

平成14年度

修士論文

ネマティック液晶における
磁場による流動の誘起

高知工科大学大学院

工学研究科 基盤工学専攻

知能機械システム工学コース

知能流体力学研究室

小笠原 光一

目次

第1章 緒言

1.1	はじめに	1
1.2	液晶	1
1.2.1	ネマティック液晶	1
1.2.2	フレデリクス転移	1
1.2.3	ティルト角	2
1.2.4	表面処理	2
1.2.5	物性値	3
1.3	研究目的	4

第2章 理論

2.1	基礎式と構成方程式	5
-----	-----------	---

第3章 計算方法

3.1	計算領域	7
3.2	数値計算	8

第4章 磁場を印加した場合の計算結果と考察

4.1	ツイスト角の影響	9
4.1.1	計算条件	9
4.1.2	計算結果と考察	10
4.1	ティルト角の影響	25
4.2.1	計算条件	25
4.2.2	計算結果と考察	26
4.3	流路間隔の影響	43
4.3.1	計算条件	43
4.3.2	計算結果と考察	44

第5章 磁場を解放した場合の計算結果と考察

5.1	計算条件	48
5.2	計算結果と考察	49

第6章 結言

6.1	まとめ	53
-----	-----	----

参考文献 54

謝辭 55

第1章 緒言

1.1 はじめに⁽¹⁾

液晶は、液体と結晶の間に存在しており、液体と結晶の中間的な性質を持つ。その性質は、液体の流動性と結晶の異方性を持つことであり、特徴は流動的なので大変形を可逆的に起こすことができ、異方的なので外場に対する応答が多彩なことである。また液晶は構成分子の種類や形状、あるいは液晶の生成方法などで分類される。例えば構成分子が低分子か高分子であるか、生成方法が温度に依存する(サーモトロピック)のか物質の濃度に依存する(ライオトロピック)のかなどがある。

液晶状態は自然界ではイカの墨、石鹼水、蚕の紡糸などで見られる。またパソコン、テレビなどに使われているディスプレイ、防弾チョッキなどに使われている高強度繊維(ケブラーなど)、その他微細コネクタや回路成形品などの精密電子機器部品などは液晶を工業製品に利用した例である。ディスプレイには流動性や外部刺激に対する高い応答性を持つ低分子液晶が、防弾チョッキや精密電子機器部品などには高分子液晶が用いられる。しかしこれらの工業製品の製造過程における液晶の流動状態を把握することは液晶の流れ挙動と液晶分子の挙動を同時に考えなければならず非常に困難である。ゆえにこれらの製造は経験と勘に頼っていることが多い。またディスプレイにおいては製品動作中の液晶の挙動が品質に大きく作用する。

これらの液晶製品の製造過程あるいは製品稼動中における液晶の挙動の解明が品質の向上に役立つと思われる。

1.2 液晶⁽²⁾

1.2.1 ネマティック液晶

液晶は、配向構造の空間的な規則性によりネマティック液晶、コレステリック液晶、スメクティック液晶に分類することができる。

このうちネマティック液晶は、細長い棒状あるいは平たい円板状の異方性を有する有機分子からなる凝縮系である。ネマティック液晶分子の重心位置の分布は、通常の流体と同様に無秩序であるために巨視的な流動性を持つ。しかし、通常の液体と違い分子の長軸方向が自発的にある方向にそろうために巨視的な異方性を示す液晶である。

1.2.2 フレデリクス転移

磁化率の異方性が正のネマティック液晶に磁場を印加すると液晶分子は磁場方向に配向しようとする。例えば液晶分子の配向方向を一定に束縛

するような表面処理を行った 2 枚の平行なガラス基板の間に液晶を封入し、基板の配向束縛力によって液晶分子を一定の方向に配向させたサンドイッチセルを作り、液晶分子に対し垂直な磁場を印加する。このとき、磁場強度 H がある値 H_c より小さければ有限の磁場が存在するにもかかわらず配向はまったく変化しない。 H が H_c より大きくなると液晶分子は、はじめて磁場の方向に配向する。このような現象をフレデリクス転移と言う。また H_c をしきい値と言う。

