

第 3 章

流体力学の基礎方程式

2.1 節では、流体の運動を記述するために必要な変数は流速 v と独立な熱力学的変数 2 個であり、これらの未知変数を決定するために必要な法則は、質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則であることを述べた。本章では、これらの保存則を具体的に書き下すことにより、流体力学の基礎方程式を提示する。

3.1 連続の式

流体は不生不滅である（流体の質量が保存される）ことを具体的に書き表した数式が連続の式 (equation of continuity) である。先ず Lagrange 的立場から連続の式を導く。続いて Euler 的立場からも同様の方程式が導けることを示す。

3.1.1 Lagrange 的立場からの導出

各辺の長さが $\delta x, \delta y, \delta z$ の微小体積要素 (体積 $\delta V = \delta x \delta y \delta z$) の流体を考える。^{*1} 流体の密度を ρ とすると物質は不生不滅であるから、流れに伴って質量は変化しない、すなわち

$$\frac{D(\rho\delta V)}{Dt} = 0. \quad (3.1)$$

(3.1) を整理すると、

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\frac{\rho}{\delta V} \frac{D\delta V}{Dt} \quad (3.2)$$

^{*1} この微小体積要素は流れに流されつつ形を変えていく。

となる。右辺は

$$\begin{aligned}\frac{1}{\delta V} \frac{D\delta V}{Dt} &= \frac{1}{\delta x} \frac{D\delta x}{Dt} + \frac{1}{\delta y} \frac{D\delta y}{Dt} + \frac{1}{\delta z} \frac{D\delta z}{Dt} \\ &= \frac{\delta u}{\delta x} + \frac{\delta v}{\delta y} + \frac{\delta w}{\delta z}\end{aligned}\quad (3.3)$$

と変形できる。^{*2} ここで, (u, v, w) は x, y, z 方向の流体の速度である。 $\delta x \rightarrow 0, \delta y \rightarrow 0, \delta z \rightarrow 0$ の極限をとると

$$\lim_{\delta x \rightarrow 0, \delta y \rightarrow 0, \delta z \rightarrow 0} \frac{1}{\delta V} \frac{D\delta V}{Dt} = \nabla \cdot \mathbf{v}.\quad (3.4)$$

(3.4) は体積変化率が速度の発散で与えられることを示している。以上より, 質量保存則 (3.1) は

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v}\quad (3.5)$$

となる。Lagrange 微分の定義を用いて, (3.5) は以下のように書き直せる:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0.\quad (3.6)$$

これが連続の式, もしくは連続の方程式, である。(3.6) はしばしば Euler の連続の式と呼ばれる。^{*3}

非圧縮性流体の場合: このとき運動中に体積が変化しないので, (3.4) より

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0\quad (3.7)$$

となる。

3.1.2 Euler 的立場からの導出

連続の式 (3.6) は Euler 的立場からも以下に示すように導くことができる。空間に固定された任意の閉曲面 S を考える。^{*4} S に囲まれた領域を V とする。任意の時刻で V に含まれる質量は,

$$\iiint_V \rho dV$$

^{*2} $\delta x = x_2 - x_1$ として, $\frac{D\delta x}{Dt} = \frac{Dx_2}{Dt} - \frac{Dx_1}{Dt} = u(x_2) - u(x_1) = \delta u$ となる。 $\delta y, \delta z$ の Lagrange 微分も同様の方法で計算できる。

^{*3} (3.6) は Lagrange 的観点からの考察によって導かれたが, 独立変数を x, y, z, t とする場の変数の偏微分方程式になっているので, Euler 的観点の記述になっている。

^{*4} Euler 的観点なので, 考察の対象とする曲面は空間に固定されていて, 形は変えない。

である。そこで単位時間あたりの V の質量変化は、

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho dV$$

と表せる。^{*5} いっぽう上記の質量変化は単位時間に V の表面 S を通って V 内に流れ込んだ流体の質量に等しい筈である。単位時間に微小面積 dS を通過する流体の質量は、底面 dS 、高さ v_n の円柱に含まれる流体の質量に等しい。ここで、 v_n は流速 v の微小面積に垂直な成分で $v_n = v \cdot n$ である (図 3.1 参照)。そこで、単位時間に S を通って V 内に流れ込んだ流体の質量は

$$- \iint_S \rho v \cdot n dS = - \iiint_V \nabla \cdot (\rho v) dV$$

である。ここで S の表面に立てられた法線ベクトル n は外向きであるため、流れ込む流体に対しては負符号が付くことに注意せよ。また右辺への変形に Gauss の発散定理を用いた。以上の考察から質量保存則は

