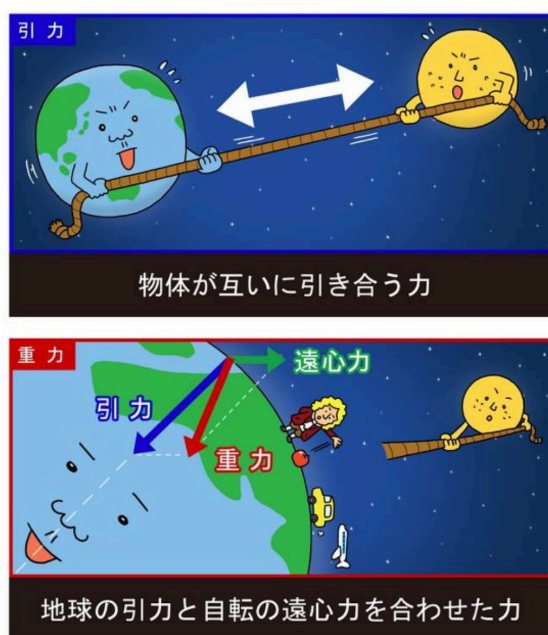


図 6.5 引力と重力の違い

万有引力定数  $G$  と重力加速度の大きさ  $g$  の関係を見る前に、遠心力が万有引力に比べて十分小さいことを確認する。次のページの図のような位置における遠心力と万有引力の大きさを考える。

ここでは、地球は完全な球体とみなし、各種の物理量として、次の値を用いることにする。

- 地球の自転周期：23 時間 56 分 4.098903691 秒 (86164.098903691 秒)

<sup>(8)</sup><https://mainichi.jp/articles/20160425/mul/00m/040/00700sc> より。

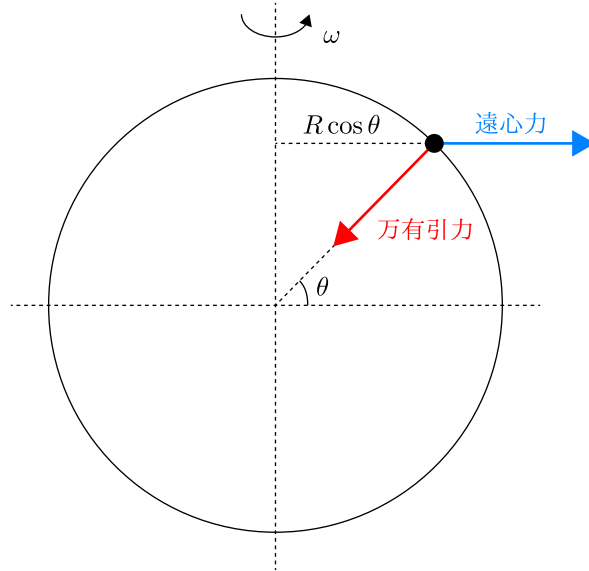


図 6.6 万有引力と地球の自転の遠心力の関係

- 地球の質量： $5.97 \times 10^{24}$  kg
- 地球の半径：6371 km

まず、地球の自転の角速度  $\omega$  を求める。自転周期は、86164.098903691 秒なので、

$$\omega = \frac{2\pi}{86164.098903691} \approx 7.29 \times 10^{-5} / \text{s}$$

である。すると、上の図の位置にある物体 (質量  $m$ ) が感じる遠心力の大きさ  $F_\omega$  は、

$$\begin{aligned} F_\omega &= m(R \cos \theta) \omega^2 = m \cos \theta \cdot 6371 \times 10^3 \times (7.29 \times 10^{-5})^2 \\ &\approx m \cos \theta \cdot 3.39^{-2} \end{aligned}$$

と求められる。一方、万有引力の大きさ  $F_G$  は、万有引力定数  $G = 6.67 \times 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 / \text{kg}^2$  を使うと、

$$F_G = G \frac{Mm}{R^2} = m \cdot \frac{6.67 \times 10^{-11} \times 5.97 \times 10^{24}}{(6371 \times 10^3)^2} \approx m \cdot 9.81$$

となる。よって、 $F_\omega$  と  $F_G$  の比は、

$$\frac{F_\omega}{F_G} = \frac{3.39 \times 10^{-2} \cos \theta}{9.81} \approx 3.46 \times 10^{-3} \cos \theta \quad (6.22)$$

となる。つまり、 $\theta$  がどんな値をとっても、遠心力の大きさは、万有引力の大きさの  $3.46 \times 10^{-3}$  倍をこえることはない。よって、自転による遠心力が万有引力より十分小さいことがわかる。しかし、 $10^{-3}$  のオーダーというのは、なんとも言いえない微妙な値であるように私は思ってしまう。

とにかく、遠心力は十分小さいことがわかったので、「重力  $\approx$  万有引力」と考えよう。すると、この2つの量の大きさは近似的に等しいので、次の式が成立する。

$$mg = G \frac{Mm}{R^2} \quad (6.23)$$

これより、 $g$  と  $G$  は

$$g = \frac{GM}{R^2}$$

という関係で結ばれることがわかる。そして、前のページの計算より、この  $g$  の値が  $9.81\text{m/s}^2$  であることもわかる。

#### 万有引力定数 $G$ と重力加速度の大きさ $g$ の関係

地球の質量を  $M$ 、半径を  $R$  とした時、 $G$  と  $g$  の間には、

$$g = \frac{GM}{R^2} \quad (6.24)$$

という関係が成立する。

### 6.2.5 第一宇宙速度と第二宇宙速度

万有引力を受ける物体の運動に関する指標として、**第一宇宙速度**と**第二宇宙速度**がある。6.2 節の最後にこの2つの速度について紹介する。以下、地球の質量を  $M$ 、半径を  $R$  とし、万有引力定数を  $G$  とする。

#### 第一宇宙速度

地表すれすれに円軌道を描く人工衛星について考えよう。ここでいう「すれすれ」とは、地表面からの高さが数メートルということではなく、地球の半径  $6371\text{km}$  に対して十分小さい高さを表す。そのため、高度  $50\text{km}$  であっても、地球半径の  $1/100$  以下なので「すれすれ」とであると言える。

この場合の人工衛星の運動方程式を立てよう。人工衛星の質量を  $m$ 、速さを  $v$  とすると、

$$m \frac{v^2}{R} = G \frac{Mm}{R^2}$$

となる。これより、 $v = \sqrt{\frac{GM}{R}} = \sqrt{gR}$  と書くこともできる。 $g = 9.81\text{m/s}^2$  と  $R = 6371\text{km}$  を使うと、この速さは約  $7.9\text{km/s}$  であることがわかる。この速さ  $v = \sqrt{gR}$  のことを**第一宇宙速度**という。

#### 第二宇宙速度

次に、地球の地表面から初速  $v$  で真上に打ち上げた時に、どこまでも高く飛んでいき無限遠方に到達する条件を考えよう。これは入試問題にもよく出てくる問題である。

エネルギー保存則を考える。無限遠方での万有引力の位置エネルギーは  $0$  なので、無限遠方に到達した場合、

$$\underbrace{\frac{1}{2}mv^2 - G\frac{mM}{R}}_{\text{点 A における力学的エネルギー}} = \underbrace{\frac{1}{2}mv_{\infty}^2}_{\text{無限遠方における力学的エネルギー}} \quad (6.25)$$

が成立する。この式の右辺は非負なので、

$$\frac{1}{2}mv^2 - G\frac{mM}{R} \geq 0 \iff v \geq \sqrt{\frac{2GM}{R}} = \sqrt{2gR}$$

を初速  $v$  が満たしていないと、無限遠方に到達することはない。

この速さ  $\sqrt{2gR}$  は無限遠方に到達するために最低限必要な速度であり、**第二宇宙速度**という。第二宇宙速度を計算すると、約  $11\text{km/s}$  であることがわかる。

これで、第一宇宙速度と第二宇宙速度の記述は十分であるが、面白い記述を見つけたので紹介する。吉田弘幸先生の『はじめて学ぶ物理学 [上] —学問としての高校物理』(日本評論社) の例 10-1 である。



初速  $v$  で真上に打ち上げた時の物体が到達する最高点の地表面からの高さを  $h$  とする。このときのエネルギー保存則を考える。最高点が  $h$  ということは地球の中心からの距離は  $R + h$  である。また、最高点では速度が 0 になるので、エネルギー保存則を考えると、次の式が成立する。

$$\underbrace{\frac{1}{2}mv^2 - G\frac{mM}{R}}_{\text{点 A における力学的エネルギー}} = \underbrace{-G\frac{mM}{R+h}}_{\text{無限遠方における力学的エネルギー}} \quad (6.26)$$

この式を解いて  $h$  を求める。まず、 $GM = gR^2$  を用いて、式 (6.26) を書き換えると、

$$\underbrace{\frac{1}{2}mv^2 - mgR}_{\text{点 A における力学的エネルギー}} = \underbrace{-mg\frac{R^2}{R+h}}_{\text{無限遠方における力学的エネルギー}} \quad (6.27)$$

となる。これを変形すると、

$$R + h = \frac{mgR^2}{mgR - \frac{1}{2}mv^2} = \frac{2gR^2}{2gR - v^2} \quad (6.28)$$

となる。ゆえに、最高点  $h$  は以下ようになる。

$$h = \frac{2gR^2}{2gR - v^2} - R = \frac{v^2}{2gR - v^2}R \quad (6.29)$$

さて、ここまでとりあえず  $h$  を求めることを意識して式変形をしてきたが、注意しないといけない点があった。それは、式 (6.27) から式 (6.28) の変形で、 $mv^2/2 - mgR$  で割っているのですが、この量は non-0 ではないといけない。式 (6.27) の右辺は負の量なので、式 (6.29) の  $h$  を求める際は、式変形の裏で、

$$\frac{1}{2}mv^2 - mgR < 0 \iff v^2 < 2gR$$

が要請されている。この要請をクリアしていないと、式 (6.29) の  $h$  は負になってしまう。

次に、 $v^2$  と  $h$  の関係を調べよう。式 (6.29) より、

$$\frac{dh}{d(v^2)} = \frac{2gR^2}{(2gR - v^2)^2} > 0, \quad \lim_{v^2 \rightarrow 2gR} h = +\infty$$

であることがすぐにわかる。したがって、初速  $v$  が大きくなると最高点の高さ  $h$  が大きくなり、 $v < \sqrt{2gR}$  の場合は  $h$  は有限となる。そして、 $v \rightarrow \sqrt{2gR}$ 、 $v > \sqrt{2gR}$  の場合は無限遠方に到達する。先ほどの第二宇宙速度  $\sqrt{2gR}$  は無限遠方に到達するかどうかの境界の速度である。

## 6.3 Keplerの法則と惑星の運動

このsectionでは、Keplerの法則をまず紹介して、Keplerの法則と既に登場した万有引力の式に基づき、惑星の運動を解析する。このsectionでは、高校物理の教科書に記載されているレベルを逸脱するが、数学3レベルまでの数学でけっこう対処できるので、数学的な解析も適宜記す。

### 6.3.1 Keplerの法則とは？

太古の昔から太陽や月、星々に関する興味を人は持っていた。特に、天動説と地動説については昔から論争があった。前のsectionではNewtonが万有引力を発見したことを記したが、これはティコ・ブラーエ (Tycho Brahe) による天体の観測の成果と、その後のケプラー (Kepler) による解析の成果が大きく影響している。ケプラーが発見したことは以下に記す **Keplerの3法則** としてまとまっている。

#### Keplerの法則

1. 惑星は太陽を1つの焦点とする楕円上を動く。
2. 面積速度は一定。
3. 惑星の公転周期  $T$  と軌道楕円の長半径  $a$  の間には、

$$\frac{T^2}{a^3} = \text{const.} \quad (6.30)$$

の関係がある。

Keplerの法則について具体的に見ていこう。第1法則と第3法則についてはそれ以上のことを言っていない。ただ、第3法則はNewtonが惑星に対する太陽の引力が距離の2乗に反比例することを導くきっかけになっている。文章にするとシンプルだけど、非常に重要な法則である。

第2法則について。ここでは**面積速度**という言葉が出てくる。**面積速度**は、動径ベクトルが単位時間あたりに通過する面積により定義される。

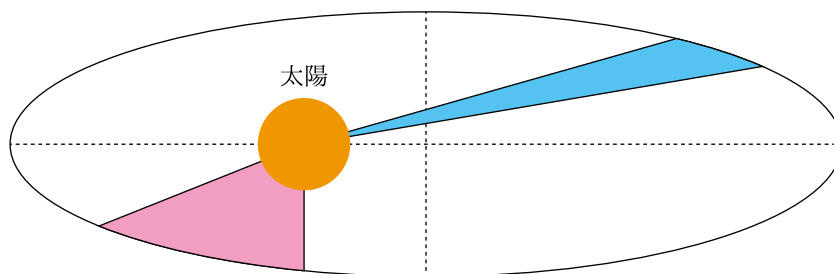


図 6.7 Keplerの第2法則：面積速度は等しい

### 6.3.2 面積速度保存則

2020 年 2 月 26 日に行われた東大入試の 2 日目。Twitter に前年よりも物理の問題が難しくなったというツイートが多数投稿された。また、第 1 問に「暗黒物質」に関する簡単な考察が問題に登場して話題になった。そんな第 1 問の前半の話題は「面積速度」であった。問題文の冒頭で面積速度の定義が記され、それをもとに解く問題だった。この subsection では、まず一般論を記したあと、受験生を苦しめた東大入試を考えることにする。

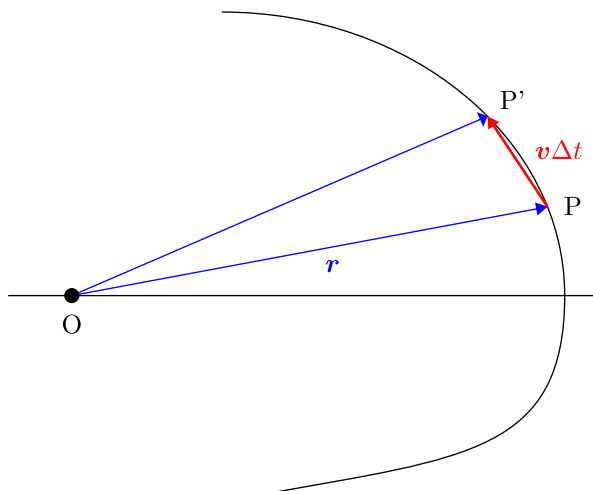


図 6.8 面積速度の定義

点  $P(\mathbf{r})$  から点  $P'(\mathbf{r} + d\mathbf{r} = \mathbf{r} + \mathbf{v}\Delta t)$  まで動径ベクトルが動いた時に通過する面積を考える。 $\Delta t$  が十分小さい時、点  $P$  と点  $P'$  をつなぐ曲線を近似的に直線と近似できる。そのため、動径ベクトルが動いた時に通過する面積  $\Delta S$  は三角形  $OPP'$  の面積で表される。三角形の面積は数学 1 で習うように、 $S = \frac{1}{2}ab \sin \theta$  の公式で求められるが、これはベクトルの外積を使って書き直すことができる。三角形  $OPP'$  の面積は、ベクトル  $\overrightarrow{OP}$  と  $\overrightarrow{PP'}$  が張る平行四辺形の面積の半分なので、

$$\Delta S = \frac{1}{2} |\mathbf{r} \times \mathbf{v}\Delta t| = \frac{1}{2} |\mathbf{r} \times \mathbf{v}| \Delta t$$

とかける。ここで、角運動量  $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$  との関連を見ていくことにする。

$$\frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{1}{2} |\mathbf{r} \times \mathbf{v}|$$

であり、 $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m$  を使うと、

$$\frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{1}{2m} |\mathbf{r} \times \mathbf{p}| = \frac{|\mathbf{L}|}{2m}$$

が得られる。ここで、 $\Delta t \rightarrow 0$  の極限をとると、

$$\frac{dS}{dt} = \frac{|\mathbf{L}|}{2m} \quad (6.31)$$

と書くことができる。この左辺は面積の時間微分であり、**面積速度**と言われる。この式 (6.22) より、面積速度は角運動量の大きさと結びつけられることがわかる。すると、角運動量が一定なら、面積速度も一定になる。6.1.3 「角運動量保存則」で見た通り、物体に働く力が中心力だけならば、角運動量ベクトル  $\mathbf{L}$  は一定なので、その大きさも一定である。したがって、「物体に働く力が中心力だけならば、面積速度は一定である」ことがわかる。この性質を**面積速度保存則**という。

## 面積速度保存則

物体に働く力 (or 合力)  $\mathbf{F}$  が中心力だけのとき、動径ベクトルが単位時間に通過する面積 (面積速度) は一定である。

$$\frac{dS}{dt} = \frac{|\mathbf{L}|}{2m} = \frac{1}{2} |\mathbf{r} \times \mathbf{v}| \quad (6.32)$$

続けて、例の東大の入試問題を考える。2020 年の東大物理の第 1 問の [1] を考えよう。

## 問題 13

$xy$  平面内で運動する質量  $m$  の小球を考える。小球の各時刻における位置、速度、加速度および小球に働く力のベクトルをそれぞれ

$$\mathbf{r} = (x, y), \quad \mathbf{v} = (v_x, v_y), \quad \mathbf{a} = (a_x, a_y), \quad \mathbf{F} = (F_x, F_y)$$

とする。また、小球の各時刻における原点  $O$  からの距離を  $r = |\mathbf{r}|$ 、速度の大きさを  $v = |\mathbf{v}|$  とする。なお、小球の大きさは無視できるものとする。

