付録

A．1．磁場の起源 -ビオー・サヴァールの法則-

電流を流すと磁場が発生する．ビオー・サヴァールの法則(Biot-Savart law)によれば，図 A.1.のように細い導線の中を電流 I が流れていると，任意の位置での電流素片 $Id\boldsymbol{l}$ がそこから $\boldsymbol{R}$ 離れた位置に

$$d\boldsymbol{H} = \frac{1}{4\pi}\frac{Id\boldsymbol{l}\times\boldsymbol{R}}{R^2} \qquad \text{(A.1.1)}$$

の磁場をつくる.単位はA(アンペア)/m である．$\boldsymbol{H}$ は磁場の強さを表し，4 章で用いた磁束密度 $\boldsymbol{B}$ との間に

$$\boldsymbol{B} = \mu\boldsymbol{H} \qquad \text{(A.1.2)}$$

の関係がある．ここで μ は透磁率であり，真空の透磁率 $4\pi\times10^{-7}$ H(ヘンリー)/m を μ_0 で表す．強磁性体や反強磁性体などのいわゆる磁性体や超伝導体などを除けば，ほとんどの物質で透磁率は実質的に μ_0 に等しい．

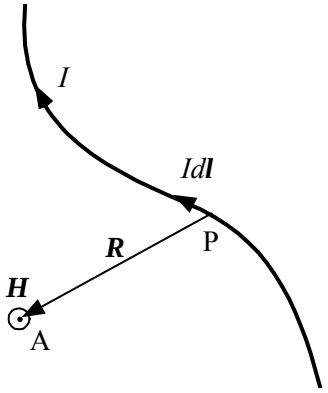


図 A.1．紙面の上で電流 I が流れているとき 点Pでの電流素片によって点Aに作られる磁場．このとき磁場 $\boldsymbol{H}$ は紙面に垂直に下から上に向いている．

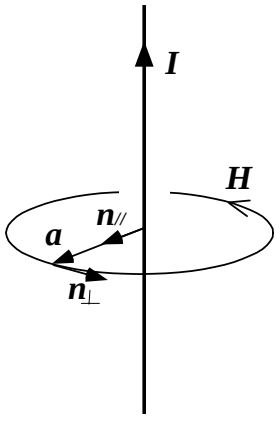
太さのある導線の中を電流が流れている場合に対してもこのビオー・サヴァールの式を容易に拡張することができるが，ここでは簡単のために導線が十分細いとして，(1)直線電流，(2)円電流，および(3)ソレノイドコイルにより誘起される磁場を(A.1.2)式より求めよう．

1) 直線電流による磁場

直線電流があると図A2.に示すように

$$\boldsymbol{H} = \frac{I}{2\pi a}\boldsymbol{n}_\perp \qquad \text{(A.1.2)}$$

という軸対称の磁場が生じる．ここで $\boldsymbol{n}_\perp$ は半径



図A.2．直線電流がつくる磁場.

が a の円の接線方向の単位ベクトルである.

2) 円電流による磁場

図 A3. のような向きに流れている半径 a の円電流の中心軸上 z の位置では，中心軸方向の単位ベクトルを $\boldsymbol{k}$ として

$$\boldsymbol{H} = \frac{Ia^2}{2(a^2+z^2)^{3/2}}\boldsymbol{k} = \frac{Ia^2}{2r^3}\boldsymbol{k} \qquad \text{(A.1.3)}$$

という磁場が生じる．したがって，この円電流から十分遠く離れた位置，または，十分小さな円電流ではよい近似で

$$\boldsymbol{H} = \frac{a^2 I}{2z^3}\boldsymbol{k} \qquad \text{(A.1.4)}$$

となる.

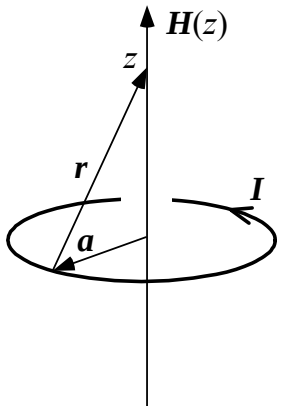


図 A.3. 円電流がつくる磁場.