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho dV = - \iiint_V \nabla \cdot (\rho v) dV.$$

または、

$$\iiint_V \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot (\rho v) \right\} dV = 0, \quad (3.8)$$

と表せる。(3.8) は積分形の質量保存則である。領域 V は任意なので、上式が恒等的に成り立つためには被積分関数は 0 でなければならない。したがって、質量保存則は微分形で

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot (\rho v) = 0 \quad (3.9)$$

となる。(3.9) の左辺第 2 項、 ρv は質量流束 (質量フラックス)^{*6} と呼ばれる。(3.9) は、質量が保存されるならば、ある点における密度の時間変化は、質量フラックスの収束・発散に等しいことを表している。

3.1.3 フラックス形式の保存則

一般にある物理量 a が、そのフラックス F_a と a の生成・消滅項 Q_a によって

$$\frac{\partial a}{\partial t} + \nabla \cdot F_a = Q_a \quad (3.10)$$

^{*5} $\iiint_V \rho dV$ はもはや空間に対して積分を行い、時間のみの関数になっているので、この量の時間微分は常微分で表される。

^{*6} 単位時間・単位面積あたりを通過する質量を表す。

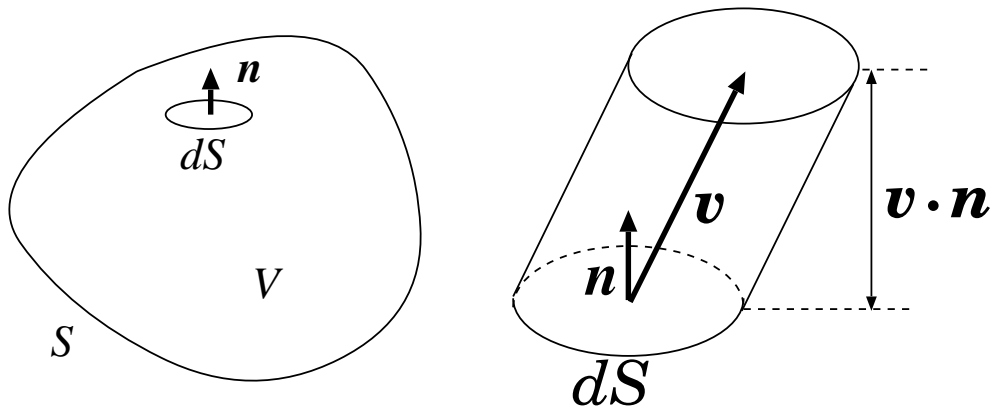


図 3.1 質量保存則を適用する任意の体積 V と単位時間あたり微小面積領域 dS を通過する流体の体積。

と表現されるとき、これをフラックス形式という。 $Q_a = 0$ のとき a はフラックス形式の保存則に従う、という。2.3 節で述べたように流体力学では Lagrange 形式の保存則の他に、フラックス形式の保存則が存在する。質量保存則は質量で書き表せば Lagrange 形式の保存則であるが、密度に関する式に書き直すとフラックス形式の保存則の形式になっている。

Lagrange 的保存量とフラックス形式の保存量の違い ある物理量が Lagrange 的に保存するとき、その物理量の単位体積あたりの量はフラックス形式の保存則に従い、その物理量の単位質量あたりの量は Lagrange 的保存則に従う。

体積 δV の微小な流体要素を考える。この微小体積のもつ物理量 A が Lagrange 的な保存則に従う $\frac{DA}{Dt} = 0$ とする。このとき、 A の単位質量あたりの量 $a \equiv \frac{A}{\rho \delta V}$ は Lagrange 的な保存則 $\frac{Da}{dt} = 0$ に従い、一方、単位体積あたりの量 $\tilde{a} \equiv \frac{A}{\delta V}$ はフラックス形式の保存則 $\frac{\partial \tilde{a}}{\partial t} + \nabla \cdot (\tilde{a} \mathbf{v}) = 0$ に従う。

3.2 運動方程式

“ある物体の運動量の時間変化率は、それに作用している力の総和に等しい”，という Newton の第二法則を流体に対して適用し、具体的に書き表した数式がここで述べる運動方程式である。前章と同様に Lagrange 的立場から運動方程式を導出する。つぎに Euler 的立場から運動方程式を導出する。3.2.1 節では非粘性流体を、3.2.2 節では一般的な流体を考察することにする。

