

Hydraulics and Fluid Dynamics Summit in 2022

1

文部科学大臣表彰受賞 科学技術分野

研究では、洪水流の力学と河道の水理を科学的に明らかにすることにより、外力を定量的に評価し、河岸の安全性を高め、水害を減じる水理設計技術を確立した。また、治水と環境の調和する安全性の高い独創的な河道の設計・管理技術を構築した。



研究開発機構教授
福岡 捷二

2017年4月19日

2

In His research,
by scientifically clarifying the dynamics of flood flows and the hydraulics of river channels, he established hydraulic design techniques to quantitatively evaluate external forces, enhance riverbank safety, and reduce flood damage. In addition, he has established highly safe and creative river channel design and management techniques that harmonize flood control and the environment.

3

この機会を創造された
福岡捷二先生
の貢献を祝して、この発表は行われる。

2022年は、
Navier(1822)による粘性応力の発見
からちょうど200年目の記念すべき
年になる。

このような祈念すべき年に、
Hydraulics and Fluid Dynamics
Summit in 2022 が開催されること
は、歴史的必然と言える。

Eizo NAKAZA Dec.24, 2022

4

Solving the mystery of the construction of the Great Pyramid of Giza, **they used rivers.**



ギザの三大ピラミッドは、ナイル川から約6.4キロ離れたところにある。

ギザの大ピラミッド建設の謎を解明か... 古代の植物の花粉がカギを握っていた

2022年8月29日、学術雑誌『米国科学アカデミー紀要
(Proceedings of the National Academy of Sciences)』に掲載

12/23(金) 20:00配信

BUSINESS INSIDER
JAPAN

5

Hydraulics and Fluid Dynamics Summit in 2022

紀元前に遡る歴史
を有する水理学

Hydraulics has a history
dating back to BC.

6

流体運動の基礎方程式の見直し

12/25 2022

琉球大学工学部
社会基盤デザインコース 仲座栄三

7

自然の中の流れは
人々を魅了して止まない



8

水理学における数学的
革命はいつ起きたか？

全微分と偏微分
の関係の発見
流体の運動方程式

L. Euler

1757

9



レオンハルト・オイラー (Leonhard Euler)

生誕 1707年4月15日 スイス、バーゼル

死没 1783年9月18日 (76歳没)

ロシア帝国、サンクトペテルブルク

10



Bernoulli's
theorem

ダニエル・ベルヌーイ (Daniel Bernoulli)

生誕 1700年2月8日

ネーデルラント連邦共和国

フローニンゲン

死没 1782年3月17日 (82歳没)

スイスの旗 スイス バーゼル

11

物理法則を起点として、数学の導入
により想像を越えて展開される物理

$$u^i(\mathbf{r}) \quad \mathbf{r} = r^j \mathbf{e}_j$$

$$du^i = \text{grad} u^i \cdot d\mathbf{r}$$

$$\frac{du^i}{dt} = \text{grad} u^i \cdot d\mathbf{r} = \frac{dr^j}{dt} \frac{\partial u^i}{\partial r^j}$$

$$\frac{du^i}{dt} = \frac{\partial u^i}{\partial t} + u^j \frac{\partial u^i}{\partial r^j}$$

Lagrange から Euler法への展開
(全微分) (偏微分)

12

$$dm = 0 \quad d(\rho V) = 0 \quad \frac{d\rho}{\rho} = -\frac{dV}{V}$$

Lagrange から Euler法への展開

Eulerの質量保存則と運動方程式

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\text{div} \boldsymbol{v}$$

$$\rho \frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = \rho \boldsymbol{X} - \text{grad} p$$

Showed by L. Euler (1757)

13

水理学における第2次革命
はいつ起きたか？

粘性応力の発見

L. Navier

1821-1823年頃

G. Stokes(1845)

粘性流体の運動方程式を解く

14

水理学における第3次革命
はいつ起きたか？

乱流応力とレイノルズ数
の発見

O. Reynolds

1895年頃

15

今日の話の中身


What I will discuss

流体の運動方程式
粘性応力項の
歴史概略


Brief history of the viscous stress in
the equation of motion of a fluid

16

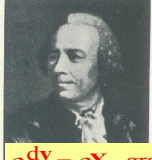
Overview of the history of fluid dynamics up to the birth of Navier-Stokes equation