ここで, 図 A.4 に示すような微小な距離 d だけ離れて存在する+Q と-Q の磁極(または磁荷ともいう)の組み合わせを考えよう．このような磁極対を磁気双極子といい， -Q から+Q に向いたベクトルを $\boldsymbol{d}$ とするとその双極子が持つ磁気モーメントは

$$\boldsymbol{\mu} = Q\boldsymbol{d} \qquad \text{(A.1.5)}$$

に等しい．さらに，電荷がクーロンの法則によって電場をつくるのと同様に，個々の磁極はその磁極から $\boldsymbol{r}$ の位置に

$$\boldsymbol{H} = \frac{\pm Q}{4\pi r^2}\frac{\boldsymbol{r}}{r} \qquad \text{(A.1.6)}$$

の磁場をつくるとしよう. そうすると当然双極子も磁場をつくり, それは+Q と-Q が個々につくる磁場を足し合わせた(相殺した)正味の磁場である．双極子が z 方向を向いているとして双極子から十分遠い z の位置での磁場を求めると，(A.1.6)式より

$$\boldsymbol{H} = \frac{\boldsymbol{\mu}}{2\pi z^3} \qquad \text{(A.1.7)}$$

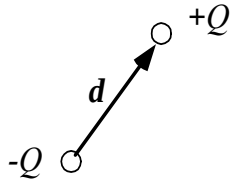


図 A.4．磁気双極子.

となる．この値を円電流がつくる磁場を与える(A.1.4)式と比べると，円電流の磁場はその円電流の中心に，電流面に対して垂直に向けて置かれた

$$\boldsymbol{\mu} = \pi a^2 I \boldsymbol{k} \qquad \text{(A.1.8)}$$

という磁気双極子がつくる磁場に等しいことがわかる．つまり，円電流は磁気双極子とみなすことができる．電子と陽子は電荷を持つ粒子であるが，これらの粒子は自発的に回転している．この回転運動をスピンという．電荷のスピンは一種の円電流であり，したがって磁気双極子モーメントを生じる．中性子は粒子全体では中性であるが，地球が地磁気を生じているように，中性子もスピンによる固有の磁気双極子モーメントを持っている．

なお，磁気双極子モーメントでは $\pm Q$ と d を区別することに実際上の意味はほとんどなく，意味があるのはそれらの積 $\boldsymbol{\mu}$ の大きさである．事実，電荷のように単独で存在する$+Q$ または$-Q$ の単一磁極(モノポール)は見つかっていない．

ところで，円電流は電荷の等速円運動である．いま質量 m，電荷 e の粒子を考え，その速度を $\boldsymbol{v}$ とすると，1 個の電荷による半径 a の円電流 $\boldsymbol{I}$ は

$$\boldsymbol{I} = \frac{e\boldsymbol{v}}{2\pi a} \qquad \text{(A.1.9)}$$

である．円運動をしている粒子は角運動量を持つ．その角運動量を $\boldsymbol{L}$ と表すと，$\boldsymbol{L}$ は

$$\boldsymbol{L} = \boldsymbol{a} \times m\boldsymbol{v} \qquad \text{(A.1.10)}$$

と定義される．(A.1.9)式の $\boldsymbol{v}$ を(A.1.10)式に代入すると

$$\boldsymbol{L} = \frac{2\pi ma^2 I}{e}\boldsymbol{k} \qquad \text{(A.1.11)}$$

となる．これより，(A.1.8)式の磁気モーメント $\boldsymbol{\mu}$ と角運動量 $\boldsymbol{L}$ が比例関係にあり，

$$\boldsymbol{\mu} = \gamma \boldsymbol{L}, \quad \gamma = \frac{2m}{e} \qquad \text{(A.1.12)}$$

であることが分かる．γ を**磁気回転比**と呼ぶ．

3) ソレノイドコイル

図 A5. のように導線を巻き重ねたものを

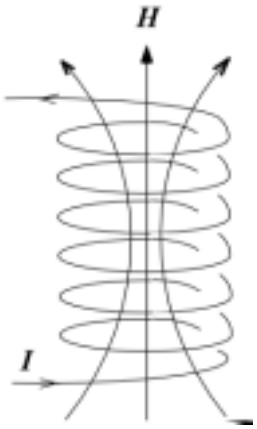


図 A.5. 通電したソレノイドコイルがつくる磁場．

ソレノイドコイルという．これは円輪導線を直列に積み重ねたものと同等である．コイルの長さが直径よりも十分大きければ，コイルの中心部では磁場は一様に軸方向を向く．このとき，単位長さ当りの巻き数を n としてコイルの中心軸上の磁場の強さは