3.2.1 Lagrange 的立場からの導出

本節では、簡単化のために非粘性流体を考察する。3.1.1 節と同様に、微小体積 δV の流体粒子を考える。Newton の第二法則によれば、流体粒子の運動量の時間変化は、それに働く力の総和に等しい。ここで、流体粒子に働く力には面積力（応力）と体積力がある。単位質量当たりの流体粒子に働く体積力を \mathcal{K} とする。一方、単位体積当たりの流体粒子に働く応力に伴う力^{*7}は $-\nabla p$ であるので（(1.8) 参照），

$$\frac{D(\rho\delta V\mathbf{v})}{Dt} = (-\nabla p)\delta V + \rho\delta V\mathcal{K} \quad (3.11)$$

と書ける。質量保存則

$$\frac{D(\rho\delta V)}{Dt} = 0$$

を用いて整理すると、(3.11) は

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \mathcal{K} \quad (3.12)$$

と書ける。(3.12) は非粘性流体の運動方程式であり、Euler の方程式と呼ばれる。

3.2.2 Euler 的立場からの導出

本節では、粘性を含んだより一般的な流体を考察する。ここでは表記に和の規約を用いる。空間に固定された閉曲面 S を考える。 S に囲まれた領域を V とする。 V に含まれる流体が持つ i 方向の運動量は $\int_V \rho v_i dV$ である。したがって、単位時間あたり V に含まれる流体の運動量の時間変化は

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho v_i dV$$

である。

考える流体に作用する力は体積力と面積力である。 i 方向に働く面積力は応力テンソル τ_{ij} を用いて、

$$\iint_S \tau_{ij} n_j dS$$

^{*7} 非粘性流体では応力は圧力のみである。

と表せる. また単位質量あたりの流体粒子に働く i 方向の体積力を \mathcal{K}_i とすると V に働く i 方向の体積力は

$$\iiint_V \rho \mathcal{K}_i dV$$

と表せる.

上記の効果以外に流体が運動量を携帯して S を通じて V 内に流入する効果がある. すなわち流体が“流れる”ことに起因した項がさらに付加される. これは Euler の連続の方程式を導出するときに行ったものと同様の議論により,

$$- \iint_S (\rho v_i) v_j n_j dS$$

と表せる.*⁸ 以上の議論から V 内の運動量の時間変化は, V に働く体積力, S に作用する面積力と S を通じて流れ込む運動量との総和に等しい. したがって,

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho v_i dV = \iiint_V \rho \mathcal{K}_i dV + \iint_S \tau_{ij} n_j dS - \iint_S (\rho v_i) v_j n_j dS \quad (3.13)$$

上式右辺第二項と第三項を Gauss の定理を用いて変形する. このとき, これらは

$$\iint_S \tau_{ij} n_j dS - \iint_S (\rho v_i) v_j n_j dS = \iiint_V \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} - \rho v_i v_j) dV$$

と書き換えられる. したがって (3.13) は

$$\iiint_V \left\{ \frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) - \rho \mathcal{K}_i - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j) \right\} dV = 0 \quad (3.14)$$

となる. ここで V が任意であることを考慮すると, 上式の被積分関数はゼロでなければならない. したがって, 微分形の運動量保存則

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j) = \rho \mathcal{K}_i + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.15)$$

が得られる.

さらにこの方程式を書き換える. (3.15) の左辺を展開する:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) &= v_i \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial v_i}{\partial t}, \\ \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j) &= \rho v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + v_i \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_j). \end{aligned}$$

*⁸ 図 3.1 参照. 連続の式の導出では, V の表面を通じて流入する流体の質量を考えたので, 微小体積 $v_n dS$ に密度を乗じた. ここでは運動量保存則を考えるので, V の表面を通じて流入する流体の運動量は, 微小体積 $v_n dS$ に運動量密度 ρv を乗ずればよい.