(1) 以下の文中の (ア)~(カ) に当てはまるものを  $v_x, v_y, a_x, a_y$  から選べ。

各時刻において原点  $O$  と小球を結ぶ線分が描く面積速度は

$$A_v = \frac{1}{2}(xv_y - yv_x) \quad (1)$$

で与えられる。ある時刻における位置および速度ベクトルが

$$\mathbf{r} = (x, y), \quad \mathbf{v} = (v_x, v_y)$$

であったとき、それらは微小時刻  $\Delta t$  たった後にそれぞれ

$$\mathbf{r}' = (x + \boxed{\text{(ア)}} \Delta t, y + \boxed{\text{(イ)}} \Delta t)$$

$$\mathbf{v}' = (v_x + \boxed{\text{(ウ)}} \Delta t, v_y + \boxed{\text{(エ)}} \Delta t)$$

に変化する。このことを用いると、微小時間  $\Delta t$  における面積速度の変化分は、

$$\Delta A_v = \frac{1}{2}(x \boxed{\text{(オ)}} - y \boxed{\text{(カ)}}) \Delta t \quad (2)$$

で与えられる。なお  $(\Delta t)^2$  に比例した面積速度の変化分は無視する。

(2) 上の結果を用いて、面積速度が時間変化しないためには力  $\mathbf{F}$  の成分  $F_x, F_y$  がどのような条件を満たせばよいか答えよ。ただし小球は原点  $O$  から離れた点にあり、力は零ベクトルではないとする。

## (解答)

(1) 速度と加速度の定義が、位置と速度の微分であることをふまえて考える。

(2)

## 6.3.3 万有引力とケプラーの法則 (演習)

2020 年春の改訂で、万有引力やケプラーの法則に関する問題も変更することにしました。以下の問題は『2016 物理重要問題集』の 49 番の問題を一部変更したものです。万有引力に関する入試問題のエッセンス、どのような公式を利用するかは太字で記した。

## 問題 14

地上の 1 点から鉛直上方へ質量  $m$  の小物体を打ち上げる。地球は半径  $R$ 、質量  $M$  の一様な球で、物体は地球から万有引力の法則に従う力を受けるものとする。ただし、地上での重力加速度の大きさを  $g$ 、万有引力定数を  $G$  とする。図 6.9 を参照して、次の問いに答えよ。また、地球の自転および公転は無視するものとする。

- (1) 地上での重力加速度の大きさ  $g$  を  $R, M, G$  を用いて表せ。
- (2) 物体の速度が地球の中心  $O$  から  $2R$  の距離にある点  $A$  で 0 になるためには、初速度の大きさをどれだけにすればよいか。  $g, R$  を用いて表せ。

物体の速度が点  $A$  で 0 になった瞬間、物体に大きさが  $v$  で  $OA$  に垂直な方向の速度を与える。

- (3) 物体が地球の中心  $O$  を中心とする等速円運動をするためには、 $v$  をどれだけにすればよいか、  $g, R$  を用いて表せ。また、この円運動の周期を  $g, R$  を用いて表せ。

点  $A$  で物体に与える速さが  $v$  が (3) で求めた値からずれると、物体の軌道は、地球の中心を 1 つの焦点とする楕円となる。楕円軌道は  $v$  が大きくなるほど大きくなり、 $v$  がある値以上になると、物体は無限遠方に飛び去ってしまう。

- (4) 物体が  $AB$  を長軸とする楕円軌道を描くとき、次の問いに答えよ。ただし、点  $B$  の地球の中心からの距離は  $6R$  である。
  - (4-a) 点  $B$  における物体の速さ  $V$  を  $v$  を用いて表せ。
  - (4-b) 速さ  $v$  を  $g, R$  を用いて表せ。
  - (4-c) この楕円軌道の周期を  $g, R$  を用いて表せ。
- (5) 物体が地球に衝突もせずかつ無限遠方に飛び去ることもなく楕円軌道を描き続けるためには、速さ  $v$  はどのような範囲になければならないか答えよ。

## (解答)

$$(1) \text{ (注 9) } g = \frac{GM}{R^2}$$

この問題 14 では、(2) 以降の問題では、 $g = \frac{GM}{R^2} \iff GM = gR^2$  を用いて、 $G, M$  を用いずに答えを表す。

- (2) エネルギー保存則を利用して求める。万有引力による位置エネルギーの基準を無限遠方にとると、

$$\underbrace{\frac{1}{2}mv_0^2 - G\frac{mM}{R}}_{\text{点 O における力学的エネルギー}} = \underbrace{-G\frac{mM}{2R}}_{\text{点 A における力学的エネルギー}} \iff v_0 = \sqrt{\frac{GM}{R}} = \sqrt{gR}$$

(9) これは公式として覚えてもよいかもしれない。6.2.5 「第一宇宙速度と第二宇宙速度」に詳細を記している。

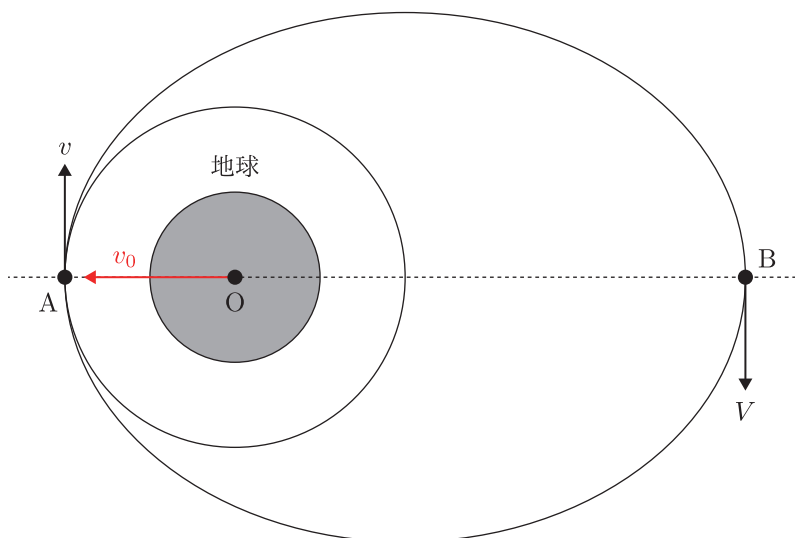


図 6.9 問題 14 で使用する図

(3) 円運動の式を使う。向心力が万有引力であることに注意する。

$$m \frac{v^2}{2R} = G \frac{mM}{(2R)^2} \iff v = \sqrt{\frac{GM}{2R}} = \sqrt{\frac{gR}{2}}$$

また、等速円運動の周期を  $T$  とすると、

$$T = \frac{2\pi(2R)}{v} = \frac{2\pi(2R)}{\sqrt{\frac{gR}{2}}} = 4\pi\sqrt{\frac{2R}{g}}$$

(4-a) 面積速度保存則を使う。

$$\underbrace{\frac{1}{2}(2R)v}_{\text{点 A での面積速度}} = \underbrace{\frac{1}{2}(6R)V}_{\text{点 B での面積速度}} \iff V = \frac{1}{3}v$$

(4-b) 再び、エネルギー保存則を使う。エネルギー保存則により、図 6.9 のような軌道を実現するための  $v$  を求めることができる。

$$\underbrace{\frac{1}{2}mv^2 - G\frac{mM}{2R}}_{\text{点 A における力学的エネルギー}} = \underbrace{\frac{1}{2}m\left(\frac{1}{3}v\right)^2 - G\frac{mM}{6R}}_{\text{点 B における力学的エネルギー}} \iff \frac{1}{2}m \cdot \frac{8}{9}v^2 = G\frac{mM}{3R}$$

が成立することから、 $v^2 = \frac{3GM}{4R} = \frac{3}{4}gR$  となる。ゆえに  $\boxed{v = \frac{1}{2}\sqrt{3gR}}$  と求められる。

(4-c) Kepler の第 3 法則を使う。楕円軌道の長半径は、図 6.9 より  $4R$  である。楕円軌道の周期を  $T'$  とすると、(周期)<sup>2</sup>/(長半径)<sup>3</sup> が一定であることより、

$$\frac{T^2}{(2a)^3} = \frac{T'^2}{(4a)^3} \iff T'^2 = 8T^2 \iff T' = 2\sqrt{2}T$$

が成立する。よって、 $\boxed{T = 16\pi\sqrt{\frac{R}{g}}}$  である。

- (5) 物体が無限遠方に飛び去るのに必要な初速度をまず考える。無限遠方での万有引力の位置エネルギーは 0 なので、無限遠方に飛び去った場合、

$$\underbrace{\frac{1}{2}mv^2 - G\frac{mM}{2R}}_{\text{点 A における力学的エネルギー}} = \underbrace{\frac{1}{2}mv_{\infty}^2}_{\text{無限遠方における力学的エネルギー}}$$

が成立する。この式の右辺は非負なので、 $v$  は  $v^2 \geq \sqrt{\frac{GM}{R}} = \sqrt{gR}$  を満たす必要がある。よって、無限遠方に飛び去らないためには、 $v < \sqrt{gR}$  を満たす必要がある。

一方、地球に衝突しないのは、 $v$  が小さくて図 6.9 の 2 点 A、B 間の距離が  $\overline{AB} \geq 3R$  となるときである。そこで、 $\overline{AB} = 3R$  の場合に注目する。

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{1}{2}(2R)v}_{\text{点 A における面積速度}} &= \underbrace{\frac{1}{2}RV}_{\text{点 B における面積速度}} \\ \underbrace{\frac{1}{2}mv^2 - G\frac{mM}{2R}}_{\text{点 A における力学的エネルギー}} &= \underbrace{\frac{1}{2}mV^2 - G\frac{mM}{R}}_{\text{点 B における力学的エネルギー}} \end{aligned}$$

この 2 式より、 $\frac{3}{2}mv^2 = G\frac{mM}{2R} \iff v^2 = \sqrt{\frac{GM}{3R}} = \sqrt{\frac{gR}{3}}$  となる。よって、これより  $v$  が大きいと、地球に衝突しない。

以上より、求める  $v$  の条件は  $\boxed{\sqrt{\frac{gR}{3}} \leq v < \sqrt{gR}}$  である。

### 6.3.4 逆2乗則から楕円軌道をとる理由を考える

6.2.1「万有引力とは」で、万有引力の大きさは距離の2乗に比例するという**逆2乗則**を紹介した。昔の人はどのように発見したのか。ニュートンをはじめとする偉大な研究者たちは実験を行い、逆2乗則を予想していたかもしれない。理論的に逆2乗則が正しいことを保証するのは、ケプラーが発見した3つの法則である。この3法則を利用することで逆2乗則が理論的に正しいのではないかと考えられ、数々の実験結果によって裏付けられていった。学問的な発展はこの順序である。

多くの教科書や参考書には逆2乗則を認めてケプラーの法則を導出することが書かれていて、逆のケプラーの法則を認めて逆2乗則を導出する記述は0である。このことは歴史的順序に反している。ただ、「逆2乗則 → ケプラーの法則」の流れはその導出過程を含めて得るものが多い。そこで、このTEXノートでも、「逆2乗則 → ケプラーの法則」のアプローチをまずしようと思う。でも、「逆2乗則 → ケプラーの法則」はとても複雑なので、その一部だけに触れる。この subsection では、タイトルにもあるように、逆2乗則を認めた上で、楕円軌道をとる理由を考える。特に、前の subsection の例題に登場した

「楕円軌道が実現するためには、人工衛星の力学的エネルギーが負の値をとることが必要である」

という文について考えることにする。

まず、準備として、第4章で取り上げた「速度・加速度の極座標表示」を確認する。

#### 速度の極座標表示

速度  $\mathbf{V}$  を極座標系で表す。原点から遠ざかる方向の成分  $V_r$  と、それに垂直な方向 (接線方向) 成分  $V_\theta$  は次のように表せる。

$$\begin{aligned} V_r &= \dot{r} = \frac{dr}{dt} \\ V_\theta &= r\dot{\theta} = r \frac{d\theta}{dt} = r\omega \end{aligned}$$

#### 加速度の極座標表示

加速度  $\mathbf{a}$  を極座標系で表す。原点から遠ざかる方向の成分  $a_r$  と、それに垂直な方向 (接線方向) 成分  $a_\theta$  は次のように表せる。

$$\begin{aligned} a_r &= \ddot{r} - r(\dot{\theta})^2 = \ddot{r} - r\omega^2 \\ a_\theta &= \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) = \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dt}(r^2\omega) \end{aligned}$$

極座標系で惑星の運動方程式を考える。惑星に働く力は中心力の万有引力だけなので、運動方程式は以下のようになる。

(向心方向の運動方程式)

$$m\{\ddot{r} - r(\dot{\theta})^2\} = -G\frac{Mm}{r^2} \quad (6.33)$$

(接線方向の運動方程式)

$$m\frac{1}{r}\frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) = 0 \quad (6.34)$$



式 (6.27) は、 $\frac{d}{dt}(mr^2\dot{\theta}) = 0$  と書けるので、これより、 $mr^2\dot{\theta} = \text{const.}$  と書ける。この一定値を  $L$  とおく。すると、 $\dot{\theta} = \frac{L}{mr^2}$  なので、式 (6.26) に代入すると、

$$m\ddot{r} - mr \left( \frac{L}{mr^2} \right)^2 + G \frac{Mm}{r^2} = 0$$

が成立する。この式を少し書き換える。 $v = \frac{dr}{dt}$  とおくと、

$$m \frac{dv}{dt} - \frac{L^2}{mr^3} + G \frac{Mm}{r^2} = 0$$

となるから、これに  $v = \frac{dr}{dt}$  をかけると、

$$mv \frac{dv}{dt} + \frac{d}{dr} \left( \frac{L^2}{2mr^2} \right) \cdot \frac{dr}{dt} + \frac{d}{dr} \left( -G \frac{Mm}{r} \right) \cdot \frac{dr}{dt} = 0$$

となる。これを変形すると、

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2}mv^2 + \frac{L^2}{2mr^2} - G \frac{Mm}{r} \right) = 0 \quad (6.35)$$

となる。これはエネルギー保存則のような式である。先ほど、 $v = \frac{dr}{dt}$  と、速度を表さないにも関わらず、速度を表すのによく使う  $v$  を用いたのは、運動エネルギーと類似する項が導けるからである。ここでは、この項を「**形式的運動エネルギー**」と呼ぶことにしよう。エネルギー保存則は位置エネルギーと運動エネルギーの総和が一定になるという法則である。このことをふまえると、 $\frac{L^2}{2mr^2} - G \frac{Mm}{r}$  は位置エネルギーに相当する項であるといえる。そこで、 $\frac{L^2}{2mr^2} - G \frac{Mm}{r}$  を「**形式的位置エネルギー**」と呼ぶことにしよう。実際、 $-G \frac{Mm}{r}$  は万有引力による位置エネルギーである。では、 $\frac{L^2}{2mr^2}$  の項は何を意味するのか。

再び運動方程式に戻って考える。運動方程式を書き直すと、次のようになる。

$$m\ddot{r} = -G \frac{Mm}{r^2} + \frac{L^2}{mr^3} \quad (6.36)$$

この式は何か。静止系から見た運動方程式は、

$$m\ddot{r} - \frac{L^2}{mr^3} = -G \frac{Mm}{r^2}$$

なので、式 (6.29) は慣性系 (惑星とともに動く観測者) から見た運動方程式といえる。すると、 $\frac{L^2}{mr^3}$  は慣性力である。それも中心から遠ざかる向きに働くことが式 (6.29) からわかるので遠心力である。そのため、式 (6.28) の  $\frac{L^2}{2mr^2}$  の項は遠心力に由来するポテンシャルといえる。

では、元に戻ろう。

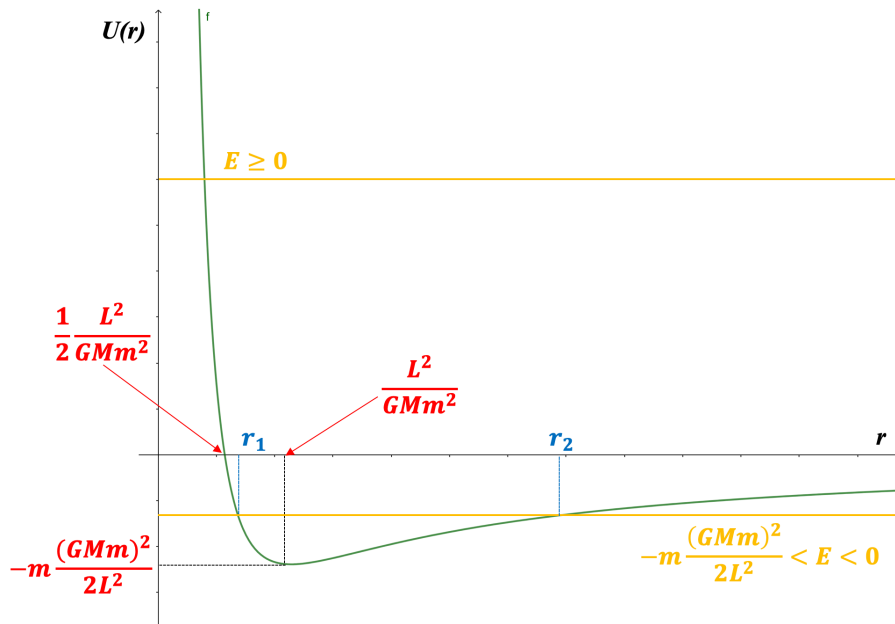
- 形式的運動エネルギー:  $K = \frac{1}{2}m \left( \frac{dr}{dt} \right)^2$
- 形式的運動エネルギー:  $U = \frac{L^2}{2mr^2} - G \frac{Mm}{r}$