$ma = F$
Newton(1687)

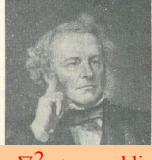


$p + U^2 = \text{const.}$
Bernoulli(1738)

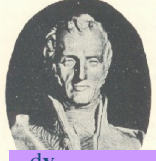


$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \mathbf{X} - \text{grad } p$
Lambert Euler
Euler(1757)

**Navier-Stokes方程式誕生
までの流体力学の歴史**



$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \mathbf{X} - \text{grad } p + \mu \nabla^2 \mathbf{v} + \chi \text{grad div } \mathbf{v} + \frac{1}{3} \mu \text{grad div } \mathbf{v}$
Stokes(1845)



$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \mathbf{X} - \text{grad } p + \mu \nabla^2 \mathbf{v}$
Navier(1822)

17

流体運動の支配方程式の歴史的変遷

The brief history of governing equations of a fluid up to the Navier-Stokes equation

Newton方程式 (1687)	$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \mathbf{X}$
Euler方程式 (1757)	$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \mathbf{X} - \text{grad } p$
Navier方程式 (1822)	$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \mathbf{X} - \text{grad } p + \mu \nabla^2 \mathbf{v}$
Navier-Stokes方程式 (1845)	$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \mathbf{X} - \text{grad } \bar{p} + \mu \nabla^2 \mathbf{v} + \frac{1}{3} \mu \text{grad}(\text{div } \mathbf{v})$
	\bar{p} : mean pressure

18

The following quotation from Stokes (1845) shows that he was quite aware of the difficulty involved in the rheological aspect of hydrodynamics:

Chia-Shun Yih (1979): Fluid mechanics, West River Press, 622 p.

... we may at once put $\mu_v = 0$, if we assume that in the case of a uniform motion of dilatation the pressure at any instant depends only on the actual density and temperature at that instant and not on the rate at which the former changes with the time. In most cases to which it would be interesting to apply the theory of the friction of fluids, the density of the fluid is either constant or may without sensible error be regarded as constant, or else changes slowly with time. In the first two cases, the results would be same and in the third nearly the same, whether μ_v were equal to zero or not. *Consequently, if theory and experiments should in such cases agree, the experiments must not be regarded as confirming that part of the theory which relates to supposing μ_v to be equal to zero.*

On the Theories of the Internal Friction of Fluids in Motion, and of the Equilibrium and Motion of Elastic Solids. Pp. 287-319. By G.G. Stokes, M. A., Fellow of Pembroke College. Read April 14, 1845.

19

... 一様な膨張運動の場合には、いかなる瞬間の圧力も、その瞬間の実際の密度と温度にのみ依存し、前者が時間的に変化する速度には依存しないと仮定すると、直ちに $\mu_v = 0$ と置くことができる。流体の摩擦理論を適用することが興味深いようなほとんどの場合において、流体の密度は一定であるか、または顕著な誤差を伴うことなく一定と見なすことができる。そうでなければ時間と共にゆっくり変化する。最初の2つのケースでは、 μ_v が0に等しいかどうかにかかわらず、結果は同じになり、3番目のケースでもほぼ同じであろう。したがって、理論と実験はこのような場合には一致するであろうから、 μ_v をゼロと仮定することに関連する理論を、実験が確認しているものと必ずしも見なしてはならない。

20

Representative textbooks on Fluid Dynamics in the world



21

今井功：流体力学(前編)

274

第8章 粘性流体 of 力学

Professor I. Imai, 1973

を平均圧力 (mean pressure) とよぶことにしよう。マイナス符号をつけたのは、法線応力が張力のばあいプラスと定義されているからである。なお、主応力の和は、 P を表わす行列の対角線成分の和、すなわち p_{ii} であって、座標軸のとり方によらないスカラー量である。このことも \bar{p} を圧力とみなす有力な根拠になる。

さて、(60.2) を添字 i, j について縮約すれば **inner stress of Stokes** $p_{ii} = -3p + 3\lambda\theta + 2\mu\theta$, $\therefore e_{ii} = 2\theta$ **second viscosity**

したがって、(60.3) により

$$\bar{p} = p - \left(\lambda + \frac{2}{3}\mu \right) \theta \quad (60.4)$$

introduction of the Stokes's mean pressure, \bar{p}

の関係が得られる。 θ の係数

$$\mu' = \lambda + \frac{2}{3}\mu \quad (60.5)$$

second viscosity coefficient of Stokes, μ'

は体積粘性率 (bulk viscosity) とよばれる。体積変化の速度によって平均圧力が静止状態での圧力からずれるこ

Pages with content related to the Navier-Stokes Eq.