$$\boldsymbol{H} = nI\,\boldsymbol{n} \qquad \text{(A.1.13)}$$

で与えられる．ここで $\boldsymbol{n}$ はコイルの中心軸方向の単位ベクトルである．

A．2．磁場中の磁気モーメントの運動と MRI

原子核は陽子と中性子の複合体である．陽子と中性子の磁気的相互作用のために多くの原子核では全体として磁気双極子モーメントが打ち消されているが，原子番号と質量数のどちらかまたは両方が奇数の原子核はそれぞれ固有の磁気双極子モーメントを持っている．いま，1つの原子核の磁気モーメントを $\boldsymbol{M}$ とし，図 A6 のように $\boldsymbol{M}$ が外部磁場 $\boldsymbol{H}$ に対して角度 θ だけ傾いているときの $\boldsymbol{M}$ の運動を考えよう．

$+Q$ と $-Q$ の磁極は磁場から

$$\boldsymbol{F}_{\pm} = \pm Q\boldsymbol{H} \qquad \text{(A.2.1)}$$

の力を受ける．これは電場中の電荷 q が

$$\boldsymbol{F} = q\boldsymbol{E} \qquad \text{(A.2.2)}$$

という力を受けることと同等である．双極子の場合これらの力は回転力(トルク)として作用し，双極子モーメントを回転させようとする．この様子を図 A6 に示す．図 A6 で θ を増す方向を+にとればテコの原理により，トルクは

$$N = -QHd\sin\theta = -MH\sin\theta \qquad \text{(A.2.3)}$$

である．トルクが負の符号であることは単振動子のバネと同様に，常に θ を減らすように磁気力が働くことを意味している．これをベクトル方程式で表せば

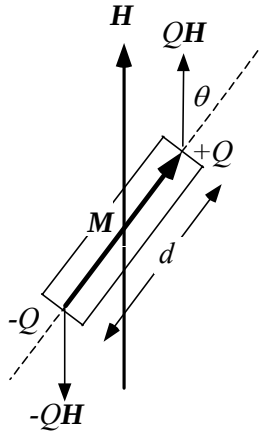


図 A.6. 磁場中の磁気双極子が受ける力．

$$\boldsymbol{N} = \boldsymbol{M} \times \boldsymbol{H} \qquad \text{(A.2.4)}$$

と書くことができる．

磁気双極子モーメントは円電流またはスピンと同じなので高速で回転しているコマにたとえることができる．つまり，双極子モーメントを，回転しているコマの軸と思えばよい．磁場中に置かれた磁気双極子モーメントは，このコマが首振り運動をするように，磁場によりトルクを受けて首振り運動をする．力学によればこの首振り運動は

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \boldsymbol{N} \qquad \text{(A.2.5)}$$

という運動方程式で与えられる．両辺に γ をかけ，(A.1.12)式と(A.2.4)式を用いて(A.2.5)式を書き換えると

$$\frac{d\boldsymbol{M}}{dt} = \gamma\, \boldsymbol{M} \times \boldsymbol{H} \qquad \text{(A.2.6)}$$

または

$$\frac{d\boldsymbol{M}}{dt} = \frac{\gamma}{\mu_0}\, \boldsymbol{M} \times \boldsymbol{B} \qquad \text{(A.2.7)}$$

となる．

運動方程式(A.2.6)，(A.2.7)式は(4.5.1)式で述べた，電荷に対するローレンツ力と数学的に同じ形である．つまり，$\boldsymbol{H}$ または $\boldsymbol{B}$ の方向を z にとると，電荷のサイクロトロン運動とまったく同様に，磁気双極子モーメントは M_z を一定に保って$(x,\ y)$平面内で等速回転運動をする．これが図 4.6.9 に示した才差運動である．すなわち，運動方程式(A.2.6)式の解は(4.5.4)式で求めたサイクロトロン運動の速度 $\boldsymbol{v}$ と同様に，$a,\ \alpha$ を一定として