とすると、式 (6.28) より  $K + U = E (= \text{const.})$  が成立する。なお、 $K \geq 0$  である。この  $E$  は全力的エネルギーである。極座標系で見ているので、とても変な感じがする。でも、この  $E$  は運動方程式を変形することで自然に出てきた  $E$  なので、全力的エネルギーである。

$K \geq 0$  より、 $E - U \geq 0$  である。つまり、初期条件により定まる  $E$  に対して、 $E \geq U$  を満たすような  $r$  を惑星はとりうる。ここで  $U$  の  $r$  依存性を調べる。 $U$  を  $r$  で微分して増減表を書くと以下ようになる。

$$\frac{dU}{dr} = -\frac{L^2}{mr^3} + G\frac{Mm}{r^2} = \frac{1}{r^3} \left( -\frac{L^2}{m} + GMmr \right)$$

$r$	0	...	$\frac{L^2}{GMm^2}$	...	$+\infty$
$\frac{dU}{dr}$		-	0	+	
$U$	$+\infty$	$\searrow$	$-\frac{m}{2L^2}(GMm)^2$	$\nearrow$	0



$E \geq U$  を満たす  $r$  を取りうることから、 $r$  の範囲について以下のことがわかる。

- $E \geq 0$ :  $U(r) = E$  となる  $r$  以上の全ての  $r$  を取りうる。( $r \rightarrow \infty$  もありうる)
- $-m \frac{(GMm)^2}{2L^2} < E < 0$ :  $r$  としては、上の図の  $r_1 \leq r \leq r_2$  の部分が該当する。
- $E = -m \frac{(GMm)^2}{2L^2}$ :  $r$  としては  $r = \frac{L^2}{GMm^2}$  のみが当てはまる。
- $E < -m \frac{(GMm)^2}{2L^2}$ :  $E \geq U$  を満たす  $r$  は存在しない。

まず、 $E = -m \frac{(GMm)^2}{2L^2}$  の時を考える。 $r_0 = \frac{L^2}{GMm^2}$  とおく。 $r$  の値として取りうるものが1つしかないというのは、ずっとその  $r$  の値  $r = r_0$  を取るということを表す。これは、 $E = -m \frac{(GMm)^2}{2L^2}$  の時は、原点からの距離が常に等しい状態を保つことを意味する。それはどんな状況か。答えは2パターンある。

- 惑星がずっと静止している状態。
- 惑星は、運動して位置を変えたとしても、半径  $r_0$  の円軌道上しか動かない。

前者の方を考えるのは無意味なので、一旦無視しよう。物理的に意味があるのは、後者の方で、エネルギーが最も安定になる時、惑星は円運動をすることがわかった。

続けて、 $-m\frac{(GMm)^2}{2L^2} < E < 0$  のときを考える。 $r$  の値は、 $r_1 \leq r \leq r_2$  をとる。まず、 $r_1$  と  $r_2$  を求めよう。

$$\frac{L^2}{2mr^2} - G\frac{Mm}{r} = E \iff Er^2 + GMmr - \frac{L^2}{2m} = 0$$

よって、2次方程式の解の公式より、

$$r = \frac{-(GMm) \pm \sqrt{(GMm)^2 + \frac{2EL^2}{m}}}{2E}$$

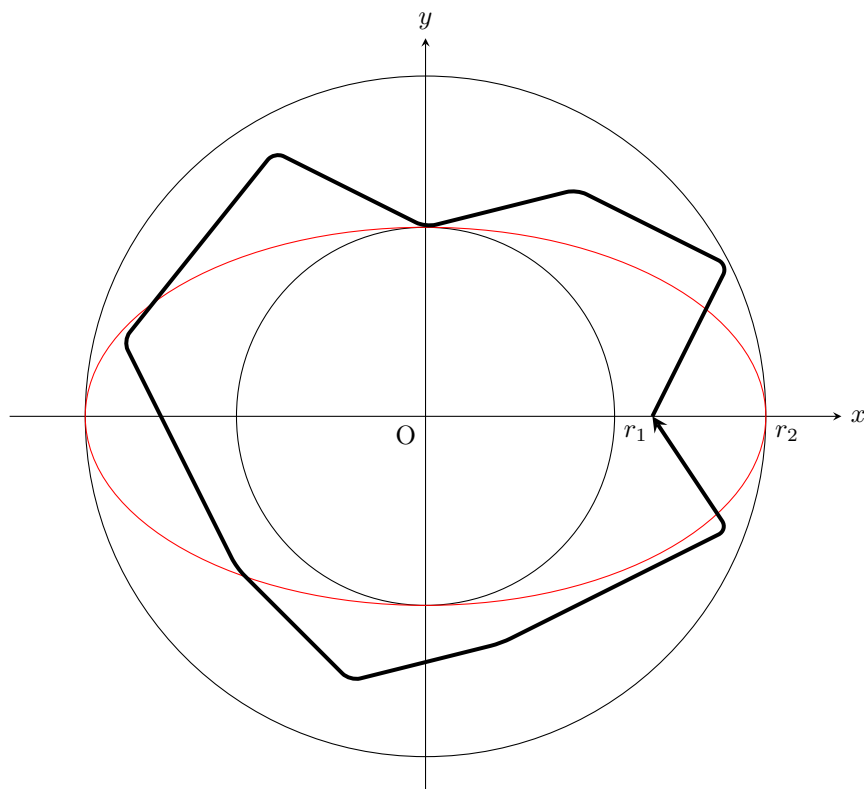
$E < 0$  に注意すると、

$$r_1 = \frac{-(GMm) + \sqrt{(GMm)^2 + \frac{2EL^2}{m}}}{2E}, \quad r_2 = \frac{-(GMm) - \sqrt{(GMm)^2 + \frac{2EL^2}{m}}}{2E}$$

となる。この  $E$  によって決まる  $r_1$  と  $r_2$  の間の値を  $r$  はとる。さて、本題に戻る。このことが意味することは何か。 $r$  が  $r_1$  と  $r_2$  の間をとるということは、下図の太線のように、ドーナツ型の領域を動く可能性があると考えられる。しかし、厳密に解析すると、赤線のような楕円上を動くことがわかる。この話もしたいが、さらにページが必要なことと、高校物理の範囲をさらに逸脱してしまうので、ここではふれない。ただ、 $-m\frac{(GMm)^2}{2L^2} < E < 0$  の時は、長軸  $r_2$ 、短軸  $r_1$  の楕円軌道上を運動するということだけふれて、この section を終わりにする。もうここまでくれば、

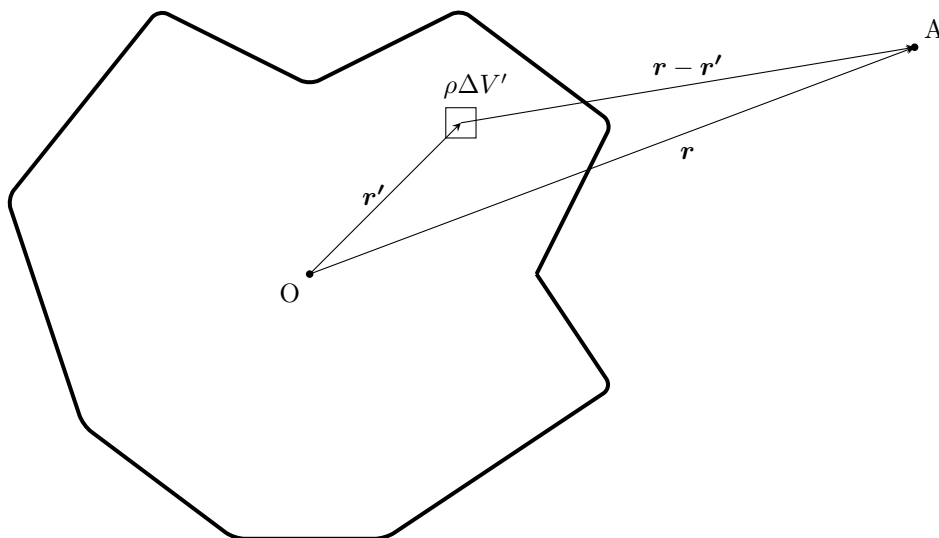
「楕円軌道が実現するためには、人工衛星の力学的エネルギーが負の値をとることが必要である」

の意味がわかるはずだ。



## 6.4 大きさのある物体の間の万有引力

ここまでに取り上げた万有引力の法則は、大きさが十分無視できる物体 (質点) にのみ適用できる。この subsection では、大きさが無視できない場合について考える。この subsection での考え方は、物理学の色々な場面へ応用できる。



大きさを無視できない物体を扱う時は、その物体を微小部分に分割することを考える。これを**質点近似**という。なぜ、質点近似をするのか。理由は2つある。

- 質点、あるいは、質点とみなせるぐらい小さくしなければ、万有引力の法則が使用できない。
- 質点という**単純なモデルの合成**として全体を考えられる。  
(複雑な物体を複雑なまま考えることを避ける。複雑から単純へ。)

以上の2つの理由から、私たちは質点近似モデルを利用することがある。

では、2つの物体のうちの一方が、上の図のような形をしているとする。点 A (位置ベクトル  $\mathbf{r}$ ) にある質点 (質量  $m$ ) に働く力を考える。簡単のために、万有引力以外の力は働かないものとする。質点近似をすると、以下のようになる。

- (1) 物体を微小部分に分割する。
- (2) 位置ベクトル  $\mathbf{r}'$  で表される微小部分を考える。微小部分と点 A の間に働く万有引力を考える。一般に物体の質量密度は位置によって異なる。すなわち、質量密度は  $\mathbf{r}'$  の関数である。ただ、質点とみなせるぐらい小さい微小領域では、質量密度は一定であると近似できる。

$$\Delta \mathbf{F} = G \frac{m(\rho(\mathbf{r}')\Delta V')}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|^2} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|}$$

- (3) 微小部分すべての総和をとる。

$$\mathbf{F} = \sum_{\text{全ての微小部分}} \Delta \mathbf{F} = \sum_{\text{全ての微小部分}} G \frac{m(\rho(\mathbf{r}')\Delta V')}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|^2} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|}$$

ここで、微小部分の体積  $\Delta V'$  を、 $\Delta^3 \mathbf{r}'$  と書くことにする<sup>(11)</sup>。そうすると、

$$\mathbf{F} = \sum_{\text{全ての微小部分}} \Delta \mathbf{F} = \sum_{\text{全ての微小部分}} G \frac{m(\rho(\mathbf{r}')\Delta^3 \mathbf{r}')}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|^2} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|} \quad (6.37)$$

<sup>(11)</sup> この記法は、 $\Sigma$  記号の中を動くのは、位置ベクトル  $\mathbf{r}'$  が代表点の微小部分であることを明示する方法の1つである。「全ての微小部分」の合計をとることは、**変数  $\mathbf{r}'$**  を (領域内全範囲をくまなく) 動かすことと等価である。

ということで、質点近似の結果は式 (6.30) である。本当にそれでいいのか。何を言っているのかというと、微小部分の分割は細かければ細かいほど、(理想極限である) 質点に近づく。つまり、質点近似の正確な結果は式 (6.30) の  $\Delta^3 \mathbf{r}'$  (体積要素の大きさ) が 0 に限りなく近づく極限である。この極限を表す方法が積分である。

$$\sum \Rightarrow \int$$

(3) のように、 $\Sigma$  を使って表した後に、上のように  $\int$  に変えればよい。そして、この時に一緒に  $\Delta^3 \mathbf{r}' \Rightarrow d^3 \mathbf{r}'$  と書き換えれば良い。その結果、質点に働く力は以下のようにかける。

(4) 積分 (体積積分) を使って表す。

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \int G \frac{m \rho(\mathbf{r}') d^3 \mathbf{r}'}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|^2} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|} \\ &= Gm \int \frac{\rho(\mathbf{r}')}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|^2} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|} d^3 \mathbf{r}' \end{aligned} \quad (6.38)$$

こうして、点 A にある質点に働く力が求められた。



## 第 7 章 剛体の力学

私が高校時代に使った数研出版の教科書では、剛体に関する話は「運動量保存則」に関する話の前に書かれていた。しかし、私は剛体に関する話を力学編の一番最後に書くことにした。それは、剛体の話は運動量保存則や円運動、単振動とは (高校物理の範囲内では) 独立したものと考えているからだ。私が大学の力学の授業を受けている時に使った教科書、『物理学序論としての力学』(藤原邦男・東京大学出版会) では、剛体の話は一番最後に出てくる。高校物理という視点から考えると、剛体の話を最後に持ってくるのは変かもしれないが、実は全然普通のことであるのだ。

さて、剛体といえば、高校物理で重要なのは「力のモーメント」である。しかし、この  $\text{\LaTeX}$  ノートでは、既に前の chapter では角運動量やモーメントという概念を導入しているので、特別新しい概念を導入する必要はないのだ。「剛体」とは何かを定義し、淡々と話を進めて、最後に例題を取りあげて、この chapter を終わりにしていこうと思う。

### 7.1 剛体とその重心

#### 7.1.1 剛体とは何か

まず、「剛体」とは何かを定義する。

##### 剛体

力を加えても変形しない理想的な物体を**剛体**という。剛体内の任意の 2 点を取ったとき、力が外部から加わっても、その 2 点間の位置関係は変化しない物体が剛体である。

剛体の特徴は力が加わっても変形しないことにある。そのため、剛体の運動をとらえる時は、図 7.1 のように、剛体を細かく分割した微小物体の運動をイチイチ考える必要はなく、剛体のある 1 点がどのような運動をするかが分かれば、後は位置関係が不変であることから、他の点がどのように動くかがわかる (図 7.2)。では、その特別な 1 点はどのように決めれば良いのか。

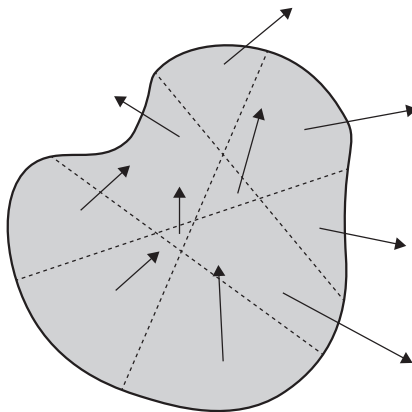


図 7.1 剛体を細かく分割した微小物体の運動のイメージ

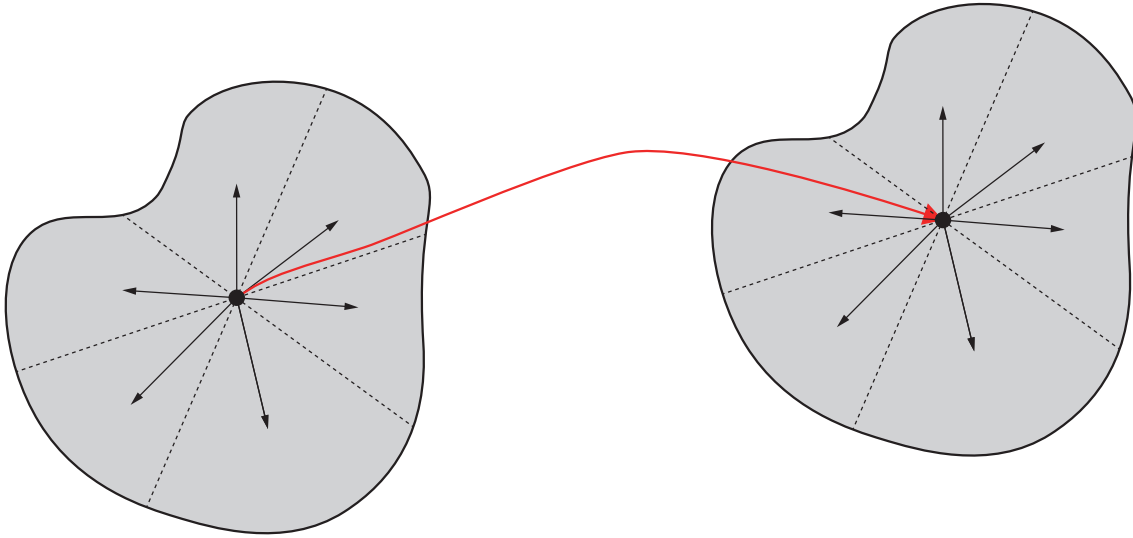


図 7.2 剛体の運動の正しいイメージ (赤線：特別な1点の軌跡)

結論をかくと、特別な1点は剛体の重心にすればよい。そこで、剛体の重心を質点系の重心の定義を拡張することで定義する。 $n$ 個の質点の重心の位置  $\mathbf{r}_G$  は60ページで次のように定義した。

$$\mathbf{r}_G = \frac{m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2 + \cdots + m_n \mathbf{r}_n}{m_1 + m_2 + \cdots + m_n} \quad (7.1)$$

剛体を質点近似して、 $n$ 個の質点から集まるとすると、上の重心の定義式をそのまま使用できる。

だが、6.4「大きさのある物体の間の万有引力」と同じように考えると、剛体の重心も積分を用いて表現できそうである。ということで、同じように考える。

- (1) 剛体を微小部分に分割する。
- (2) 位置ベクトル  $\mathbf{r}$  で表される微小部分を考える。一般に物体の質量密度は位置によって異なる。すなわち、質量密度は  $\mathbf{r}$  の関数である。ただ、質点とみなせるぐらい小さい微小領域では、質量密度は一定であると近似できる。この微小部分では、上の式の  $m_k \mathbf{r}_k$  に相当する量は、

$$m_k \mathbf{r}_k \implies (\rho(\mathbf{r}) \Delta V) \mathbf{r}$$

と書ける。

- (3) 微小部分すべての総和をとる。

$$\mathbf{r}_G \text{の分子} = \sum_{\text{全ての微小部分}} (\rho(\mathbf{r}) \Delta V) \mathbf{r}$$