22

静止している気体では、圧力 p は密度 ρ と温度 T の関数として定まる。ところが、(60.4) によれば、平均圧力 \bar{p} は ρ, T のみならず気体の膨張速度 θ にも依存することになる。たとえば、球形の気体の塊があるとして、それが中心対称的に膨張あるいは収縮をするばあいでも、その速度によって平均圧力 \bar{p} に違いがあるというわけである。Stokes はこのようなことは起こりそうもないと考えて

$$\mu' = \lambda + \frac{2}{3}\mu = 0 \quad \text{hypothesis of Stokes, } \mu' = 0 \quad (60.6)$$

が成り立つものと仮定した。これは Stokes の関係 (Stokes's relation) とよばれている。この仮定を採用すれば (60.2) は

$$p_{ij} = -\left(p + \frac{2}{3}\mu\theta\right)\delta_{ij} + \mu e_{ij} \quad \text{Stokes's constitutive eq.} \quad (60.7)$$

となり、平均圧力 \bar{p} は静止状態での圧力、つまりそのときの密度と温度から状態方程式によって定まる圧力 p に等しいということになる。(60.2), (60.7) のように応力に変形速度の 1 次式で表わされる流体を Newton 流体 (Newtonian fluid), そうでないものを非 Newton 流体 (non-Newtonian fluid) という。高分子溶液やコロイド溶液では非 Newton

$$\sigma_{ij} = -(p - \lambda \operatorname{div} \mathbf{v})\delta_{ij} + 2\mu \left(e_{ij} - \frac{1}{3} \operatorname{div} \mathbf{v} \delta_{ij} \right)$$

23

284

第8章 粘性流体の力学

$$\begin{aligned} e_{ik}e_{ik} &= \left(e_{ik}' + \frac{2}{3}\theta\delta_{ik} \right) \left(e_{ik}' + \frac{2}{3}\theta\delta_{ik} \right) \\ &= e_{ik}'e_{ik}' + \frac{4}{3}\theta e_{ik}'\delta_{ik} + \frac{4}{9}\theta^2\delta_{ik}\delta_{ik} \\ &= e_{ik}'e_{ik}' + \frac{4}{3}\theta e_{ii}' + \frac{4}{9}\theta^2\delta_{ii} \\ &= e_{ik}'e_{ik}' + \frac{4}{3}\theta^2, \quad \because e_{ii}' = 0, \quad \delta_{ii} = 3. \end{aligned}$$

これより (63.5) が得られる。

Φ が粘性による発熱を意味することから考えて、 $\Phi \geq 0$ が常に成り立つものと考えなければならない。ところが $\theta^2 \geq 0$, $e_{ik}'e_{ik}' \geq 0$ であるから、 $\mu' \geq 0$, $\mu \geq 0$ が要求される。つまり、粘性率 μ , μ' はともに負の値にはなりえないのである。

いま、もし $\mu' > 0$ とすると、 $e_{ik}' = 0$ のような変形、つまり等方的な体積変化のばあいでも $\Phi > 0$, すなわち摩擦熱の発生が見られることになる。このようなことはありそうもないというのが、体積粘性率 μ' を 0 と仮定する 1 つの根拠になっている。(もっとも、この説明もあまり説得力があるとは思えない。)

But we don't find this explanation very convincing either.

24

Stokes's equations of motion of a fluid.

motion equation

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \mathbf{X} - \text{grad}(p - \lambda \text{div} \mathbf{v}) + \mu \nabla^2 \mathbf{v} + \frac{1}{3} \mu \text{grad}(\text{div} \mathbf{v})$$

constitutive equation

$$\sigma_{ij} = -(p - \lambda \text{div} \mathbf{v}) \delta_{ij} + 2\mu \left(e_{ij} - \frac{1}{3} \text{div} \mathbf{v} \delta_{ij} \right)$$