$$M_x = a\sin(\omega_g t + \alpha) \qquad \text{(A.2.8.a)}$$

$$M_y = a\cos(\omega_g t + \alpha) \qquad \text{(A.2.8.b)}$$

$$M_z = \text{一定} \qquad \text{(A.2.8.c)}$$

で与えられる．才差運動の周波数ω_gは

$$\omega_g = \frac{\gamma}{\mu_0} B \qquad \text{(A.2.9)}$$

であるから，サイクロトロン周波数ω_cが B に比例するのと同様に B に比例する．

しかし物質中ではスピンを持った電子や磁気モーメントを持った原子核などとの相互作用によって運動エネルギーが散逸するために，才差運動に制動が加わる．この作用を取り入れると，緩和時間をτとして運動方程式は一般に

$$\frac{d\boldsymbol{M}'}{dt}=\frac{\gamma}{\mu}\boldsymbol{M}'\times\boldsymbol{B}-\frac{\boldsymbol{M}'}{\tau}\quad,\quad \boldsymbol{M}'=\boldsymbol{M}-\boldsymbol{M}_0 \qquad \text{(A.2.10)}$$

となる．$\boldsymbol{M}_0$は$\boldsymbol{M}$の熱平衡値であり，磁場の方向を向いている．つまり，物質中の$\boldsymbol{M}$は物質全体で平均すると定常状態では才差運動をせずに静止している．この式も緩和のある電磁場中の電子の運動方程式(4.6.5)式において$\boldsymbol{E}$を 0 としたときと数学的にまったく同じである．ここで，(A.2.1)式で与えたように，磁極に力を及ぼすのは磁場であることを思い起こそう．したがって，静磁場$\boldsymbol{B}$と直交する向きに，(4.6.5)式の$\boldsymbol{E}$に対応した，交流磁場を加えると，4.6.3 で述べたサイクロトロン共鳴のときと同様に$\omega = \omega_g$**で**交流磁場の共鳴吸収が起こって図 4.6.9 に示したように$\boldsymbol{M}$に才差運動を起こさせる．これが**核磁気共鳴**である．

MRI では超伝導線を巻いたソレノイドコイルに通電して静磁場を発生させ，交流磁場は超伝導ソレノイドと直交させて巻いたもう 1 つのソレノイドコイルで発生させる．断層撮像を得るには静磁場の強さに空間的な勾配をつけるなど，いろいろな技術的工夫が必要であるが，原理的には静磁場を掃引して生体内の H や N あるいは P 核による交流磁場の共鳴吸収を観測するわけである．

A．3．陽電子放射断層撮影検査(PET)

陽電子放射断層撮影検査，Positron Emission Tomography: PET，ががんの早期発見に有効であることから近年脚光を浴びている．これは陽電子崩壊により生じるγ線を観測して断層映像を撮影する方法である．サイクロトロン加速器でプロトン(陽子)を加速して ${}_8O^{17}$ などの原子核に当てると短寿命で陽電子崩壊を起こす人工放射性同位元素が作られる．プロトンを当てる原子核には ${}_8O^{17}$ をはじめとして，表 A.3.1 に示すような，安定同位体を持つ元素が候補になる．陽電子崩壊までの過程は次のように表される．

(1) ${}_5B^{10} + {}_1H^1 \rightarrow {}_6C^{11} \rightarrow {}_5B^{11} + \beta^+$

(2) ${}_6C^{12} + {}_1H^1 \rightarrow {}_7N^{13} \rightarrow {}_6C^{13} + \beta^+$

(3) ${}_7N^{14} + {}_1H^1 \rightarrow {}_8O^{15} \rightarrow {}_7N^{15} + \beta^+$

(4) ${}_8O^{17} + {}_1H^1 \rightarrow {}_9F^{18} \rightarrow {}_8O^{18} + \beta^+$

各元素についての右側の矢印が陽電子崩壊を表わしている．表 A.3.2 にそれぞれの人工

表 A.3.1　自然界での安定同位体

元素	原子相対頻度
$_5B^{10}$ $_5B^{11}$	18.7 81.3
$_6C^{12}$ $_6C^{13}$	98.89 1.11
$_7N^{14}$ $^7N^{15}$	99.635 0.365
$_8O^{16}$ $_8O^{17}$ $_8O^{18}$	99.759 0.037 0.204
$_9F^{19}$	100