ここで、微小部分の体積  $\Delta V'$  を、 $\Delta^3 \mathbf{r}$  と書くことにする<sup>(1)</sup>。そうすると、

$$\mathbf{r}_G \text{の分子} = \sum_{\text{全ての微小部分}} \rho(\mathbf{r}) \mathbf{r} \Delta^3 \mathbf{r}$$

- (4) 微小部分の分割が細かければ細かいほど正確になる。そこで、上の式の  $\Delta^3 \mathbf{r}'$  (体積要素の大きさ) が0に限りなく近づく極限としての積分を考える。

$$\sum \implies \int, \quad \Delta^3 \mathbf{r} \implies d^3 \mathbf{r}$$

<sup>(1)</sup>この記法については、第6章の脚注(11)を参照。



と書き換えれば良くて、 $\mathbf{r}_G$  の分子は以下ようになる。

$$\mathbf{r}_G \text{ の分子} = \int \rho(\mathbf{r}) \mathbf{r} d^3\mathbf{r} \quad (7.2)$$

分母は、剛体の全質量であり、これは  $\int \rho(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$  と書ける。すると、 $\mathbf{r}_G$  を積分を使って書くと以下のようになる。

$$\mathbf{r}_G = \frac{\int \rho(\mathbf{r}) \mathbf{r} d^3\mathbf{r}}{\int \rho(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}} \quad (7.3)$$

### 7.1.2 一様な剛体 (一様な円盤) の重心

高校物理と大学入試問題では、「一様な剛体の重心はその物体の重心である」ということを認めて議論することにしている。このことが本当かどうかを確かめたい。そこで、この subsection では、式 (7.3) を使って、一様な円盤の場合について、その重心が、円盤の中心であることを数学的に示す。

式 (7.2) の  $\int \rho(\mathbf{r}) \mathbf{r} d^3\mathbf{r}$  は

$$\int \rho(\mathbf{r}) \mathbf{r} d^3\mathbf{r} = \left( \int x\rho(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}, \int y\rho(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}, \int z\rho(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \right) \quad (7.4)$$

というベクトルである。

$xyz$  空間上で、 $K = \{(x, y, z) \mid x^2 + y^2 \leq R, 0 \leq z \leq H\}$  という領域  $K$  を考えると、これはまさに円盤形である。一様な剛体なので  $K$  内の任意の点において、 $\rho(\mathbf{r})$  は一定である。この一定値を  $\rho$  と書くことにする。

式 (7.4) のベクトルの第 1 成分を書くと以下ようになる。

$$\int x\rho(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} = \rho \int x dx dy dz$$

この積分はどのように計算すれば良いのか。3 重積分の計算法を調べて実行しても良いだろう。しかし、積分は微小分割したものを足し合わせるという操作だということが分かれば、対称性がいいときは計算する必要がない場合が多い。今回の場合、 $K$  内の点  $(x, y, z)$  に対して、 $(-x, y, z)$  も必ず  $K$  内に存在する。そうすると、 $x \leq 0$  の部分は、 $x \geq 0$  の部分と相殺されるので、この積分は 0 である。

同様に考えて、 $\int y\rho(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} = 0$  である。

最後に、 $\int z\rho(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$  を考える。 $d^3\mathbf{r}$  と書いているが、これは  $dV$  と同じである。(ここからしばらく、とても厳密性を欠いたことを書く。) 円柱型なので、 $dV = S dz$  ( $S = \pi R^2$ ) と見ればうまくいく。微小体積要素をわざわざ直方体でとる必要はないということである。

### 7.1.3 剛体の重心運動

剛体の重心の運動がどのような運動をするかを調べる。調べる際に、積分を使った式 (7.3) よりも式 (7.1) の方が使いやすいので、こちらを使うことにする。

- 剛体を構成する要素に  $1, 2, \dots, n$  という番号を振ることにする。
- 質量  $m_k$  の要素  $k$  に外力  $\mathbf{F}_k$  が働く。

- 要素  $\ell$  から要素  $k$  に内力  $\mathbf{f}_{\ell \rightarrow k}$  が働く

という状況を考える。個々の要素  $k$  の運動方程式は、

$$m_k \frac{d\mathbf{v}_k}{dt} = \mathbf{F}_k + \sum_{\ell \neq k} \mathbf{f}_{\ell \rightarrow k} \quad (7.5)$$

と書ける。ここで、 $\Sigma$  の下の  $\ell \neq k$  は変数を  $\ell$  とし、その変数  $\ell$  が  $1, 2, \dots, n$  のうち、 $k$  以外を動くという意味である。要するに、

$$\sum_{\ell \neq k} \mathbf{f}_{\ell \rightarrow k} = (\mathbf{f}_{1 \rightarrow k} + \mathbf{f}_{2 \rightarrow k} + \dots + \mathbf{f}_{(k-1) \rightarrow k}) + (\mathbf{f}_{(k+1) \rightarrow k} + \mathbf{f}_{(k+2) \rightarrow k} + \dots + \mathbf{f}_{n \rightarrow k})$$

を表している。ここから、重心の運動方程式を求める。式 (7.1) の両辺を時間  $t$  で 2 回微分すると、

$$\frac{d\mathbf{v}_G}{dt} = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^n m_k \frac{d\mathbf{v}_k}{dt}$$

となる。ただし、 $M = m_1 + m_2 + \dots + m_n$  である。よって、重心の運動方程式は、

$$M \frac{d\mathbf{v}_G}{dt} = \sum_{k=1}^n m_k \frac{d\mathbf{v}_k}{dt} \quad (7.6)$$

となる。式 (7.1.3) より、この式は次のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} M \frac{d\mathbf{v}_G}{dt} &= \sum_{k=1}^n \left( \mathbf{F}_k + \sum_{\ell \neq k} \mathbf{f}_{\ell \rightarrow k} \right) \\ &= \sum_{k=1}^n \mathbf{F}_k + \sum_{k=1}^n \left( \sum_{\ell \neq k} \mathbf{f}_{\ell \rightarrow k} \right) \end{aligned} \quad (7.7)$$

さて、右辺の第 2 項について見ていこう。作用・反作用の法則より、 $\mathbf{f}_{\ell \rightarrow k} = -\mathbf{f}_{k \rightarrow \ell}$  である。すると、第 2 項は  $\mathbf{0}$  となることがわかる<sup>(2)</sup>。

以上より、重心の運動方程式について以下のことが言える。

#### 剛体の重心運動

$$M \frac{d\mathbf{v}_G}{dt} = \sum \mathbf{F}_k \quad (7.8)$$

剛体の重心の運動は剛体に働く外力だけで決まる。その運動は、剛体の全質量と剛体に働く全外力が重心に集中したとみなした時の運動と同じであり、これまでの質点の運動と同じように議論することができる。

## 7.2 剛体の回転運動

剛体の運動を考える際は質点とは違う大きさを持った物体の運動を考えることになる。大きさを持った瞬間に空間上の運動を議論する際に、これまで考えてきた並進運動だけでは不十分になってしまう。重心が動かず、物体がある軸のまわりに回転するという運動など「回転」を考える必要が出てくるのである。その回転を考えるための道具の 1 つが「力のモーメント」である。

<sup>(2)</sup>丁寧を展開していけば、全ての項が消えることがわかる。

## 7.2.1 力のモーメント

6.1.2 「ベクトルのモーメントと角運動量」で、ベクトルのモーメントを定義した。

**Remark**

空間のある点  $P$  にベクトル  $\mathbf{A}$  が与えられたとき、ある特定の点  $O$  を定め、「点  $O$  のまわりのベクトル  $\mathbf{A}$  のモーメント」を

$$(\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_O) \times \mathbf{A} \quad (7.9)$$

と定義する。角運動量は、この  $\mathbf{A}$  が運動量ベクトル  $\mathbf{p}$  の時の「原点  $O$  のまわりの運動量ベクトル  $\mathbf{p}$  のモーメント」として定義される。つまり、角運動量ベクトル  $\mathbf{L}$  は、位置ベクトル  $\mathbf{r}$  と運動量ベクトル  $\mathbf{p}$  を用いて、

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} \quad (7.10)$$

と書ける。

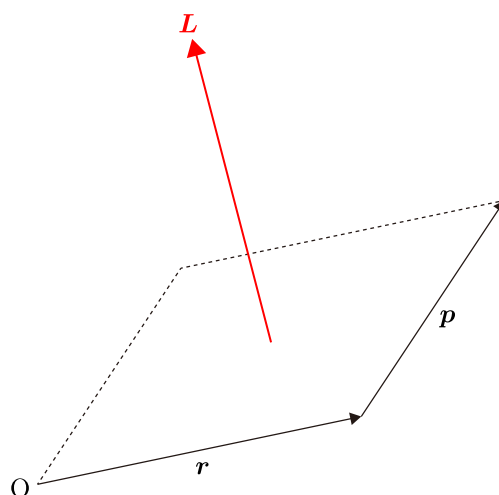


図 7.3 角運動量と運動量の関係

力のモーメントは、**Remark** の式 (7.9) の  $\mathbf{A}$  が力  $\mathbf{F}$  になったものである。

**力のモーメント**

力のモーメント  $\mathbf{N}$  は次の式で定義される。

$$\mathbf{N} = \mathbf{r} \times \mathbf{F} \quad (7.11)$$

この  $\mathbf{N}$  の大きさ  $N$  はベクトルの外積の定義から、

$$N = rF \sin \theta \quad (7.12)$$

と書ける。ただし、 $\theta$  は位置ベクトル  $\mathbf{r}$  と力  $\mathbf{F}$  のなす角である。

上記のように改めて定義した「力のモーメント」は回転を引き起こす能力の指標であり、角運動量ベクトル  $\mathbf{L}$  との間に、

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mathbf{N} \quad (7.13)$$

の関係がある<sup>(3)</sup>。

### 7.2.2 剛体の回転運動方程式

---

<sup>(3)</sup>6.1.3「角運動量保存則」を参照

## 第II部

## 付録編



## 付録 A 発展的な数学の話

この章では高校数学で登場しない数学の話を書き。これらの内容は物理学の内容を理解したり、効率よく計算するのに非常に役に立つツールである。本文中でいきなり行列やテイラー展開が出てきて混乱したかもしれないが、本章を読めば、きっと理解できるはずである。本章では以下の2つのことについて、理系大学生なら大学1年の数学の授業で習う基本的なことを書き。

- **行列**：この  $\text{T}_\text{E}\text{X}$  ノートでは連立一次方程式を効率的に解くツールとして基礎の基礎を紹介する。多変数関数を用いて記述される現象の解析には不可欠の道具で、大学ではより込み入った議論がなされる。
- **テイラー展開**：テイラー展開は関数をべき級数の無限和で表す際の数学的ツールの1つである。テイラー展開により、関数  $f(x)$  の  $x=0$  の近くのふるまいを1次関数や2次関数など解析をしやすい低次の関数で近似して把握することが可能になる。

### A.1 行列に関する基本事項

現在の高校数学では行列を扱わない。旧課程では行列の簡単な計算を取り扱っていたそう。特に連立方程式を解く際は、行列を使うと、かなり楽に解くことができる。この section では行列の基本的なことを導入する。この Section の内容は、東京大学の理系1年生が春学期の最初に習う「数理科学基礎」のテキスト<sup>(1)</sup>の内容を参考にしながら、高校物理の話を理解する際に必要だと思われる内容のみ取り上げる。

#### A.1.1 行列とは何か

まず、押さえておきたいのが、高校の教科書では、ベクトルの成分を  $(a, b)$  のように書くが、大学ではベクトルといったら、

$$\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

のように数字を縦に並べたものをさす。数字を縦に並べると場所をとるので、スペースの都合上、数字を横に並べて書くこともある。このような場合は

$$\begin{pmatrix} a & b \end{pmatrix}^\text{T} \quad (\text{A.2})$$

と書く。記号  $\text{T}$  は縦方向を横方向に直したことを表す。式 (A.1) のような**列ベクトル**のことをいう。この section では、ベクトルといえば、上記のような列ベクトルのことを表すことにする。

さて、平面ベクトル  $\begin{pmatrix} ax + by \\ cx + dy \end{pmatrix}$  の係数  $a, b, c, d$  を抜き出して、以下のように書いたものを考える。

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

<sup>(1)</sup>私が初めてこの行列に関する section を作成した時は、大学内でのみ配布されていた補助資料を利用した。その補助資料が書籍化されたものが、付録編 204 ページの『大学数学ことはじめ』です。この section は『大学数学ことはじめ』の第1部の第8章と第14章 §4 の内容をもとに作成した。

このように実数<sup>(2)</sup>を縦横に並べてカッコで括ったものを**行列**<sup>(3)</sup>という。

さらに、行列  $\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$  とベクトル  $\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$  に対して、

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ax + by \\ cx + dy \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

と約束する。これを**行列とベクトルの積**という。

#### 例 A.1 (行列とベクトルの積の計算)

$$\begin{pmatrix} 2 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -1 \\ 3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2 \times (-1) + (-1) \times 3 \\ 1 \times (-1) + 0 \times 3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -5 \\ -1 \end{pmatrix}$$

### A.1.2 一次変換と行列

平面上の点  $(x, y)$  に対して、点  $(ax + by, cx + dy)$  を対応させること

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longrightarrow \begin{pmatrix} ax + by \\ cx + dy \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

を (平面上の) **一次変換** という。ここで、式 (A.4) より、一次変換は次のように書くこともできる。

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \longrightarrow \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

これより、一次変換とは、ベクトルに左からある行列をかける操作でもあるといえる。特に、行列  $A$  を  $A = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$  としたとき、ベクトル  $\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$  に対して、式 (A.6) のように対応させることを**行列 A の定める一次変換**という。

### A.1.3 一次変換の行列表示

前の subsection で書いた通り、一次変換とは、ベクトルに行列を左から作用させることである。行列  $A$  を左からかける一次変換 (行列  $A$  の定める一次変換) を  $F_A$  とする。すると、ベクトル  $\mathbf{x}$  に対して、 $F_A(\mathbf{x}) = A\mathbf{x}$  と書ける。ここで**線形性**という概念を定義する。

**定義 A.2 (線形性)** 平面上の一次変換  $F$  と、ベクトル  $\mathbf{v}_1$  と  $\mathbf{v}_2$ 、および実数  $k$  に対して、次の 2 つの式が成り立つとき、 $F$  は**線形性**を持つといい、一次変換  $F$  は**線形変換**であるという。

$$F(\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2) = F(\mathbf{v}_1) + F(\mathbf{v}_2) \quad (\text{A.7})$$

$$F(\lambda \mathbf{v}_1) = \lambda \cdot F(\mathbf{v}_1) \quad (\text{A.8})$$

<sup>(2)</sup>「複素数」でも良いが、この T<sub>E</sub>X ノートでは虚数の場合を使わないので、実数と書いた。この次の subsection で書くが、一次変換を二次元平面上の点から点へと移す対応関係として、この T<sub>E</sub>X ノートでは捉えることにする都合で、「複素数」とは書かなかった。

<sup>(3)</sup>この T<sub>E</sub>X ノートでは「行列」と記したら、4 個の数が縦に 2 個、横に 2 個並んだ式 (A.3) のようなものを指すことにする。大学で習う数学で登場する「行列」は

$$\begin{pmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} & \cdots & a_{1,n} \\ a_{2,1} & a_{2,2} & \cdots & a_{2,n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{m,1} & a_{m,2} & \cdots & a_{m,n} \end{pmatrix}$$

と縦に  $m$  個、横に  $n$  個の計  $mn$  個の数が並んだものをさす。



**命題 A.3 (線形変換の行列表示)** 行列の定める平面の一次変換は線型性をもつ。つまり、その行列を  $A$  としたとき、以下の2つの式が成立する。

$$A(\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2) = A(\mathbf{v}_1) + A(\mathbf{v}_2) \quad (\text{A.9})$$

$$A(\lambda \mathbf{v}_1) = \lambda \cdot A(\mathbf{v}_1) \quad (\text{A.10})$$

**証明.** 行列  $A$  とベクトル  $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2$  を以下のようにおいて、あとは頑張って計算することで示すことができる。

$$A = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}, \quad \mathbf{v}_1 = \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{v}_2 = \begin{pmatrix} x_2 \\ y_2 \end{pmatrix}$$

□

**命題 A.4 (線形変換の行列表示)** 平面上の一次変換  $F$  が線型性を持つならば、変換  $F$  はある行列  $A$  の定める一次変換に一致する。この行列  $A$  は、

$$A = [F(\mathbf{e}_1) \ F(\mathbf{e}_2)] \quad (\text{A.11})$$

と表され、変換  $F$  の表現行列という。ただし、 $\mathbf{e}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ ,  $\mathbf{e}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$  である<sup>(4)(5)</sup>。

**証明.**  $F(\mathbf{v}) = A\mathbf{v}$  と行列  $A$  を用いてかけたとする。ここで、 $A = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$  と表すことにすると、

$$F(\mathbf{e}_1) = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a \\ c \end{pmatrix}, \quad F(\mathbf{e}_2) = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b \\ d \end{pmatrix}$$

となる。そのため、 $F(\mathbf{v}) = A\mathbf{v}$  と書けるなら、

$$A = [F(\mathbf{e}_1) \ F(\mathbf{e}_2)]$$

である。そこで、(逆に) 行列  $A$  を上記のように定めると、任意のベクトル  $\mathbf{v} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$  は、 $\mathbf{v} = x\mathbf{e}_1 + y\mathbf{e}_2$  と書けるので、 $F$  の線型性より、

$$\begin{aligned} F(\mathbf{v}) &= F(x\mathbf{e}_1 + y\mathbf{e}_2) = xF(\mathbf{e}_1) + yF(\mathbf{e}_2) \\ &= x \begin{pmatrix} a \\ c \end{pmatrix} + y \begin{pmatrix} b \\ d \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} ax + by \\ cx + dy \end{pmatrix} = A\mathbf{v} \end{aligned}$$