Newton-Stokes's viscosity law

$$\tau_{ij} = 2\mu \left(e_{ij} - \frac{1}{3} \text{div} \mathbf{v} \delta_{ij} \right)$$

p : thermodynamically
equilibrium pressure

λ : second viscosity coefficient

実験結果 $\lambda=0.6-0.7$

25

After seven years of struggles, Nakaza has finally derived the following viscosity law and equation of motion of a fluid, in 2005.

motion equation

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \mathbf{X} - \text{grad} p + \mu \nabla^2 \mathbf{v} + \mu \text{grad}(\text{div} \mathbf{v})$$

constitutive equation

$$\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + 2\mu e_{ij}$$

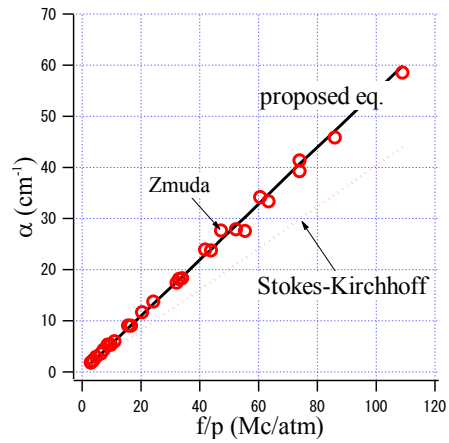
p : thermodynamically
equilibrium pressure

viscosity law

$$\tau_{ij} = 2\mu e_{ij}$$

26

Verification for N2



- Attenuation of sound in N2 at 29°C, plotted against frequency-pressure ratio in MC./at. (see Zmuda), Table I, 1951)
- 2原子気体, 窒素ガス(N2)に対する理論値と実験値の比較 (図-3)

27

Nakaza's viscosity law and equation of motion of a fluid, in 2005.

motion equation

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \mathbf{X} - \text{grad}p + \mu \nabla^2 \mathbf{v} + \mu \text{grad}(\text{div} \mathbf{v})$$

constitutive equation

$$\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + 2\mu e_{ij} \quad p: \text{thermodynamically equilibrium pressure}$$

viscosity law

$$\tau_{ij} = 2\mu e_{ij}$$

28

Stokes's equations of motion of a fluid.

motion equation

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \mathbf{X} - \text{grad}(p - \lambda \text{div} \mathbf{v}) + \mu \nabla^2 \mathbf{v} + \frac{1}{3} \mu \text{grad}(\text{div} \mathbf{v})$$

constitutive equation

$$\sigma_{ij} = -(p - \lambda \text{div} \mathbf{v}) \delta_{ij} + 2\mu \left(e_{ij} - \frac{1}{3} \text{div} \mathbf{v} \delta_{ij} \right)$$

Newton-Stokes's viscosity law

$$\tau_{ij} = 2\mu \left(e_{ij} - \frac{1}{3} \text{div} \mathbf{v} \delta_{ij} \right)$$

p : thermodynamically
equilibrium pressure

λ : second viscosity coefficient

実験結果 $\lambda=0.6-0.7$

experimentally given

29

よくある記述の例

Examples of descriptions
you will often see

continuity equation

$$\text{div} \mathbf{v} = 0 \quad \text{law? or governing condition?}$$

motion equation for an

incompressible flow

Navier-Stokes equation?

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \mathbf{X} - \text{grad} p + \mu^2 \nabla^2 \mathbf{v}$$

unknowns: u, v, w, ρ, p 5

equations: 4

$\rho?$ $p?$ governing equation?

実際にやっていることは、弱圧縮として解析しているのでは？

30

基礎方程式の説明事例

Examples of explanations of basic equations

2. 解析手法

本研究で取り扱う流れはすべて非圧縮性粘性であるものと仮定し、流れの支配方程式として以下の連続の式とNavier-Stokes方程式を採用する。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + \nabla p - Re^{-1} \nabla^2 \mathbf{u} = \mathbf{f} \quad (2)$$

ここに、 \mathbf{u} , p , t , \mathbf{f} はそれぞれ流速ベクトル, 圧力, 時間, および物体力を表し, また, 記号 ∇^2 はラプラシアン演算子 $=(\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2)$ を表す。なお, 式

31

基礎方程式の説明事例

Examples of explanations of basic equations

て非圧縮性流れとして解析する。水の運動解析に用いる連続式, 運動方程式は以下のとおりであり, 乱流モデルとしてSmagorinskyモデルを用いている。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{Du_i}{Dt} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \{ 2(v + \nu_t) S_{ij} \} \quad (3)$$