表 A.3.2　放射性同位元素の半減期

放射性同位元素	$_6C^{11}$	$_7N^{13}$	$_8O^{15}$	$_9F^{18}$
半減期(min)	20	10	2	110

放射性同位元素の半減期を示す．体内に残る $_5B^{11}$，$_6C^{13}$，$_7N^{15}$ および $_8O^{18}$ はいずれも体内に多量に含まれている元素であるため無害である．

実際の検診のほとんどで現在は(4)が使われる．そのため，相対頻度 0.037%の $_8O^{17}$ から作った $_9F^{18}$ と糖から，グルコースの水酸基の１つを $_9F^{18}$ に置換した構造である FDG（２-デオキシ-２-フルオロ-D-グルコース）を合成して注射する．がん細胞が糖分を多量に消費するので FDG ががん細胞に凝集するという特性を利用するわけである．すべての作業が $_9F^{18}$ の 3 半減期である 330 分，すなわち 5 時間 30 分，以内で行われる．

$_9F^{18}$ から放射された陽電子 β^+ は人体内を数 mm 進む間に体内の浮遊電子 e^- と対結合してγ線を放射して消滅する．これを陽電子消滅とよぶ．このときγ線光量子は 2 個放出され，それぞれは，一対の陽電子と電子が消滅して 2 個のγ線光量子に変わるときのエ

ネルギー保存の関係式

$$2mc^2 = 2\hbar\omega_\gamma \qquad (A.3.1)$$

で決まるエネルギー，$\hbar\omega_\gamma$ = 511 keV，を持っている．2 個放出されるのは運動量保存則を満たすためである．このとき，波動ベクトルを $\boldsymbol{k}_\gamma$ としてγ線光量子が $\hbar\boldsymbol{k}_\gamma$ の運動量を持つのに対して元の陽電子と電子がどちらもほとんど運動量を持っていないので，γ線光量子は互いに反対方向に放射される．方向自体は任意なので，一度の陽電子崩壊ごとに違った方向になり，結局一箇所の患部から放射状にγ線が放射されることになる．そこで陽電子崩壊が起きる度に，円輪状に配置した多数の検出器(ポジトロンカメラ)で 2 個のγ線光量子を同時検出して情報をコンピュータに入力し，積算処理により患部の位置を特定して断層影像を得る．

A．4． 弾性定数テンソルと弾性コンプライアンステンソル

i, j, k, l が x, y および z 座標の何れかを表すものとして，l 軸に垂直な面が k 方向に変位したひずみを S_{kl} と書き，いろいろな面と方向のひずみの複合によって j 軸に垂直な面内の i 方向に生じる応力を T_{ij} と書こう．そうすると，応力がひずみに比例するという弾性の枠内で S_{kl} と T_{ij} は

$$T_{ij} = \sum_{k,l} c_{ijkl} S_{kl} \qquad (A.4.1)$$

と関係づけられる．ここで比例定数 c_{ijkl} は弾性定数(elastic constant)を表す．これから分かるように，ひずみと応力は 2 つの座標で指定されるので，**4.6.2** で述べた磁場中電子の易動度と同様，2 階のテンソルである．一方， 弾性定数は 4 つの座標で指定されるので 4 階のテンソルである．いま，簡単のために xx， yy， zz， yz と zy， zx と xz， そして xy と yx をそれぞれ 1，2，3，4，5，6 と表すことにすると，(A.4.1)式の関係は

$$T_\alpha = \sum_{\beta=1}^{6} c_{\alpha\beta} S_\beta \quad , \quad \alpha = 1, 2, ..., 6 \qquad (A.4.2)$$

と書き換えることができる．**行列**を使うとこれは

$$\begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ c_{51} & c_{52} & c_{53} & c_{54} & c_{55} & c_{56} \\ c_{61} & c_{62} & c_{63} & c_{64} & c_{65} & c_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{pmatrix} \qquad (A.4.3)$$

と表される.すなわち，応力テンソルを[T]，弾性定数テンソルを[c]，そしてひずみテンソルを[S]と書けば

$$[T] = [c][S] \qquad (A.4.4)$$

となる．[c] は 36 個の行列要素から成るがすべてが異なった値を持つわけではなく，3 斜晶系の 21 個を最大として，独立な要素の数は限定される．要素の数が最も少ないのは立方晶であり，

$$[c] = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{pmatrix} \qquad (A.4.5)$$

のように，3 個の独立な定数で与えられる．

合金などの均質な多結晶やプラスチックなどの非結晶物体では立方晶と同様に[c]は(A.4.5)式で表されるが，ずれ弾性率 c_{44} が独立ではなく，c_{11}，c_{12} との間に，さらに

$$c_{44} = \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12}) \qquad (A.4.6)$$

という関係が成り立つ.