となり、任意の  $\mathbf{v}$  に対して、 $F(\mathbf{v}) = A\mathbf{v}$  となる。 □

**命題 A.5 (線形変換の合成)** 線型変換を組み合わせて得られる変換も線型性を持つことが知られている (証明は省略)。つまり、

1. ベクトル  $\mathbf{v}$  に対し、行列  $B$  で定まる変換  $F_1$  を行い、ベクトル  $B\mathbf{v}$  に変換。
2. この  $B\mathbf{v}$  に、行列  $A$  で定まる変換  $F_2$  を行い、ベクトル  $A(B\mathbf{v})$  に変換

の2つの変換をまとめて、一気にベクトル  $\mathbf{v}$  を  $A(B\mathbf{v})$  に変換する一次変換  $G$  を考えたとき、この  $G$  が線型性を持つということが知られている。

<sup>(4)</sup>『線型代数学』(足助太郎・東京大学出版会)の100ページに記されている「定理 3.5.4」の証明をもとにわかりやすいようにした。

<sup>(5)</sup>この証明は  $\mathbf{e}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ ,  $\mathbf{e}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$  という特別な場合を考えて、行列  $A$  がどのような条件を満たせば良いかをまず考える。つまり、必要性から攻めていく。その後、導いた条件は実は任意のベクトル  $\mathbf{v}$  に対しても正しいことを確認する (十分性の check) という論法をこの証明では採用している。

### A.1.4 行列の積

命題 A.5 より、行列  $A$ ,  $B$  とベクトル  $\boldsymbol{v}$  に対して、

$$\boldsymbol{v} \longrightarrow A(B\boldsymbol{v}) \quad (\text{A.12})$$

は線型性を持つ。したがって、この変換の行列表示を考える際は、前のページの命題 A.4 より、この変換の行列表示は、 $\boldsymbol{e}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ ,  $\boldsymbol{e}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$  がどう移るかを考えれば良い。 $A = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$ ,  $B = \begin{pmatrix} p & q \\ r & s \end{pmatrix}$  とすると、

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \left\{ \begin{pmatrix} p & q \\ r & s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right\} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p \\ r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ap + br \\ cp + dr \end{pmatrix} \quad (\text{A.13})$$

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \left\{ \begin{pmatrix} p & q \\ r & s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right\} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} aq + bs \\ cq + ds \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

となるので、式 (A.12) の線型変換の行列表示は、 $\begin{pmatrix} ap + br & aq + bs \\ cp + dr & cq + ds \end{pmatrix}$  となる。

ここで、行列  $A = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$  と行列  $B = \begin{pmatrix} p & q \\ r & s \end{pmatrix}$  の積  $AB$  を

$$AB = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p & q \\ r & s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ap + br & aq + bs \\ cp + dr & cq + ds \end{pmatrix} \quad (\text{A.15})$$

と約束する。

**例 A.6 (行列と行列の積の計算)**

$$\begin{pmatrix} 1 & 2 \\ 0 & 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 2 & 2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \times 1 + 2 \times 2 & 1 \times 0 + 2 \times 2 \\ 0 \times 1 + 2 \times 2 & 0 \times 0 + 2 \times 2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 5 & 4 \\ 4 & 4 \end{pmatrix}$$

### A.1.5 逆行列

行列  $A = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$  と行列  $B = \begin{pmatrix} p & q \\ r & s \end{pmatrix}$  の積  $AB$  が

$$AB = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

を満たすとする。このとき、右辺の行列を**単位行列**といい、 $E$  と表す。2つの行列  $A$ ,  $B$  に対して、

$$AB = BA = E \quad (\text{A.16})$$

が成立するとき、 $B$  を  $A$  の**逆行列**といい、 $A^{-1}$  と表す。ここで逆行列について次の命題が成立する。

**命題 A.7 ( $2 \times 2$  行列の逆行列)** 行列  $A = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$  に対して、 $AB = BA = E$  を満たす  $B$ 、すなわち  $A$  の逆行列  $A^{-1}$  は、

$$A^{-1} = \frac{1}{ad - bc} \begin{pmatrix} d & -b \\ -c & a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{d}{ad - bc} & -\frac{b}{ad - bc} \\ -\frac{c}{ad - bc} & \frac{a}{ad - bc} \end{pmatrix} \quad (\text{A.17})$$

と表される。このとき、 $ad - bc$  を行列  $A$  の**行列式**といい、 $\det A$  と表す。行列  $A$  が逆行列を持つには、 $\det A \neq 0$  であることが必要である。

**証明.** この命題の証明は、

$$\begin{cases} ap + br = 1 \\ aq + bs = 0 \\ cp + dr = 0 \\ cq + ds = 1 \end{cases}$$

を満たす  $p, q, r, s$  を求めて、行列の形で表すと、式 (A.17) のようになることを確認すれば良い。  $\square$

**例 A.8 (逆行列を求める)**  $A = \begin{pmatrix} 5 & -3 \\ 6 & 2 \end{pmatrix}$  の逆行列を求める。行列式  $\det A$  を求めると、

$$\det A = 5 \times 2 - 6 \times (-3) = 28$$

となるから、逆行列  $A^{-1}$  は

$$A^{-1} = \frac{1}{28} \begin{pmatrix} 2 & 3 \\ -6 & 5 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{14} & \frac{3}{28} \\ -\frac{3}{14} & \frac{5}{28} \end{pmatrix}$$

である。

### A.1.6 行列と連立一次方程式

連立方程式

$$\begin{cases} ax + by = m \\ cx + dy = n \end{cases}$$

を、ある点  $\mathbf{v} = (x, y)$  に対して、行列  $A = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$  を左から作用させると、点  $(m, n)$  にうつるとみなせば、

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m \\ n \end{pmatrix} \quad (\text{A.18})$$

と、連立方程式を行列を用いて書くことができる。

これは  $A\mathbf{v} = \begin{pmatrix} m \\ n \end{pmatrix}$  と書けるので、 $A$  の逆行列を左からかけると、

$$\begin{aligned} \underbrace{A^{-1}A}_E \mathbf{v} &= A^{-1} \begin{pmatrix} m \\ n \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} &= A^{-1} \begin{pmatrix} m \\ n \end{pmatrix} \\ \therefore \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} &= A^{-1} \begin{pmatrix} m \\ n \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

となる。このように逆行列をベクトルに作用させることで、連立方程式を解くことができる。

さて、この計算過程から単位行列  $E$  に関する重要な性質がわかった。最後に、その性質を書いて、行列の説明は終わりにしよう。

**Remark**

単位行列  $E$  と任意のベクトル  $\boldsymbol{v} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$  に対して、

$$E\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}$$

である。つまり、単位行列  $E$  を左からかけてもベクトルは変化しない。

**例 A.9 (逆行列を用いて連立方程式を解く)**

$$\begin{cases} 5x - 3y = 7 \\ 6x + 2y = 5 \end{cases}$$

この連立方程式を行列を使って表すと、 $A = \begin{pmatrix} 5 & -3 \\ 6 & 2 \end{pmatrix}$  として、

$$\begin{pmatrix} 5 & -3 \\ 6 & 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 7 \\ 5 \end{pmatrix}$$

とかける。よって、 $A$  の逆行列  $A^{-1}$  を使って、

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = A^{-1} \begin{pmatrix} 7 \\ 5 \end{pmatrix} = \frac{1}{28} \begin{pmatrix} 2 & 3 \\ -6 & 5 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 7 \\ 5 \end{pmatrix} = \frac{1}{28} \begin{pmatrix} 29 \\ -17 \end{pmatrix}$$

## A.2 テイラー展開

行列の次にテイラーの定理と**テイラー展開**を確認する。テイラーの定理自体は高校数学の範囲内で証明することが可能である。河合塾のハイパー東大理類コース (2016 年度の呼び方) の演習問題にテイラーの定理を証明する問題があった。

この chapter ではテイラーの定理、テイラー展開の導出過程を記すが、この  $\text{T}_\text{E}\text{X}$  ノートのタイトルが「高校物理を振り返る」であるため、大学で習う数学のような厳密性は気にしないで書くことにした。そうは言うけれど、『解析入門』(杉浦光夫・東京大学出版会) や『微分積分学』(難波誠・裳華房) をもとに作成する。ここからの先の議論では、厳密には微分して出てくる関数の連続性も要求される場合がある。しかし、高校物理の内容を扱っている限り、テイラー展開したい関数が、微分すると連続でない関数になることはないので、この  $\text{T}_\text{E}\text{X}$  ノートでは関数の連続性は満たされていると仮定する。

### A.2.1 ロルの定理

この  $\text{T}_\text{E}\text{X}$  ノートでは厳密性をあまり気にしないので、いきなり**ロルの定理**を登場させることにする。というより、しっかりした数学書なら極大、極小とは何かをしっかりと定義してからロルの定理の話に入る。

**定理 A.10 (ロルの定理)**  $\mathbf{R}$  (実数全体の集合) の有界閉区間  $a \leq x \leq b$  で連続で、开区間  $a < x < b$  で微分可能な実数値関数  $f(x)$  が  $f(a) = f(b)$  を満たすならば、次の 2 つの条件を満たす  $c$  が存在する。

$$f'(c) = 0, \quad a < c < b$$

**証明.** ここではアバウトな (感覚的な) 証明をする。厳密な証明は探してください。

- (1)  $f(x)$  が定数関数の時は、任意の  $x$  に対して、 $f'(x) = 0$  なので、OK。
- (2)  $f(x)$  が定数関数でない時は、図 A.1 のように、 $a$  と  $b$  の間に、 $f(a) = f(b)$  よりも大きい、または小さい値が存在する。両端 ( $x = a, b$ ) での  $f(x)$  の値は等しいから、必ず、元に戻ろうとする。ゆえに、ある  $c \in (a, b)$  で、極大あるいは極小となる。

□

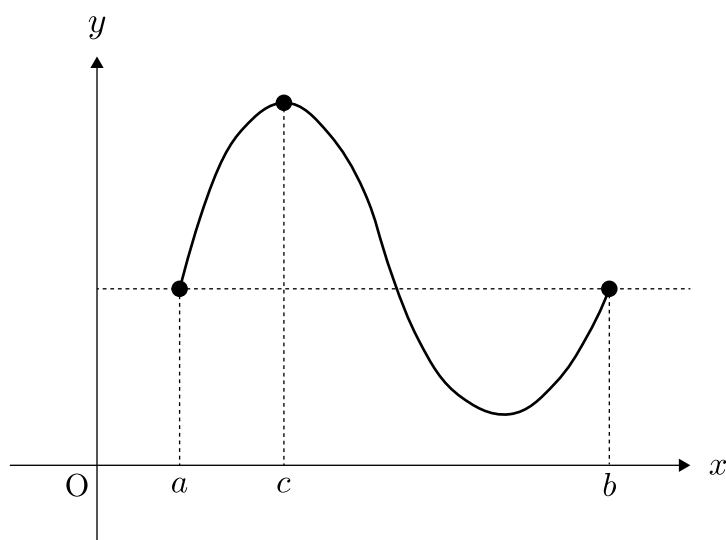


図 A.1 ロルの定理のイメージ

### A.2.2 平均値の定理

ロルの定理を利用することで、高校数学で出てきた「平均値の定理」が証明できる。平均値の定理は教科書にのっているけれど、入試問題で出てきたときには、頭の片隅に絶対ないあの定理です。

この T<sub>E</sub>X ノートでは平均値の定理を紹介するだけにとどめるが、『解析入門』では平均値の定理を利用して、数学の問題を解く際は当たり前のことのように使っている性質を証明している。

**定理 A.11 (平均値の定理)**  $a < b$  とする。 $f(x)$  が  $a \leq x \leq b$  で連続で、 $a < x < b$  で微分可能ならば、次の 2 つの条件を満たす  $c$  が存在する。

$$f(b) - f(a) = f'(c)(b - a), \quad a < c < b$$

**証明.**  $k$  を定数として、 $g(x) = f(x) - kx$  という関数を考える。今、定数  $k$  を  $g(a) = g(b)$  となるように定める。つまり、 $k = \frac{f(b) - f(a)}{b - a}$  と  $k$  を定めれば良い。

この時、 $g(a) = g(b)$  より、ロルの定理から、 $a < c < b$  を満たすある  $c$  が存在して、 $g'(c) = f'(c) - k = 0$  が成り立つ。ゆえに、 $k = f'(c)$  であり、平均値の定理が示された。□

### A.2.3 テイラーの定理

ロルの定理を準備すると、本題の「テイラーの定理」を証明できる<sup>(6)</sup>。

**定理 A.12 (テイラーの定理)**  $n$  を 1 以上の整数として、実数  $a, b$  を  $a < b$  を満たすようにとる。区間  $I = [a, b]$  で  $n$  回微分可能な実数値関数  $f(x)$  に対して、

$$f(b) = f(a) + \frac{f'(a)}{1!}(b-a) + \frac{f''(a)}{2!}(b-a)^2 + \cdots + \frac{f^{(n-1)}(a)}{(n-1)!}(b-a)^{n-1} + \frac{f^{(n)}(c)}{n!}(b-a)^n \quad (\text{A.20})$$

を満たす  $c$  ( $a < c < b$ ) が存在する。ただし、 $f^{(k)}(x)$  は  $f(x)$  の第  $k$  階導関数を表す。

**証明.** 数  $A$  を次の式を満たすように定める。

$$f(b) = f(a) + \frac{f'(a)}{1!}(b-a) + \frac{f''(a)}{2!}(b-a)^2 + \cdots + \frac{f^{(n-1)}(a)}{(n-1)!}(b-a)^{n-1} + \frac{A}{n!}(b-a)^n$$

次に新しい関数  $F(x)$  を次の式で定義する。

$$F(x) = f(b) - \left\{ f(x) + \frac{f'(x)}{1!}(b-x) + \frac{f''(x)}{2!}(b-x)^2 + \cdots + \frac{f^{(n-1)}(x)}{(n-1)!}(b-x)^{n-1} + \frac{A}{n!}(b-x)^n \right\}$$

このとき、関数  $F(x)$  は  $a \leq x \leq b$  で連続で、 $a < x < b$  で微分可能であり、 $F(a) = F(b)$  を満たす。すると、ロルの定理より、 $F'(c) = 0$  ( $a < c < b$ ) を満たす  $c$  が存在する。 $F'(x)$  は次のようにかける。

$$\begin{aligned} F'(x) &= - \left\{ f'(x) + \frac{f''(x)}{1!}(b-x) + \frac{f^{(3)}(x)}{2!}(b-x)^2 + \cdots + \frac{f^{(n)}(x)}{(n-1)!}(b-x)^{n-1} \right\} \\ &\quad + \left\{ f'(x) + \frac{f''(x)}{1!}(b-x) + \frac{f^{(3)}(x)}{2!}(b-x)^2 + \cdots + \frac{f^{(n-1)}(x)}{(n-2)!}(b-x)^{n-2} + \frac{A}{(n-1)!}(b-x)^{n-1} \right\} \\ &= - \frac{f^{(n)}(x)}{(n-1)!}(b-x)^{n-1} + \frac{A}{(n-1)!}(b-x)^{n-1} \end{aligned}$$

<sup>(6)</sup> テイラーの定理の証明については、『数学シリーズ 微分積分学』(難波誠・裳華房)を参考にした。

ゆえに、 $x = c$  を代入すると、

$$0 = F'(c) = -\frac{f^{(n)}(c)}{(n-1)!}(b-c)^{n-1} + \frac{A}{(n-1)!}(b-c)^{n-1}$$

となり、 $A = \frac{f^{(n)}(c)}{(n-1)!}$  となることが示され、テイラーの定理が証明された。□

### A.2.4 テイラー展開

テイラーの定理は、 $a > b$  の場合も成立することが知られている。さて、式 (A.20) の  $b$  を  $x$  に置き換えることで、テイラー展開の基礎となる式が得られる。

$$f(x) = f(a) + \frac{f'(a)}{1!}(x-a) + \frac{f''(a)}{2!}(x-a)^2 + \cdots + \frac{f^{(n-1)}(a)}{(n-1)!}(x-a)^{n-1} + \frac{f^{(n)}(c)}{n!}(x-a)^n \quad (\text{A.21})$$

この式 (A.21) の右辺の最後の 1 項  $\frac{f^{(n)}(c)}{n!}(x-a)^n$  のことを**剰余項**といい、 $R_n(x)$  と表す。 $R_n(x)$  が  $\lim_{n \rightarrow \infty} R_n(x) = 0$  を満たすなら、 $f(x)$  は無限級数でかけることがわかる。

#### テイラー展開

$f(x)$  が  $a$  を含む区間  $I$  で、何回でも微分可能で、 $I$  上の任意の点  $x$  で  $\lim_{n \rightarrow \infty} R_n(x) = 0$  を満たすならば、 $f(x)$  は  $I$  上で、

$$\begin{aligned} f(x) &= f(a) + \frac{f'(a)}{1!}(x-a) + \frac{f''(a)}{2!}(x-a)^2 + \cdots + \frac{f^{(n)}(a)}{(n-1)!}(x-a)^n + \cdots \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f^{(n)}(a)}{n!}(x-a)^n \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