このうち第一式右辺第一項と第二式右辺第二項は連続の方程式 (3.9) より相殺される。そこで (3.15) は

$$\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho \mathcal{K}_i,$$

または密度 ρ で両辺を割って

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \mathcal{K}_i, \quad (3.16a)$$

と書ける。これが求めるべき運動方程式である。Lagrange 微分を用いると (3.16a) は以下のようになる：

$$\frac{Dv_i}{Dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \mathcal{K}_i. \quad (3.16b)$$

非粘性流体の場合： 非粘性流体の場合には、応力テンソルは圧力のみで

$$\tau_{ij} = -p\delta_{ij} \quad (3.17)$$

なので、運動方程式 (3.16) は

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mathcal{K}_i \quad (3.18a)$$

となる。(3.18a) をベクトル形式で書くと

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \boldsymbol{\mathcal{K}}, \quad (3.18b)$$

となる。Lagrange 的な立場から導出した非粘性流体の運動方程式 (3.12) が再び導かれた。

Newton 流体の場合： 応力テンソルが (1.16) で表される Newton 流体では、運動方程式 (3.16) は

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} + \frac{1}{3} \nu \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_j} \right) + \mathcal{K}_i, \quad (3.19a)$$

ベクトル形式では

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v} + \frac{1}{3} \nu \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) + \boldsymbol{\mathcal{K}}, \quad (3.19b)$$

と書ける。ここで $\nu = \mu/\rho$ は動粘性係数 (kinematic viscosity) と呼ばれる。(3.19) は Navier-Stokes 方程式 (Navier-Stokes equation) と呼ばれ、実在の流体の運動を極めて

よく記述する方程式である。Newton 流体を考察するときにはしばしば非圧縮性を仮定することがある。このとき、(3.19b) は

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\right) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v} + \mathcal{K}, \quad (3.20)$$

と書ける。Navier-Stokes 方程式として有名なものは、(3.20) の方である。非圧縮性が仮定されない場合でも、運動方程式として (3.20) の方を用いることがある。

3.3 エネルギー論

前節で導いた運動方程式から、運動エネルギーに関する方程式を導出してみる。前節と同様に和の規約を用いることにする。(3.16a) に ρv_i を乗じると、

$$\rho v_i \frac{\partial v_i}{\partial t} + \rho v_i v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = v_i \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho v_i \mathcal{K}_i,$$

上式左辺は、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho v_i v_i \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{2} \rho v_i v_i v_j \right) - \underbrace{\frac{1}{2} v_i v_i \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_j}{\partial x_j} \right)}_{\text{連続の式よりゼロ}}$$

と表現できる。次に右辺第一項は、

$$\begin{aligned} v_i \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} &= \frac{\partial (\tau_{ij} v_i)}{\partial x_j} - \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \\ &= \frac{\partial (\tau_{ij} v_i)}{\partial x_j} - \tau_{ij} e_{ij}. \end{aligned} \quad (3.21)$$

上式の最後の表現には τ_{ij} が対称テンソルである ($\tau_{ij} = \tau_{ji}$) ことを用いた。また、

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.22)$$

である。したがって、単位体積あたりの運動エネルギーを $T = \frac{1}{2} v_i v_i$ とすると、その発展方程式は

$$\frac{\partial (\rho T)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho T v_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial (\tau_{ij} v_i)}{\partial x_j} + \rho v_i \mathcal{K}_i - \tau_{ij} e_{ij}, \quad (3.23)$$

となる。

質点系の力学では運動エネルギーとポテンシャルとの和が保存される。一方、流体力学では、たとえ流体粒子 (流体素片) に働く外力 \mathcal{K} がゼロであっても (ポテンシャルからの寄与はこの項から生じる)、流体粒子の運動エネルギー (力学的エネルギー) は保存しない

ことに注意すべきである。力学的エネルギーのみでは保存則は成立せず、力学的エネルギーと内部エネルギーの和が保存するのである。(3.23)の右辺最終項が、運動エネルギーと内部エネルギーとの間の変換を表す項になっている。このことは、応力テンソル τ_{ij} を具体的に表現すると分かりやすい。

非粘性流体の場合： 非粘性流体の場合には、応力テンソルは圧力のみで

$$\tau_{ij} = -p\delta_{ij}$$

なので、(3.21) は

$$-\frac{\partial(pv_j)}{\partial x_j} + pe_{jj}$$

となる。したがって、(3.23) は

$$\frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho T + p)v_j}{\partial x_j} = \rho v_i \mathcal{K}_i + pe_{kk}, \quad (3.24a)$$

もしくはベクトル形式で

$$\frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \nabla \cdot \{(\rho T + p)\mathbf{v}\} = \rho \mathbf{v} \cdot \mathcal{K} + p \nabla \cdot \mathbf{v}, \quad (3.24b)$$