一方，応力が与えられるとひずみが生じる．このとき(A.4.4)式よりひずみは

$$[S] = [c]^{-1}[T] \qquad (A.3.7)$$

で与えられる．この**逆行列** $[c]^{-1}$ を**弾性コンプライアンステンソル**(elastic compliance

tensor)と呼ぶ.

ここで, 均質な非結晶または多結晶体についていくつかの重要な場合を考えておこう．第１は静水圧の下での圧縮である．静水圧の下ではずれ応力がないので

$$T_4 = T_5 = T_6 = 0 \qquad (A.4.8)$$

である．また静水圧を P とすると応力は圧力に等しいので

$$T_1 = T_2 = T_3 = P \qquad (A.4.9)$$

である．したがって

$$P = (c_{11} + 2c_{12})S \qquad (A.4.10)$$

であるから,

$$S = \frac{P}{c_{11} + 2c_{12}} \qquad (A.4.11)$$

となる．ここで　$S_1 = S_2 = S_3 = S$ とした．これより，**体積圧縮率**が

$$\kappa = 3\frac{S}{P} = \frac{3}{c_{11}+2c_{12}} \qquad (A.4.12)$$

で与えられることが分かる．この関係より

$$b_0 = \frac{1}{\kappa} = \frac{1}{3}(c_{11} + 2c_{12}) \qquad (A.4.13)$$

を**体積弾性率** (bulk modulus) という．

もう １つの重要なケースは一様な棒の伸縮である．太さの一様な棒の長さ方向を z とし，この棒の長さ方向にのみ応力が加えられたとしよう．このときは

$$0 = (c_{11} + c_{12})S_t + c_{12}S_z \qquad (A.4.14)$$

および

$$T = 2c_{12}S_t + c_{11}S_z \qquad (A.4.15)$$

である．ただし $S_x = S_y = S_t$ とおいた．この連立方程式を解くと

$$S_z = \frac{T}{E}, \qquad E = c_{11} - \frac{2c_{12}^2}{c_{11}+c_{12}} \tag{A.4.16}$$

および

$$S_t = -\sigma S_z = -\frac{\sigma}{E}T, \qquad \sigma = \frac{c_{12}}{c_{11}+c_{12}} \tag{A.3.17}$$

が得られる．つまり棒を引っ張れば長さは伸びるが太さが細くなる．ここで E を**ヤング率**または**ヤングの弾性率** (Young's modulus)と云い，σ を**ポアソン比** (Poisson's ratio)という．(A.4.6) 式を考慮すれば，b_0, E, σ および c_{44} との間に

$$E = 2c_{44}(1+\sigma) = 3b_0(1-2\sigma) \tag{A.4.18}$$

の関係があることが分かる．また

$$c_{11} = b_0 + \frac{4}{3}c_{44} \tag{A.4.19}$$

であることも容易に示される．

ところで，**パスカルの原理**(Pascal's principle)によれば，密閉した容器の中で静止している流体の圧力は場所と面の選び方によらず一定であるという．その理由を考えるために，剛体のシリンダー内に密閉した液体をピストンで押すものとしよう．このときシリンダーの内径方向すなわち x, y 方向はひずまずに z 方向のみがひずむので

$$T_1 = T_2 = c_{12}S_3, \quad T_3 = c_{11}S_3 \tag{A.4.20}$$

である．静止した流体における重要な事実は，ずれ応力が働かないことである．したがって，$c_{44} = 0$ ，すなわち(A.3.6)式より，$c_{12} = c_{11}$ が成り立っている．これを(A.4.20)式に代入すると直ちに

$$T_1 = T_2 = T_3 \tag{A.4.21}$$

であることが導かれる．これがパスカルの原理に他ならない．

付記　本書で用いた物理記号の一覧

なるべく記号と意味が 1 対 1 に対応するよう配慮したが, 電位差と体積の両方に使った V のように，慣習的な用法のためにいくつかは 1 つの記号を複数の異なる意味に用いた．それらについては文脈から判断されたい.