と表される。これを  $x = a$  を中心とする**テイラー展開**という。

### A.2.5 指数関数と三角関数のテイラー展開

この subsection は具体的な関数のテイラー展開を求める。求めるのは、 $e^x$  と  $\sin x$ ,  $\cos x$  である。特に、 $x = 0$  を中心とするテイラー展開を考える。(これを**マクローリン展開**ということもある)

#### $e^x$ のテイラー展開

まず、テイラー展開できるかどうか調べるために、 $R_n(x)$  の  $n \rightarrow \infty$  の極限が 0 になるかどうかを調べる。 $f(x) = e^x$  とし、 $0 \leq |x| < a (< +\infty)$  とする。 $e^x$  は何回微分しても  $e^x$  なので、

$$0 \leq |R_n(x)| = \left| \frac{e^c}{n!} x^n \right| \leq \frac{|e^c|}{n!} |x|^n < \frac{e^a}{n!} a^n \rightarrow 0 \quad (n \rightarrow \infty)$$

となる<sup>(7)</sup>。よって、 $n \rightarrow \infty$  で  $R_n(x) \rightarrow 0$  となる。したがって、 $e^x$  は  $x = 0$  を中心にテイラー展開できる。テイラー展開の公式を使うと、 $-a < x < a$  において、

$$e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \cdots + \frac{x^n}{n!} + \cdots \quad (\text{A.23})$$

<sup>(7)</sup>  $a > 0$  の時、 $\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{a^n}{n!} = 0$  が成立することを使った。

となる。

### $\sin x$ のテイラー展開

$f(x) = \sin x$  とし、 $0 \leq |x| < a (< +\infty)$  とする。 $\sin x$  を微分すると、

$$\sin x \rightarrow \cos x \rightarrow -\sin x \rightarrow -\cos x \rightarrow \sin x \rightarrow \cdots$$

となる。そのため、任意の  $x$  に対して、 $0 \leq |f^{(n)}(x)| \leq 1$  となる。 $e^x$  の場合と同様に  $R_n(x)$  を考える。

$$0 \leq \left| \frac{f^{(n)}(c)}{n!} x^n \right| \leq \frac{1}{n!} |x|^n < \frac{a^n}{n!} \rightarrow 0 \quad (n \rightarrow \infty)$$

したがって、 $\sin x$  は  $x = 0$  を中心にテイラー展開できる。 $f^{(n)}(0)$  は、

$$0 \rightarrow 1 \rightarrow 0 \rightarrow -1 \rightarrow 0 \rightarrow \cdots$$

となるから、テイラー展開の公式を使うと、 $-a < x < a$  において、

$$\sin x = x - \frac{1}{3!}x^3 + \frac{1}{5!}x^5 - \frac{1}{7!}x^7 + \cdots \quad (\text{A.24})$$

となる。

### $\cos x$ のテイラー展開

$\sin x$  と同じように考えると、 $\cos x$  のテイラー展開は以下ようになる。

$$\cos x = 1 - \frac{1}{2!}x^2 + \frac{1}{4!}x^4 - \frac{1}{6!}x^6 + \cdots \quad (\text{A.25})$$

#### 指数関数と三角関数のテイラー展開

$$e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \cdots + \frac{x^n}{n!} + \cdots \quad (\text{A.23})$$

$$\sin x = x - \frac{1}{3!}x^3 + \frac{1}{5!}x^5 - \frac{1}{7!}x^7 + \cdots \quad (\text{A.24})$$

$$\cos x = 1 - \frac{1}{2!}x^2 + \frac{1}{4!}x^4 - \frac{1}{6!}x^6 + \cdots \quad (\text{A.25})$$

## A.2.6 三角関数の近似

$\sin x$  と  $\cos x$  のテイラー展開の式、式 (A.24) と式 (A.25) を見ると、 $|x|$  が非常に小さいなら、 $|x^n|$  ( $n \geq 2$ ) は十分小さく無視できる。そのため、

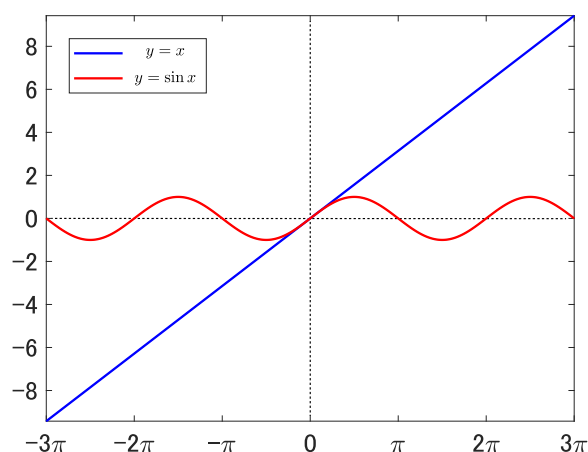
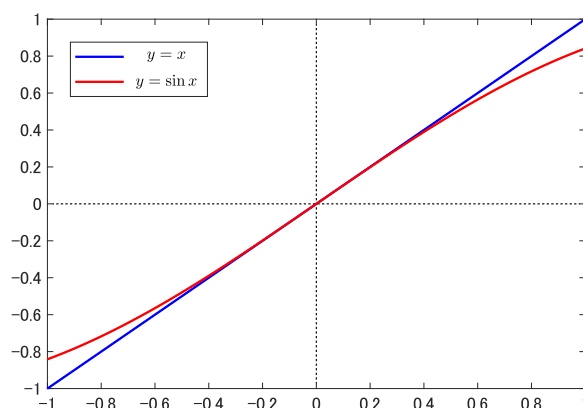
$$\sin x \rightarrow x \quad \cos x \rightarrow 1 \quad (\text{A.26})$$

と近似できることがわかる<sup>(8)</sup>。この近似は、物理現象の概形を把握する時や物理の入試問題を解くときに使われる。

では、 $\sin x$  と  $x$  の差がどれぐらいか調べてみよう。 $\sin x$  と  $x$  のグラフは以下の図 A.2 のようになる。両者のグラフは、 $x = 0$  の近くでは一致しているように見える。これを  $x = 0$  の周りだけに注目して拡大すると、図 A.3 のようになる。図 A.3 から分かるように、 $|x|$  が非常に小さい時、 $\sin x$  と  $x$  の差は十分小さく、 $\sin x$  を近似的に  $x$  とみなしても良いだろう。

<sup>(8)</sup>  $\cos x$  については定数 1 と近似する場合が不適切な場合があり、そのような時は、 $\cos x \approx 1 - \frac{1}{2}x^2$  と近似することがある。



図 A.2  $\sin x$  と  $x$  のグラフ (1)図 A.3  $\sin x$  と  $x$  のグラフ (2)

### A.2.7 テイラー展開による一次近似

$\Delta x$  を微小量とする。一変数関数  $f(x + \Delta x)$  を  $x$  のまわりでテイラー展開すると、

$$f(x + \Delta x) = f(x) + f'(x)\Delta x + \frac{f''(x)}{2}(\Delta x)^2 + \dots \quad (\text{A.27})$$

となる。ここで、 $|\Delta x|$  が十分小さいとき、 $\Delta x$  の 2 次以上の項は無視できる。そのため、 $|\Delta x|$  が十分小さいとき、

$$f(x + \Delta x) \approx f(x) + f'(x)\Delta x \quad (\text{A.28})$$

と近似できる。この近似は非常によく使われる近似で重要である。図 A.4 はこの式のイメージを図にしたものである。

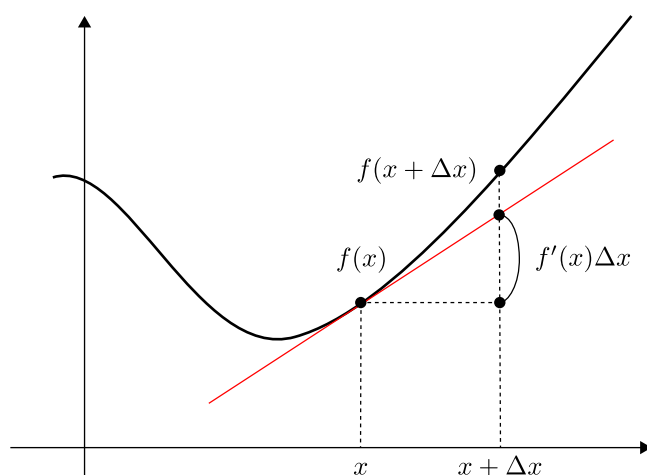


図 A.4 1 次元の Taylor 展開を視覚的に捉える

ここで、式 (A.28) を利用して得られる近似公式を紹介する。それは  $f(x) = x^a$  の  $x = 1$  のまわりのテイラー展開を利用した近似である。ここで  $a$  は 0 または 1 でない実数とする。 $f'(x) = ax^{a-1}$  なので、 $x = 1$  のまわりのテイラー展開は

$$f(1 + \Delta x) = (1 + \Delta x)^a \approx f(1) + f'(1) \cdot \Delta x = 1 + a\Delta x$$

と書ける。

### $(1+x)^a$ の線形近似

$|x|$  が十分小さい時、次の近似式が成立する。

$$(1+x)^a \approx 1+ax \quad (\text{A.29})$$

この近似式を使った例として、高校物理や大学入試でよく出てくるのに次の式がある。

$$\sqrt{1+x} \approx 1 + \frac{1}{2}x, \quad \sqrt{1-x} \approx 1 - \frac{1}{2}x \quad (\text{A.30})$$

続けて、こんな感じの大学入試問題ではよく見かける近似について考える。

$$\sin(\theta_0 + \Delta\theta) \approx \sin \theta_0 + \cos \theta_0 \Delta\theta$$

これは加法定理と  $\sin x \rightarrow x$ ,  $\cos x \rightarrow 1$  の近似を使うことで導くことができる。

$$\sin(\theta_0 + \Delta\theta) = \sin \theta_0 \cos \Delta\theta + \cos \theta_0 \sin \Delta\theta \approx \sin \theta_0 + \cos \theta_0 \Delta\theta$$

でも、 $\sin$  の微分が  $\cos$  になるので、式 (A.28) で  $f(x) = \sin x$  とすることでこの近似式をすぐに得られる。わざわざ加法定理を使わなくても、テイラー展開がわかれば自明の結果といえる。

## 付録 B 高校物理のための微分方程式論

理系の大学生の多くは常微分方程式について勉強する機会がある。微分方程式には多様な種類の微分方程式が存在する。その中でも、高校物理に登場する微分方程式の多くは「変数分離型」に分類される。「変数分離型」の微分方程式はとても簡単に解けるので、この chapter を読んだ方は必ずマスターしてほしい。一応、高校物理では「交流」の話のところで登場する「定数係数 2 階線形微分方程式」についてもまとめた。

### B.1 微分方程式とは何か？ — 自然法則と微分方程式 —

Wikipedia における「微分方程式」の記述は以下の記述からスタートする。

**微分方程式 (differential equation)** とは未知関数とその導関数の関係式として書かれている関数方程式である。

物理法則を記述する基礎方程式は多くが時間微分、空間微分を含む微分方程式であり、物理学からの要請もあり微分方程式の解法には多くの関心が注がれてきた。

自然界の様々な現象、マクロな現象からミクロな現象まで、ありとあらゆる現象を数学という道具を用いて理解しようとする学問は物理学と呼ばれる。いつか、高校物理の  $\text{\LaTeX}$  ノートで「原子」編をまとめる時が来たら、必ず記す「放射性物質の崩壊過程」を例に考える。

放射性物質は、放射線を放出して崩壊する。原子の数  $N$  は時間  $t$  とともに減少する。短い時間間隔  $\Delta t$  における原子の数の変化を  $\Delta N$  とかく。原子の数を  $t$  の関数として、 $N(t)$  と書くことにすると、

$$\Delta N = N(t + \Delta t) - N(t)$$

である。実験により、この  $\Delta N$  は  $N(t)$  と時間間隔  $\Delta t$  に比例することが確かめられている。比例定数を  $k$  とかくと、

$$\Delta N = -kN(t) \cdot \Delta t \tag{B.1}$$

とかける (原子の数は減少するのでマイナスをつけた)。この式の両辺を  $\Delta t$  で割ると、

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = \frac{N(t + \Delta t) - N(t)}{\Delta t} = -kN(t)$$

となる。

時間間隔  $\Delta t$  の間で、原子の数  $N$  が一定とここまで勝手に考えてきたが、それが正しいとみなせるのは、 $\Delta t$  が十分小さい時である。そこで、 $\Delta t \rightarrow 0$  の極限を考えてみよう。左辺の極限の形は導関数や微分と表現されるため、

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta N}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{N(t + \Delta t) - N(t)}{\Delta t} \equiv \frac{dN}{dt}$$

と書くことができる。

すると、原子の数  $N(t)$  については、

$$\frac{dN(t)}{dt} = -kN(t) \tag{B.2}$$

が成立するといえる。このように、自然現象を表現するには微分を利用する必要があり、この世界には、導関数を含む式で表現される現象がたくさんある。微分方程式は現実世界の現象を表現するのに欠かせない数学的道具なのである。

## B.2 1 階の微分方程式 — 変数分離型 —

微分方程式に関する基本的な概念を把握するのに必要なキーワードとして以下のようなものがあげられる。

- 独立変数と従属変数
- 常微分方程式と偏微分方程式
- 微分方程式の階数
- 線形・非線形・正規形
- 解の初期条件

この T<sub>E</sub>X ノートは、「高校物理を振り返る」ノートであり、大学で習う数学の内容に深く突っ込むノートではない。そのため、これらのことは気にせず、とにかく微分方程式を解くことができればそれでよい。

### B.2.1 変数分離型の微分方程式の解法

さて、前の section で登場した

$$\frac{dN}{dt} = -kN$$

という微分方程式を満たす  $N(t)$  はどのように求めればよいのか？すでに、1.1.5 節で変数分離型の微分方程式とその解法については簡単に紹介している。ここではもう少し丁寧に記していく。この T<sub>E</sub>X ノートを読むにあたっては、微分方程式を解くことができれば十分なので、あまり細かいことを気にせずに一旦受け入れてほしい。そして、簡単な微分方程式は解けるようになってほしい。

- (1)  $dN$  や  $dt$  は記号のように見えるが、元々は  $\Delta N$  と  $\Delta t$  という微小量である。そこで、次のように式変形をする。

$$\frac{1}{N}dN = -kdt$$

- (2) なんかインテグラル  $\int$  をつけるといい感じになりそうなので、インテグラルをつけて積分計算を実行する。

$$\int \frac{1}{N}dN = -k \int dt \implies \log |N| + C_1 = -kt + C_2$$

- (3) いろいろと式をいじって  $N(t) = \sim$  の形にする。

$$\log |N| = -kt + C \quad (C = C_2 - C_1 \text{ とおいた})$$

$$|N| = \pm e^C \cdot e^{-kt}$$

$$\therefore N = Ae^{-kt} \quad (\pm C = A \text{ とおいた})$$

- (4) こうして求められた  $N(t) = Ae^{-kt}$  が微分方程式の解である。

$\frac{1}{N}dN = -kdt$  と変形して、インテグラルをつけるというのはとても卑怯な方法に思えるが問題ない。今は具体的な例で考えたがもう少し一般的な場合で考えよう。

微分の値が  $x$  だけの関数  $f(x)$  と  $y$  だけの関数  $g(y)$  の積の形で書かれている次のタイプの微分方程式は、**変数分離型**の微分方程式といわれる。

$$\frac{dy}{dx} = f(x)g(y) \quad (\text{B.3})$$

上の微分方程式を  $g(y)$  でわり、 $x$  について積分すると、

$$\int \frac{1}{g(y)} \frac{dy}{dx} dx = \int f(x) dx \quad (\text{B.4})$$

と書ける。左辺は数学 3 で登場する置換積分の形なので、

$$\int \frac{1}{g(y)} dy = \int f(x) dx \quad (\text{B.5})$$

となる。これが変数分離型の微分方程式の解の一般形となる。この節の最初に記した例のように式を整理することで、簡単な形で書けるならば、この後で式を簡単にすることで、微分方程式を解いたことになる。

ここで式 (B.5) の被積分関数に注目してみると、左辺は  $\frac{1}{g(y)} dy$  で、右辺は  $f(x) dx$  である。式 (B.5) はこれに積分がついてイコールで結ばれているだけとみることもできよう。これは、式 (B.3) を

$$\frac{1}{g(y)} dy = f(x) dx$$

と変形してインテグラルをつけた結果と同じである。従って、都合よく  $\frac{1}{N}dN = -kdt$  と変形したけど OK であるといえる。

## B.2.2 変数分離型の微分方程式の具体例

前の subsection で変数分離型の微分方程式の解き方がなんとなくわかったと思うので、この subsection では具体例を通して、変数分離型の微分方程式の解き方をマスターしていこう。

**例 B.1** 微分方程式  $\frac{dy}{dx} = y(\cos x - \tan x)$  を解け。

### 解答

まず、明らかに  $y = 0$  はこの微分方程式を満たす。 $y \neq 0$  のとき、

$$\int \frac{1}{y} dy = \int (\cos x - \tan x) dx$$

$\tan x = -\frac{(\cos x)'}{\cos x}$  より、この積分を計算すると、

$$\log |y| = \sin x + \log |\cos x| + C = \log |e^C \cos x \cdot \exp(\sin x)|$$

となるから、 $e^C = C$  と改めておくことで、 $y = C \cos x \cdot \exp(\sin x)$  と解を求めることができる。これは、 $C = 0$  とすると  $y = 0$  になることから、 $y = 0$  も内包した一般解であるといえる。