となる。(3.24b)の右辺最終項は圧力と体積の変化との積とみなすことができ、熱力学によるとそれは系がされた（もしくは系がした）仕事である。熱力学の第一法則は内部エネルギーの変化は系に加えられた熱量と系がされた仕事の和として書けるので、したがって、(3.24b)の右辺最終項を通じて運動エネルギーの式が内部エネルギーとつながることがわかる。

Newton 流体の場合： 応力テンソルが (1.16) で表される Newton 流体では、(3.21) 式は、

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -pv_j + 2\mu \left(e_{ij}v_i - \frac{1}{3}e_{kk}v_j \right) \right\} - \left\{ -pe_{ii} + 2\mu \left(e_{ij}e_{ij} - \frac{1}{3}e_{kk}e_{ii} \right) \right\}$$

となる。ここで、

$$\begin{aligned} \left(e_{ij} - \frac{1}{3}e_{kk}\delta_{ij} \right)^2 &= e_{ij}e_{ij} - \frac{2}{3}e_{ij}e_{kk}\delta_{ij} + \frac{1}{9}e_{ll}e_{kk} \underbrace{\delta_{ij}\delta_{ij}}_{=3} \\ &= e_{ij}e_{ij} - \frac{1}{3}e_{kk}e_{jj}. \end{aligned} \quad (3.25)$$

したがって、(3.23) は

$$\frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\rho T + p)v_j - 2\mu \left(e_{ij}v_i - \frac{1}{3}e_{kk}v_j \right) \right\} = \rho v_i \mathcal{K}_i + pe_{kk} - \Phi, \quad (3.26)$$

$$\Phi = 2\mu \left(e_{ij} - \frac{1}{3}e_{kk}\delta_{ij} \right)^2. \quad (3.27)$$

Φ は散逸関数 (dissipation function) と呼ばれ, 正の量である. これは粘性の効果による運動エネルギーの散逸を表している. この散逸された運動エネルギーは熱力学的エネルギーの方程式の加熱項になる. このことは熱力学的エネルギーの方程式の導出の際にもう一度振り返ることにする.

3.4 熱力学的エネルギーの方程式

“系の内部エネルギーと運動エネルギーとの和の時間変化率は, その系に流入する内部エネルギー, 運動エネルギー, 熱流の和, 系に働く力がする仕事, さらに系内の熱源による加熱に等しいという”, というエネルギー保存則を具体的に書き表した数式がここで述べるエネルギー方程式である. Euler 的立場からの導出を行う.

空間に固定された閉曲面 S を考える. S に囲まれた領域を V とする. V に含まれる流体が持つ内部エネルギーと運動エネルギーの和 (全エネルギー) は $\int_V \rho (T + U) dV$ である. ここで, 単位質量あたりの運動エネルギーと内部エネルギーをそれぞれ T, U と表した. 単位時間あたり V に含まれる流体の全エネルギーの時間変化は

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho (T + U) dV$$

である. 考える流体に作用する力は体積力と面積力である. 体積力と面積力が系 V にする仕事は, 単位時間当たり

$$\iiint_V \rho v_i K_i dV + \iint_S v_i \tau_{ij} n_j dS$$

と表せる.*9 S を通じて V 内に流入する全エネルギーは, Euler の連続の方程式を導出するときに行ったものと同様の議論により,

$$- \iint_S \{ \rho (T + U) \} v_j n_j dS \quad (3.28)$$

と表せる. さらに, 流体内の温度が一様でないとき, 流体の運動とは無関係に熱の移動が起こる. これは熱伝導 (thermal diffusivity) と呼ばれ, 流体を構成する原子・分子の熱的振動に伴って発生する現象である. 熱伝導に伴う熱流 θ は S を通じて V 内に流入する. この効果は

$$- \iint_S \theta_j n_j dS \quad (3.29)$$

*9 物体に力 F が働いている時に, その物体を r だけ動かすのに要する仕事は, $F \cdot r$ である.