A. アルファベット文字

$\boldsymbol{a}$　速度ベクトル，または円電流の動径ベクトル
a　格子定数，または円電流の半径
a_0　振動の振幅
a_{ij}　易動度テンソル
b　内部エネルギーの空間勾配 $(\partial U/\partial x)$
$\boldsymbol{B}, B$　磁場(磁束密度)
C　比熱
C_E　アインシュタイン比熱
Cp, C_V　定圧，定積比熱
$\boldsymbol{c}, c$　波の速度
c_0　真空中の光の速度
c_g　群速度
c_p　位相速度
[c]，c_{ij}　弾性定数テンソル
$\boldsymbol{d}$　双極子ベクトル
d　面間隔
$\boldsymbol{E}, E$　直流電場，またはヤング率
$\boldsymbol{E}_1, E_1$　交流電場
e　ナピアの数
e　電荷，電子の電荷
$\boldsymbol{F}$　力
F　力の大きさ，またはヘルムホルツの自由エネルギー
f　力定数，バネ定数
f_V, f_{Vk}　体積・運動の自由度
G　ギブズの自由エネルギー
g　温度勾配
$\boldsymbol{H}, H$　磁場の強さ，またはエンタルピー
h　プランク定数
$\hbar$　プランク定数/(2π)

I　電流，または入射波の変位，または慣性モーメント
i　角運動量量子数
$\boldsymbol{J}$, J　電流密度
j　粒子流密度
K　弾性定数
$\boldsymbol{k}$, k　波動ベクトル，波数
k_B　ボルツマン定数
$\boldsymbol{L}$　角運動量
L　長さ，またはローレンツの定数
l　長さ
m　質量，電子の質量，整数
$\boldsymbol{M}$　原子の磁気双極子モーメント
M　振動量子の個数
$\boldsymbol{N}$　トルク
N　密度，または個数
N_A　アヴォガドロ数
n　調和振動の量子数，または屈折率，またはモル数
n_B　ボーズ分布関数
P　電力，または圧力
p　運動量
Q　熱量，または磁極
q　熱流，または電荷
R　電気抵抗，またはホール係数，または気体定数，または反射波の変位
$\boldsymbol{R}$　位置ベクトル(固定)
$\boldsymbol{r}$　位置ベクトル変数
r_c　サイクロトロン半径
S　断面積，またはエントロピー
S_A, S_B　金属 A，B の絶対熱電能
S_{AB}　ゼーベック係数
[S], S　ひずみテンソル
T　張力，または絶対温度，または透過波の変位
T^{C}　摂氏温度
T_F　フェルミ温度
[T], T　応力テンソル
t　時間
t_0　周期
U　内部エネルギー
u　粒子 1 個の内部エネルギー，または音波による変位

u_l　音波における l 番目の位置の原子の変位
V　電位差(電圧)，起電力または体積
$\mathbf{v}$, v　速度
v_F　フェルミ速度
W　仕事
W　熱力学的重率

B. ギリシャ文字

α　吸収係数，位相定数
β　モル吸光度
γ　ダンピング定数，または磁気回転比，または比熱比
δ　位相
ε　物質の誘電率
ε_0　真空の誘電率
η　波動の振幅透過率
Θ　デバイ温度
θ　偏角(ラジアン)
κ　熱伝導度
λ　波長
λ_B　ブラッグ波長
μ　電子の易動度，または透磁率，または磁気双極子モーメントの大きさ
μ_0　真空の透磁率
$\boldsymbol{\mu}$　磁気双極子モーメント
ν　振動数
Ξ　運動エネルギー
Ξ_F　フェルミエネルギー
Ξ_r　回転運動のエネルギー
ρ　比抵抗，または(線)密度，または輻射光の状態密度
σ　電気伝導度
τ　緩和時間，時定数
Φ　ポテンシャルエネルギー
ϕ　電位(ポテンシャル)
φ　波動の振幅反射率
ω　角速度

ω_0　振動の固有角振動数
ω_c　サイクロトロン角振動数
ω_g　才差角振動数