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2 S_{kl} S_{kl}} \quad (4)$$

ここに u_i は, 流体計算格子内で質量平均した流速であり, 下付きの指標は, 各方向成分を示す, ρ は, 格子内で体積平均した密度, \mathbf{g} は重力加速度, p は, 圧力とSGS応力の等方成分の和, ν は動粘性係数, S_{ij} は, ひずみ速度テンソル, C_s はSmagorinsky定数である。粒子に作用す

32

推奨される説明法

Recommended Description

支配方程式 governing equations (Euler Methodに従うのなら)

質量保存則 law of conservation of mass

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -div\mathbf{v}$$

運動方程式 (Nakaza's equation, 2005)

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho\mathbf{X} - gradp + \mu\nabla^2\mathbf{v} + \mu graddiv\mathbf{v}$$

They are solved under the incompressibility condition ($div\mathbf{v}=0$)

非圧縮条件 ($div\mathbf{v} = 0$) の下に解く

33

It is fair to say

that 200 years after Navier, the basic equations of fluid motion have finally and newly been established. This may be a great achievement by hydraulics, especially by hydraulics in Japan.

This should be communicated through the world based on this hydraulics and fluid dynamics summit

34

・・・到達した知識を光の中でみると、うまく当たった成果は殆ど当たりまえに見る。そして賢い学生はあまり多くの苦勞なくそれを把握できる。然し――強い欲求と共に暗中模索の年月、自信と失意の年月の交替、及び光の中への最後の出現――これを理解しうるのはただそれを経験した人たちだけである。

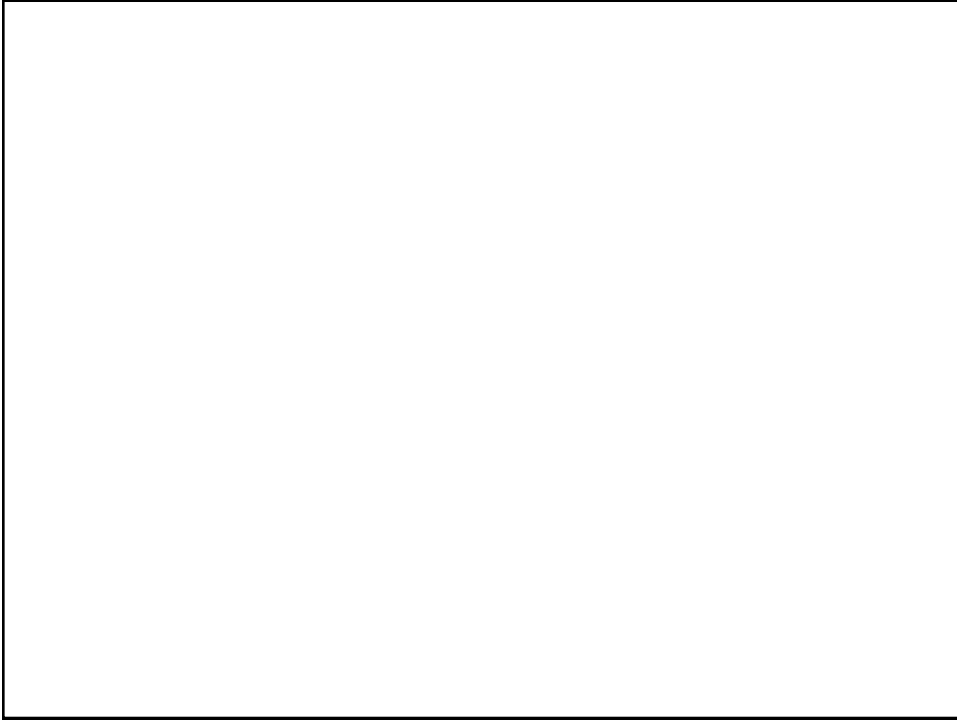
アルバート・アインシュタイン(1933)

35

...When we look at the knowledge we have attained in the light we see the results of a successful hit almost as a matter of course. And the smart student can grasp it without too much trouble. But - the years of groping in the dark with a strong desire, the alternation of years of confidence and disappointment, and the final appearance in the light - only those who have experienced it can understand this.

Albert Einstein(1933)

36



37