と表せる.*10

また, 単位質量あたりの流体の加熱率を J とする. このときエネルギー保存則より V 内のエネルギーの時間変化は, V に働く体積力がする仕事, S を通じて作用する面積力がする仕事, S を通じて V 内に流れ込む全エネルギーと熱伝導に伴う熱流, さらに系内の熱源による加熱率の総和に等しいので,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \iiint_V \rho (\mathcal{T} + \mathcal{U}) dV &= \iiint_V \rho v_i \mathcal{K}_i dV + \iint_S v_i \tau_{ij} n_j dS \\ &\quad - \iint_S [\{\rho (\mathcal{T} + \mathcal{U})\} v_j + \theta_j] n_j dS \\ &\quad + \iiint_V \rho J dV \end{aligned} \quad (3.31)$$

上式右辺第二, 三項を Gauss の定理を用いて変形すると

$$- \iiint_V \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \mathcal{T} v_j + \rho \mathcal{U} v_j - v_i \tau_{ij} + \theta_j) dV \quad (3.32)$$

と書き換えられる. したがって V が任意であることを考慮すると, 微分形のエネルギー方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \{\rho (\mathcal{T} + \mathcal{U})\} + \frac{\partial}{\partial x_j} \{\rho (\mathcal{T} + \mathcal{U}) v_j\} = \frac{\partial (v_i \tau_{ij})}{\partial x_j} - \frac{\partial \theta_j}{\partial x_j} + \rho v_i \mathcal{K}_i + \rho J \quad (3.33)$$

となる. 力学的エネルギーの方程式 (3.23) を (3.33) から引くと, 単位体積あたりの内部エネルギーに関する方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathcal{U}) + \frac{\partial}{\partial x_j} \{(\rho \mathcal{U}) v_j\} = \tau_{ij} e_{ij} - \frac{\partial \theta_j}{\partial x_j} + \rho J \quad (3.34)$$

が得られる. さらに連続の式を考慮すると, (3.34) は Lagrang 微分を用いて

$$\frac{DU}{Dt} = \frac{1}{\rho} \tau_{ij} e_{ij} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \theta_j}{\partial x_j} + J \quad (3.35)$$

となる.

*10 温度勾配があまり大きな値をとらない範囲では, 熱伝導は Fourier の法則によってよく記述できる. Fourier の法則は

$$\boldsymbol{\theta} = -\kappa \nabla T \quad (3.30)$$

と表せる. κ は熱伝導率と呼ばれる.

非粘性流体の場合： 非粘性流体の場合には，応力テンソルは $\tau_{ij} = -p\delta_{ij}$ なので，(3.35) の右辺第一項は

$$\tau_{ij}e_{ij} = -pe_{jj} = -p\frac{\partial v_j}{\partial x_j} \quad (3.36)$$

と変形される．さらに上式最後の表現に連続の式を用いると (3.35) は

$$\frac{DU}{Dt} + p\frac{D}{Dt}\left(\frac{1}{\rho}\right) = -\frac{1}{\rho}\nabla\cdot\boldsymbol{\theta} + J \quad (3.37)$$

となる．熱流 $\boldsymbol{\theta}$ がゼロのとき，(3.37) は，熱力学の第一法則 $\delta U + p\delta\left(\frac{1}{\rho}\right) = \delta Q$ において，熱力学的な状態の変化が単位時間に起こったと考えて δ の記号を Lagrange 微分 $\frac{D}{Dt}$ で置き換えたものと同じ形式になっている．

Newton 流体の場合： Newton 流体の場合には，(3.35) の右辺第一項は

$$\tau_{ij}e_{ij} = -pe_{jj} + \Phi \quad (3.38)$$

となる．したがって (3.35) は

$$\frac{DU}{Dt} + p\frac{D}{Dt}\left(\frac{1}{\rho}\right) = \Phi - \frac{1}{\rho}\nabla\cdot\boldsymbol{\theta} + J \quad (3.39)$$

この場合に熱力学的エネルギー方程式には，非粘性流体の熱力学的エネルギー方程式に，粘性による力学的エネルギーの散逸に伴う項（右辺第二項の Φ ）が，加熱項として加わっていることがわかる．（(3.26) 参照．）

演習問題

1. (3.5) は (3.6) と書けることを確かめなさい。
2. 和の規約を用いて，連続の式 (3.9) を表現しなさい。
3. 体積 δV の微小な流体要素を考える．この微小体積のもつ物理量 A が Lagrange 的な保存則に従う $\frac{DA}{Dt} = 0$ とする．このとき， A の単位質量あたりの量 $a \equiv \frac{A}{\rho\delta V}$ は Lagrange 的な保存則 $\frac{Da}{dt} = 0$ に従い，一方，単位体積あたりの量 $\tilde{a} \equiv \frac{A}{\delta V}$ は フラックス形式の保存則 $\frac{\partial \tilde{a}}{\partial t} + \nabla\cdot(\tilde{a}\boldsymbol{v}) = 0$ に従うことを確かめなさい。