**例 B.2** 試験管の中で培養されたバクテリアの数  $u(t)$  について考えよう。試験管内に栄養素や酸素が十分にあれば、バクテリアは栄養素を吸収しながらほぼ一定の時間ごとに分裂を繰り返して、増殖していく。その様子を表現する微分方程式は、

$$\frac{du}{dt} = au \quad (\text{B.6})$$

と書ける。係数  $a$  は好環境下での増殖率を表す正の定数である。この微分方程式を解き、解  $u(t)$  について調べよ。

**解答**

式 (B.6) を  $\frac{du}{u} = a dt$  と変形して積分すると、 $\log |u| = at$  となるから、 $t = 0$  のときの  $u(t)$  の値を  $u_0$  とすると、

$$u(t) = u_0 e^{at} \quad (\text{B.7})$$

と  $u(t)$  の式を決定することができる。これより、 $u(t)$  は指数関数的に、爆発的に増加することがわかる。このモデルが正しいなら、バクテリアは爆発的に増加し続けることになる。しかし、そんなことは実際にはありえない。□

**例 B.3** 引き続き、試験管の中で培養されたバクテリアの数  $u(t)$  について考えよう。実際はバクテリアが多くなると、試験管内の栄養素や酸素が不足して、バクテリアにとって環境が悪化する。これによる増加率の悪化を  $b > 0$  として、 $a \rightarrow a - bu$  とすることで、

$$\frac{du}{dt} = (a - bu)u \quad (\text{B.8})$$

とモデル化しよう。この微分方程式を解き、解  $u(t)$  について調べよ。

**解答**

式 (B.8) を変形すると、

$$\int \frac{1}{u(a - bu)} du = \int dt \quad (\text{B.9})$$

となる。左辺の被積分関数を部分分数展開する。

$$\frac{1}{u(a - bu)} = \frac{A}{u} + \frac{B}{a - bu}$$

この時、 $A, B$  は

$$A = \frac{1}{u(a - bu)} \times u \Big|_{u=0} = \frac{1}{a}, \quad B = \frac{1}{u(a - bu)} \times (a - bu) \Big|_{u=a/b} = \frac{b}{a}$$

と求めることができるので、式 (B.9) は

$$\int \frac{1}{a} \left( \frac{1}{u} + \frac{b}{a - bu} \right) du = \int dt \quad (\text{B.10})$$

と変形することができる。これを計算すると、

$$\begin{aligned} \log \left| \frac{u}{a - bu} \right| &= at + C \\ \therefore \frac{u}{a - bu} &= C \cdot \exp(at) \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

$$\therefore u(t) = \frac{Ca \cdot \exp(at)}{1 + Cb \cdot \exp(at)} \quad (\text{B.12})$$

となる。□

### B.2.3 ロジスティック曲線

例 B.3 について、 $a = b = 1$  の場合を考えよう。まず、微分方程式は

$$\frac{du}{dt} = u(1 - u) \quad (\text{B.13})$$

と書くことができ、その解は  $u(t)$  が恒等的に 0 または 1 でないとき、

$$u(t) = \frac{Ce^t}{1 + Ce^t} \quad (\text{B.14})$$

となる。さらに簡単のために任意定数  $C$  と適切に選び、 $t = 0$  の時に  $u(0) = 0.1$  となる場合を考えよう。図 B.1 は例 B.2 と例 B.3 の 2 つの場合で  $u(t)$  がどのように変化するかを表した図である。 $a - bu$  の項を加えることで、 $t \rightarrow \infty$  で  $u(t)$  が発散しなくなる。式 (B.12) で表される曲線は**ロジスティック曲線**と呼ばれ、図 B.1 の赤線のような形を持つ。

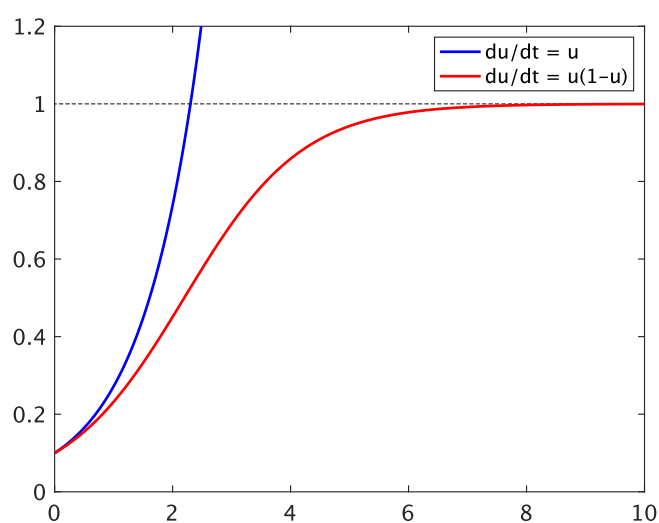


図 B.1  $du/dt = u$  と  $du/dt = u(1 - u)$  の 2 つの場合について、 $u(t)$  の挙動を比較した様子。

式 (B.13) の微分方程式の解の挙動は微分方程式を解かなくても概形は把握できる。 $u(t)$  の時間変化が  $u(1 - u)$  で記述されるが、これは  $u = 1/2$  を頂点とする上に凸な放物線で、 $0 < u < 1$  の範囲で  $u(1 - u) > 0$  となる。そのため、初期値  $u(t = 0)$  が 0 と 1 の間にあれば、単調に  $u(t)$  に増加し続ける。そして、 $u(t)$  が 1 に近づくと、微分係数  $u(1 - u)$  が 0 に近づくので、グラフは直線  $u = 1$  に漸近するようになる。

## B.3 1 階の線形微分方程式

この節では定数変化法では解けない種類の微分方程式のうち、

$$\frac{dy}{dx} + ay = f(x) \quad (\text{B.15})$$

の形で記述できる微分方程式の解法を記す。この形の微分方程式は、基本的には**定数変化法**と呼ばれる方法で解くことが可能である。

### B.3.1 式変形により簡単な場合に帰着させる

定数変化法の話をする前に式変形をすることで簡単に微分方程式が解ける場合を紹介する。微分方程式

$$\frac{dy}{dx} = ay \quad (\text{B.16})$$

を考える。この微分方程式の解は定数変化法により、 $y = Ce^{ax}$  と容易に求めることができる。ここで、 $y$  は  $x$  の関数  $y(x)$  として、 $e^{ax} \frac{d}{dx}(e^{-ax}y)$  を計算する。

$$\begin{aligned} e^{ax} \frac{d}{dx}(e^{-ax}y) &= e^{ax} \left( -ae^{-ax}y + e^{-ax} \frac{dy}{dx} \right) \\ &= \frac{dy}{dx} - ay \end{aligned}$$

これより、式 (B.16) の微分方程式は

$$e^{ax} \frac{d}{dx}(e^{-ax}y) = 0$$

とかけて、 $e^{-ax}y = C = \text{const.}$  となる。したがって、 $y = Ce^{ax}$  が微分方程式 (B.16) の解である。

**例 B.4** 上記の考え方を拡張して、 $\frac{dy}{dx} + 2y = x^2$  を解くことを考えよう。

#### 解答

まず、 $\frac{dy}{dx} + 2y$  は  $\frac{dy}{dx} + 2y = e^{-2x} \frac{d}{dx}(e^{2x}y)$  と書けるので、微分方程式は

$$e^{-2x} \frac{d}{dx}(e^{2x}y) = x^2$$

となる。これより、元の微分方程式は

$$\frac{d}{dx}(e^{2x}y) = x^2 e^{2x}$$

と書き表すことができる。このように変形すると、変数分離型ではなかった微分方程式が非常にシンプルな微分方程式と同等になる。後は、頑張って  $x^2 e^{2x}$  の積分を計算しよう。

$$\begin{aligned} e^{2x}y &= \int x^2 e^{2x} dx = \frac{1}{2} x^2 e^{2x} - \int x e^{2x} dx \\ &= \frac{1}{2} x^2 e^{2x} - \frac{1}{2} x e^{2x} + \int \frac{1}{2} e^{2x} dx \\ &= e^{2x} \left( \frac{1}{2} x^2 - \frac{1}{2} x + \frac{1}{4} \right) + C \end{aligned}$$

ゆえに、微分方程式の一般解は以下のようになる。

$$y = \frac{1}{2} x^2 - \frac{1}{2} x + \frac{1}{4} + C e^{-2x}$$

□

#### 式 (B.15) の形の微分方程式の解法

式 (B.15) の形の微分方程式

$$\frac{dy}{dx} + ay = f(x) \quad (\text{B.15})$$

は両辺に  $e^{ax}$  をかけることで、次のような微分方程式に変形することができる。

$$\frac{d}{dx}(e^{ax}y) = e^{ax}f(x) \quad (\text{B.17})$$

### B.3.2 定数変化法

式 (B.15) の形の微分方程式の解法としては**定数変化法**がオーソドックスといえるだろう。式 (B.15) の微分方程式について、 $f(x) = 0$  の場合の解を  $y_1(x)$  とする。この時、ある  $y_2(x)$  が式 (B.15) を満たすことが



わかれば、 $y_1(x) + y_2(x)$  は式 (B.15) の解である。なぜなら、

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx}(y_1 + y_2) + a(y_1 + y_2) &= \underbrace{\left(\frac{dy_1}{dx} + ay_1\right)}_0 + \underbrace{\left(\frac{dy_2}{dx} + ay_2\right)}_{f(x)} \\ &= f(x) \end{aligned}$$

となるからである。微分方程式の性質として、微分要素が  $dy/dx$  のみを含む場合は、一般解に含まれる任意定数は 1 つであるという性質が知られている。この性質を認めると、 $f(x) = 0$  の場合の解（斉次解） $y_1$  を求めることは比較的容易なので、斉次解の方に任意定数を持たせて、 $y_2$  は微分方程式を満たす特別な解（特解）を 1 つ見つけるのがよい。この考えのもと、定数変化法は次の方法で微分方程式を解く。

#### 定数変化法

- (1)  $\frac{dy}{dx} + ay = f(x)$  において、 $f(x) = 0$  とみなした場合の解（斉次解） $y_1$  を求める。

$$y(x) = Ce^{-ax} \quad (\text{B.18})$$

- (2) 式 (B.18) の定数  $C$  を関数  $\hat{C}(x)$  に置き換えて、この  $\hat{C}(x)$  を微分方程式 (B.15) を満足するように適切に決めることで特解を求める。

$$\frac{dy}{dx} + ay = \hat{C}'(x)e^{-ax} - a\hat{C}(x)e^{-ax} + a\hat{C}(x)e^{-ax} = \hat{C}'(x)e^{-ax} = f(x)$$

これより、関数  $\hat{C}(x)$  は次の式で決定することができる。

$$\hat{C}(x) = \int f(x)e^{ax} dx \quad (\text{ただし、積分定数は } 0 \text{ とする}) \quad (\text{B.19})$$

- (3) 一般解は式 (B.18) と式 (B.19) より以下のようにになる。

$$y(x) = Ce^{-ax} + \underbrace{\left(\int f(x)e^{ax} dx\right)}_{\hat{C}(x)} e^{-ax} \quad (\text{B.20})$$

さて、式 (B.20) を変形すると、

$$e^{ax}y = C + \int f(x)e^{ax} dx$$

となるので、これを微分すると式 (B.17) と一致する。そのため、定数変化法は数学的には前の subsection で紹介した議論と等価である。

**例 B.5** 上記の定数変化法を利用して、 $\frac{dy}{dx} + 2y = x^2$  を解くことを考えよう。

#### 解答

まず、斉次解は  $y = Ce^{-2x}$  である。そこで、 $C$  を  $\hat{C}(x)$  に置き換えて、元の微分方程式に代入して式を整理すると、

$$\hat{C}(x) = \int x^2 e^{2x} dx = e^{2x} \left( \frac{1}{2}x^2 - \frac{1}{2}x + \frac{1}{4} \right)$$

となる。ゆえに、微分方程式の一般解は以下のようにになる。

$$y = \frac{1}{2}x^2 - \frac{1}{2}x + \frac{1}{4} + Ce^{-2x}$$

□

## B.4 定数係数 2 階線形微分方程式

高校物理では「交流」の部分で登場する 2 回微分を含む微分方程式を考えよう。この TeX ノートでは、減衰振動の部分で

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\gamma \frac{dx}{dt} + \omega^2 x = 0$$

という微分方程式が登場した。この section では、このような微分方程式の解がどのようなになるかを数学的に把握する方法を記す。

### B.4.1 オイラーの公式

定数係数 2 階線形微分方程式の解について調べるには、オイラーの公式が不可欠である。 $e^x$  の  $x$  が実数の場合を考えてきた。これを複素数に拡張できるかどうかについては、改めて考え直すのが適切であるが、ここではその手順を飛ばして、複素数と三角関数を結びつける公式が次の**オイラーの公式**を導出する。

**定義 B.6** 複素数  $z$  に対して、複素数  $e^z$  を次のように定義する。

$$e^z = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{z^n}{n!} = 1 + z + \frac{z^2}{2!} + \frac{z^3}{3!} + \cdots \quad (\text{B.21})$$

#### オイラーの公式

$$e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta \quad (\text{B.22})$$

**証明.**  $e^x$  のテイラー展開の式に  $x = i\theta$  を代入する。 $(i$  は  $i^2 = -1$  を満たす複素数である。)

$$\begin{aligned} e^{i\theta} &= 1 + i\theta + \frac{(i\theta)^2}{2!} + \frac{(i\theta)^3}{3!} + \cdots + \frac{(i\theta)^n}{n!} + \cdots \\ &= 1 + i\theta - \frac{\theta^2}{2!} - i\frac{\theta^3}{3!} + \frac{\theta^4}{4!} + \cdots \\ &= \left(1 - \frac{\theta^2}{2!} + \frac{\theta^4}{4!} + \cdots\right) + i\left(\theta - \frac{\theta^3}{3!} + \frac{\theta^5}{5!} + \cdots\right) \\ &= \cos \theta + i \sin \theta \end{aligned}$$

□

**定理 B.7** 複素数  $z_1, z_2$  に対して、複素数  $e^{z_1}, e^{z_2}$  を式 (B.21) に基づいて定義する。このとき、次の指数法則が成立する。

$$e^{z_1+z_2} = e^{z_1} \cdot e^{z_2} \quad (\text{B.23})$$

**証明.** 右辺を定義に基づいて変形することで、左辺が得られることを示していく。

$$\begin{aligned} e^{z_1} \cdot e^{z_2} &= \left( \sum_{k=0}^{\infty} \frac{z_1^k}{k!} \right) \left( \sum_{l=0}^{\infty} \frac{z_2^l}{l!} \right) \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \left( \sum_{k+l=n} \frac{z_1^k z_2^l}{k! l!} \right) \end{aligned}$$

□

オイラーの公式が導出できれば十分であるが、付録編なので指数法則も記しておく。この指数法則は肩のついている  $z$  が実数の時は

B.4.2 定数係数 2 階線形微分方程式の解

B.4.3 特性方程式の利用

B.5 減衰振動と強制振動 (再考)



## 付録 C 近似的に物理現象を把握する

単振り子の接線方向の運動方程式は

$$mL \frac{d^2\theta}{dt^2} = -mg \sin \theta \quad (C.1)$$

と書かれることは第5章で紹介した。この際、 $\theta$  が十分小さい時は  $\sin \theta \approx \theta$  と近似をすることで、

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = -\frac{g}{L}\theta \quad (C.2)$$

と単振動を表す微分方程式が書けることを紹介した。この章では、 $\sin \theta \approx \theta$  と近似した時に  $\theta(t)$  の挙動がどう変わるかをシミュレーションで調べた。

### C.1 Euler 法

コンピュータシミュレーションでは、 $t > 0$  の全ての値について値を求めることはできない。基本的には漸化式を解くことによって、 $t > 0$  での挙動を把握することが行われる。一番簡単かつ直感的にもわかりやすい方法は **Euler 法** と呼ばれる<sup>(1)</sup>。

$x(t + \Delta t)$  の Taylor 展開は

$$x(t + \Delta t) = x(t) + x'(t)\Delta t + \frac{1}{2}x''(t)(\Delta t)^2 + \dots$$

となる。 $\Delta t$  が十分小さいとき、 $\Delta t$  の2次以上の項を無視できて、

$$x(t + \Delta t) = x(t) + v(t)\Delta t \quad (C.3)$$

となる ( $v(t) \equiv \dot{x}(t)$ )。同様にして、 $a(t) \equiv \dot{v}(t)$  として、

$$v(t + \Delta t) = v(t) + a(t)\Delta t \quad (C.4)$$

と近似できることもわかる。これをもとに  $t = 0$  における  $x(t), v(t)$  の初期値  $x(0), v(0)$  を与えたのちに、 $\Delta t > 0$  を十分小さくとり、 $t_n = n\Delta t$  における  $x(t_n)$  と  $v(t_n)$  を順次求めることで  $x(t)$  の挙動を把握することが可能である。以上が Euler 法の概要である。

#### Euler 法

微分方程式  $\frac{dx}{dt} = f(t, x)$  の解を  $a \leq t \leq b$  の範囲で数値的に求めることを考える。ただし、 $x(a) = x_0$  とする。この時、

$$h = \frac{b-a}{n}, \quad t_i = a + ih \quad (0 \leq i \leq n)$$

により、数列  $\{t_i\}$  を定めて、

$$X_0 = x_0, \quad X_{i+1} = X_i + h \cdot f(t_i, X_i) \quad (0 \leq i \leq n) \quad (C.5)$$

によって、数列  $\{X_i\}$  を決定すると、各  $X_i$  は  $x(t_i)$  を近似する。

<sup>(1)</sup>Euler 法の数学的意味や詳細は「数値解析」のテキストに記されているが、Euler 法の概略については「ファインマン物理学」など物理のテキストにも少しはのっていることがある。

## C.2 Runge-Kutta 法

Euler 法の他にも微分方程式を数値的に解く方法がある。ここでは **Runge-Kutta 法**を紹介する。Euler 法では

$$X_0 = x_0, \quad X_{i+1} = X_i + h \cdot f(t_i, X_i) \quad (0 \leq i \leq n) \quad (\text{C.5})$$

という漸化式によって、 $x(t_i)$  の近似値を計算する。Euler 法では  $f(t_i, x_i)$  は  $x(t)$  の時間微分となっている。Runge-Kutta 法では

$$X_0 = x_0, \quad X_{i+1} = X_i + h \cdot \Phi(t_i, X_i) \quad (0 \leq i \leq n) \quad (\text{C.6})$$

により、 $x(t_i)$  の近似値を計算する。この  $\Phi(t_i, X_i)$  は必ずしも  $x(t)$  の導関数でなくても良い。そのため、導関数を求めるのが難しい場合でも数値的に解を求めることができる。

### • Heun 法 — 2 次の Runge-Kutta 法 —

式 (C.6) の  $\Phi(t_i, x_i)$  として、

$$\Phi(t_i, x_i) = \frac{k_1 + k_2}{2}, \quad k_1 = f(t_i, X_i), \quad k_2 = f(t_i + h, X_i + hk_1) \quad (\text{C.7})$$

を選んだ場合は特に **Heun 法**と呼ばれる。

### • 3 次の Runge-Kutta 法

式 (C.6) の  $\Phi(t_i, x_i)$  として、以下のようにする方法がある。これは 3 次の Runge-Kutta 法の一つである。

$$\begin{aligned} \Phi(t_i, x_i) &= \frac{1}{6}k_1 + \frac{2}{3}k_2 + \frac{1}{6}k_3 \\ k_1 &= f(t_i, X_i), \quad k_2 = f\left(t_i + \frac{h}{2}, X_i + \frac{1}{2}hk_1\right), \quad k_3 = f(t_i + h, X_i + 2hk_2 - hk_1) \end{aligned} \quad (\text{C.8})$$

### • 4 次の Runge-Kutta 法 (1/6 公式)

式 (C.6) の  $\Phi(t_i, x_i)$  として、以下のようにする方法がある。これは 4 次の Runge-Kutta 法の一つである。

$$\begin{aligned} \Phi(t_i, x_i) &= \frac{1}{6}k_1 + \frac{1}{3}k_2 + \frac{1}{3}k_3 + \frac{1}{6}k_4 \\ k_1 &= f(t_i, X_i), \quad k_2 = f\left(t_i + \frac{h}{2}, X_i + \frac{1}{2}hk_1\right), \\ k_3 &= f\left(t_i + \frac{h}{2}, X_i + \frac{1}{2}hk_2\right), \quad k_4 = f(t_i + h, X_i + hk_3) \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

## C.3 振り子の運動を数値的に解析する

ここからは、線形近似する前の単振り子の運動方程式

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = -\sin\theta \quad (\text{C.10})$$

をコンピュータで解いてみた結果を記す。なお、簡単のために  $g/L = 1$  とした。先ほどまでに紹介した Euler 法や Runge-Kutta 法は 1 階の微分方程式に適用できる方法である。2 階の微分方程式の場合には補助変数を導入して 1 階の微分方程式に変形すればよい。ここで、 $\varphi(t) = \dot{\theta}(t)$  とおくと、式 (C.10) は

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\sin\theta \quad (\text{C.11})$$

と書くことができ、運動系自体は

$$\frac{d\theta}{dt} = \varphi, \quad \frac{d\varphi}{dt} = -\sin\theta \quad (\text{C.12})$$

という 2 つの 1 階の微分方程式により記述できる。

### C.3.1 Euler 法による解析

式 (C.12) のような連立微分方程式は、ここまでに出てきた  $X_i$  をベクトル  $\mathbf{X}_i = (\theta_i, \varphi_i)^\top$  とみなすだけで Euler 法や Runge-Kutta 法を適用できる。式 (C.12) で記述される物理系を Euler 法で解析して、 $\theta, \varphi$  の 2 つの挙動を決定するときは、

$$\mathbf{X}_0 = \begin{pmatrix} \theta_0 \\ \varphi_0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{X}_{i+1} = \mathbf{X}_i + h \begin{pmatrix} \varphi_i \\ -\sin \theta_i \end{pmatrix} \quad (\text{C.13})$$

を使えばよい。Euler 法で式 (C.2) や式 (C.11) で記述される物理系における  $\theta(t)$  の挙動をコンピュータで計算すると、以下ようになる。以下の 4 つの図では、 $\theta_0$  の値を変えた時の  $\theta(t)$  の挙動を表している。どれも  $\dot{\theta}(t=0) = 0$  としている。これは振り子を  $\theta = \theta_0$  の位置まで移動させた後に、静かに物体を放すことに対応する。

青線が Euler 法で計算した結果を表し、赤線は線形近似 ( $\sin \theta \approx \theta$ ) と近似した時の理論解を表す。初期値  $\theta_0$  を大きくしていき、 $\theta_0 = \pi/6$  とした時、赤線と青線の振動周期がズレ始めていることが確認できる。これは、線形近似をしてもよい条件である「 $|\theta|$  が十分小さい」を満足していないからだと考えられる。もう一つ重要なこととして、青線の振幅が徐々に大きくなっていることが確認できる。この結果はエネルギー保存則に反する結果であるが、これは数値計算では避けて通れない数値誤差に起因するものである。

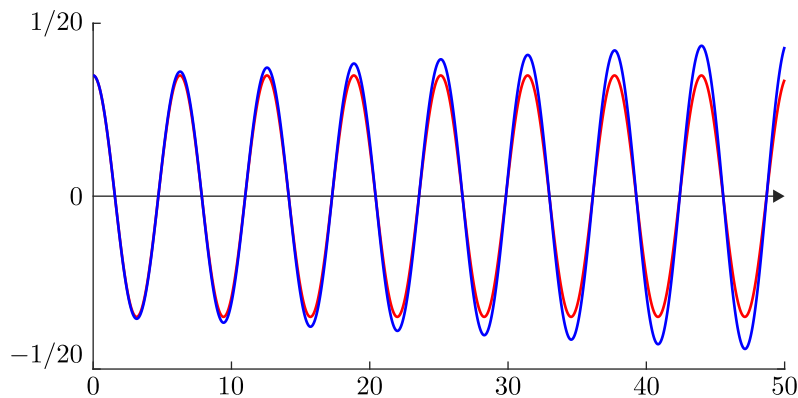


図 C.1  $\theta(t=0) = \pi/90$ ,  $h = 0.01$  とした時の Euler 法の計算結果：青線が Euler 法を用いて  $\theta(t)$  の挙動を計算した結果で、赤線が線形近似をした時の  $\theta(t)$  の理論的な挙動を表す。

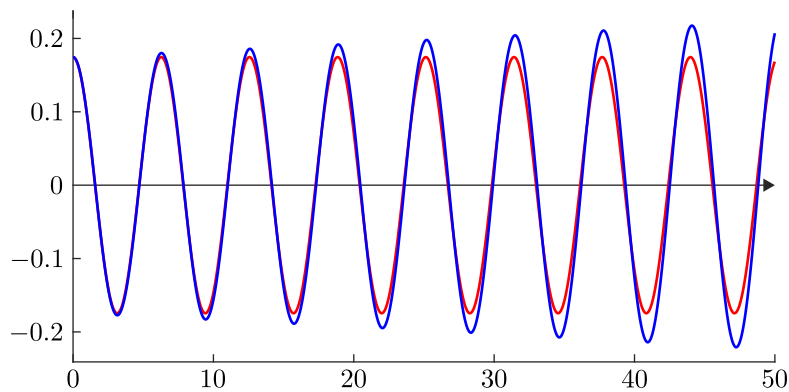


図 C.2  $\theta(t=0) = \pi/18$ ,  $h = 0.01$  とした時の Euler 法の計算結果：青線が Euler 法を用いて  $\theta(t)$  の挙動を計算した結果で、赤線が線形近似をした時の  $\theta(t)$  の理論的な挙動を表す。

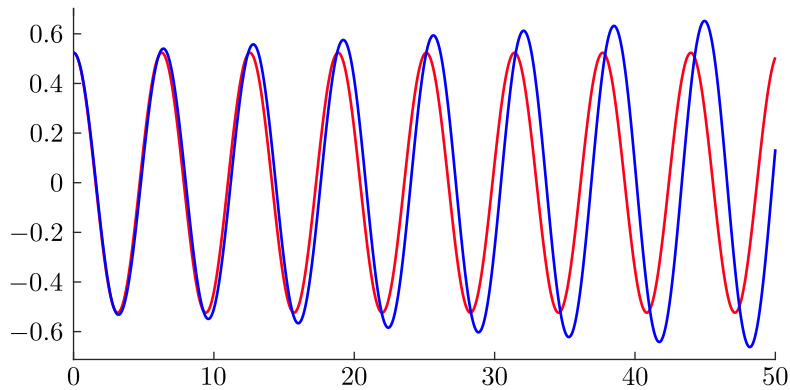


図 C.3  $\theta(t=0) = \pi/6$ ,  $h = 0.01$  とした時の Euler 法の計算結果：青線が Euler 法を用いて  $\theta(t)$  の挙動を計算した結果で、赤線が線形近似をした時の  $\theta(t)$  の理論的な挙動を表す。

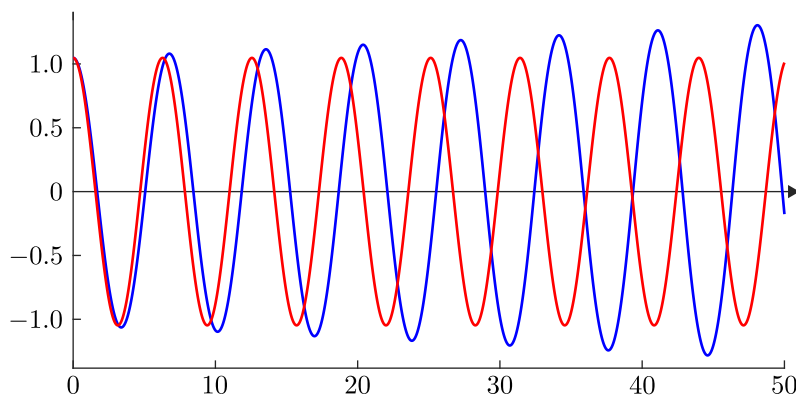


図 C.4  $\theta(t=0) = \pi/3$ ,  $h = 0.01$  とした時の Euler 法の計算結果：青線が Euler 法を用いて  $\theta(t)$  の挙動を計算した結果で、赤線が線形近似をした時の  $\theta(t)$  の理論的な挙動を表す。

### C.3.2 4 次の Runge-Kutta 法 (1/6 公式) による解析

続けて、4 次の Runge-Kutta 法 (1/6 公式) を利用して、式 (C.12) の解を計算する。初期条件は引き続き  $\theta(t=0) = \theta_0$ ,  $\dot{\theta}(t=0) = 0$  とする。次の 2 つの図は Runge-Kutta 法の計算結果である。Euler 法との一番の違いは、時間が経っても振幅が増加しないことである。エネルギー保存則を考えると、図 C.6 の青線のように振幅が増加しないことは自然である。数値計算に関する理論によると、数値的に計算することに起因する誤差 (真値とのズレ) は Euler 法より 4 次の Runge-Kutta 法の方が小さいことが知られている。この事実を認めると、Runge-Kutta 法の計算結果が真値を表していると解釈しているのが適切である。すると、図 C.6 は線形近似が適切とはいえない場合は、振動はするものの単振動の理論解である  $\cos$  関数からずれることを表現している図であるといえて、図 C.5 は線形近似が適切といえる範囲内ならば、線形近似の解と真値の誤差は十分小さいことを表す図であるといえる。



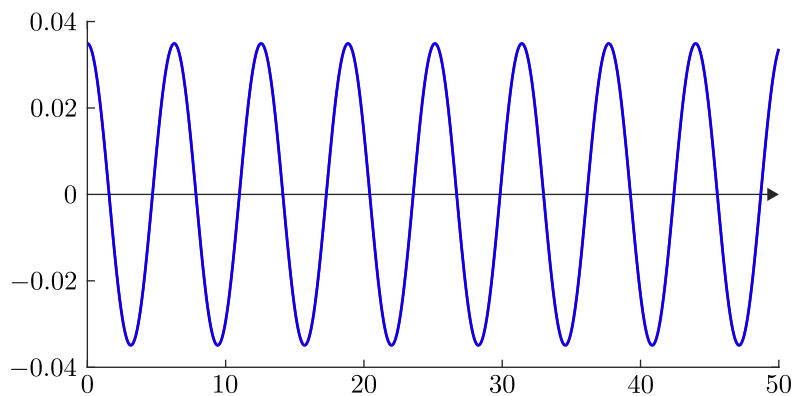


図 C.5  $\theta(t=0) = \pi/90$ ,  $h = 0.01$  とした時の Runge-Kutta 法（4 次：1/6 公式）の計算結果：青線が Runge-Kutta 法を用いて  $\theta(t)$  の挙動を計算した結果で、赤線が線形近似をした時の  $\theta(t)$  の理論的な挙動を表す。

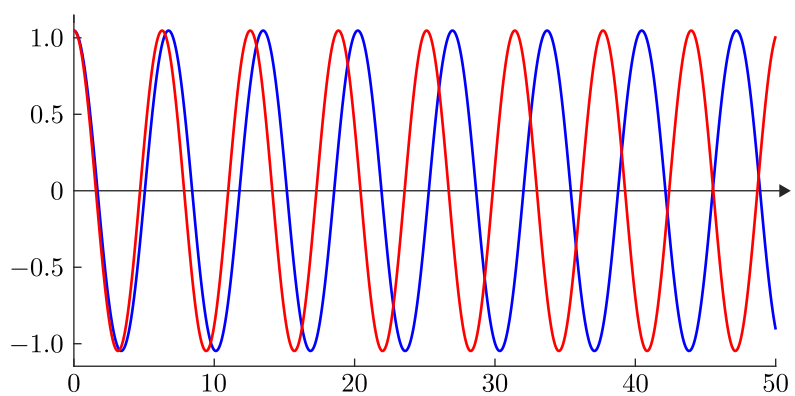


図 C.6  $\theta(t=0) = \pi/3$ ,  $h = 0.01$  とした時の Runge-Kutta 法（4 次：1/6 公式）の計算結果：青線が Runge-Kutta 法を用いて  $\theta(t)$  の挙動を計算した結果で、赤線が線形近似をした時の  $\theta(t)$  の理論的な挙動を表す。



## 付録 D 参考文献

この  $\text{T}_\text{E}\text{X}$  ノートを作成する上で参考にした書物を記す。筆者がオススメする本ではないことだけ注意してほしい。

### 大学受験対策用の参考書

- (1) 山本義隆『新・物理入門 (駿台受験シリーズ) 増補改訂版』(駿台文庫)
- (2) 山本義隆『新・物理入門問題演習 (駿台受験シリーズ) 改訂版』(駿台文庫)
- (3) 服部嗣夫『難問題の系統とその解き方 物理』(ニュートンプレス)
- (4) 浜島清利『名問の森 物理 力学・熱・波動 1 (河合塾シリーズ)』(河合出版)
- (5) 杉山忠男『理論物理への道標 (上)』(河合出版)
- (6) 吉田弘幸『はじめて学ぶ物理学 学問としての高校物理 (上)』(日本評論社)
- (7) 鈴木健一『東大の物理 25 カ年 [第 5 版] (難関校過去問シリーズ)』(教学社)
- (8) 2020 物理基礎・物理 重要問題集 (数研出版)
- (9) 2014 物理入試問題集 (数研出版)
- (10) 2015 物理入試問題集 (数研出版)
- (11) 2018 物理入試問題集 (数研出版)
- (12) 改訂版 物理基礎 (数研出版)
- (13) 改訂版 物理 (数研出版)
- (14) 高校物理の備忘録 (<https://physnotes.jp>)
- (15) 三ツ矢和弘『ハイレベル理系数学 三訂版』(河合出版)
- (16) 木村光一『数学 微分方程式・複素整数 分野別 標準問題精構』(旺文社)

**大学生用参考書 (数学や物理の参考書)**

- (1) 松尾厚『大学数学ことはじめ』(東京大学出版会)
- (2) 杉浦光夫『解析入門 I』(東京大学出版会)
- (3) 難波誠『数学シリーズ 微分積分学』(裳華房)
- (4) 足助太郎『線型代数学』(東京大学出版会)
- (5) 稲見武夫『常微分方程式 理工系の基礎数学 3』(岩波書店)
- (6) 柳田英二・栄伸一郎『講座＜数学の考え方＞ 7 常微分方程式』(朝倉書店)
- (7) 坂井卓三『初等力学』(岩波全書)
- (8) 藤原邦男『基礎物理学 1 物理学序論としての力学』(東京大学出版会)
- (9) 篠本滋・坂口英継『基幹講座物理学 力学』(東京図書)
- (10) 山内恭彦『一般力学 増訂第 3 版』(岩波書店)
- (11) 有山正孝『基礎物理学選書 8 振動・波動』(裳華房)
- (12) ファインマン・レイトン・サンズ (著), 坪井忠二 (訳)『ファインマン物理学 1 力学』(岩波書店)
- (13) ファインマン・レイトン・サンズ (著), 宮島龍興 (訳)『ファインマン物理学 3 電磁気学』(岩波書店)
- (14) The Feynman Lectures on Physics, Volume 2  
([http://www.feynmanlectures.caltech.edu/II\\_toc.html](http://www.feynmanlectures.caltech.edu/II_toc.html))