1.2.3 ティルト角

図 1.1 のように壁面表面上で液晶分子が壁面に対し持っている有限の角度のことをいう。

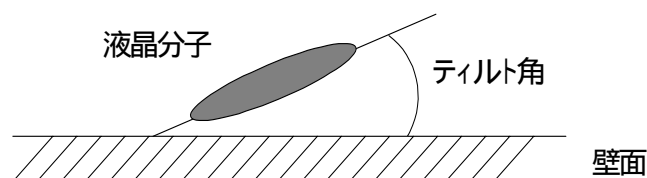


図 1.1 ティルト角の定義

1.2.4 表面処理

表面処理の方法には(1)ラビング法(2)SiO 蒸着法(3)化学処理(4)LB 膜の液晶配向膜としての利用などがある。

ティルト角は斜方蒸着法で蒸着角度を変化させることにより発生させることができる。またラビング法で高分子を塗布し、かつラビングの強さを適当に選ぶことにより実現できる。

このとき基板表面上で外場の影響を無視できるものを強いアンカリング(強い束縛)と言い、無視できないものを弱いアンカリング(弱い束縛)と言う。またネマティック液晶では強いアンカリングが実現されやすい。したがって本研究では、壁面上で強いアンカリング状態であると仮定し壁面配向角は変化しないとする。

1.2.5 物性値

本研究では，ネマティック液晶に 117 から 136 で液晶状態を示すサーモトロピック液晶の PAA(*p*-azoxy-anisole)⁽³⁾を用いる．PAA の物性値を表 1 に，化学構造⁽⁴⁾を図 1.2 に示す．

表 1 物性値

Leslie viscosities		Elastic constants		Susceptibility	
α_1	$4.3 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$	K_1	$0.49 \times 10^{-11} \text{ N}$	χ_{\parallel}	$-4.4 \times 10^{-13} \text{ Hm}^{-1}$
α_2	-6.9×10^{-3}	K_2	0.245×10^{-11}	χ_{\perp}	-6.0×10^{-13}
α_3	-0.2×10^{-3}	K_3	1.05×10^{-11}		
α_4	6.8×10^{-3}				
α_5	4.7×10^{-3}				
α_6	-2.3×10^{-3}				

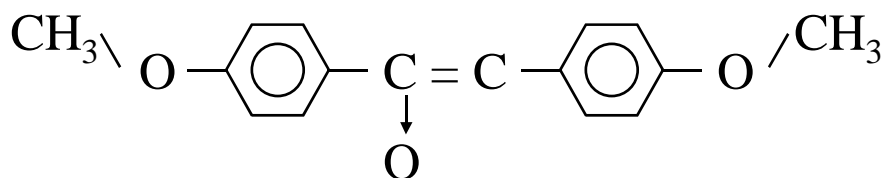


図 1.2 PAA の化学構造

1.3 研究目的

液晶に電磁場を印加すると、液晶分子の方向が変化し、結果として粘度変化が生じる。このように、電磁場などを印加することで流動特性が変化する流体を機能性流体⁽⁴⁾と言う。機能性流体の工学的な応用例として、クラッチやダンパーがある。

ネマティック液晶は、電場または磁場を印加すると液晶分子は磁場方向に配向する。このとき、液晶分子の配向の変化に伴って流動が生じる（背流効果）こと⁽⁵⁾が知られている。

従来 of 背流に関する研究は、平行平板流路内の壁面上の液晶分子が壁面に対してとる有限の角度（ティルト角）と上部平板面と下部平板面の液晶分子の相対的なねじれによるツイスト構造（ツイスト角）を 0° に固定されていたために、これらの角度が配向場と速度場に与える影響については明らかにされていなかった。

ティルト角とツイスト角をつけることで、セル内の液晶分子の配向構造を任意に設定できる。液晶ディスプレイでは、液晶分子の応答時間を短縮するためや高コントラストを得るために最適な配向構造を有している。

本論文では、背流の流動挙動を調べるために Leslie-Ericksen(L-E)理論⁽⁶⁾を用いて以下の条件が配向構造の変化および背流の発生に与える影響を調べる。

磁場を印加する場合

- ・ ティルト角を一定の角度に固定し、ツイスト角を変化させた場合に及ぼす影響。
- ・ ツイスト角を一定の角度に固定し、ティルト角を変化させた場合に及ぼす影響。
- ・ ツイスト角およびティルト角を一定の角度に固定し、流路間隔を変化させた場合に及ぼす影響。

磁場を解放する場合

- ・ ツイスト角およびティルト角を一定の角度に固定し磁場を印加後定常状態に至った後に、解放した場合に及ぼす影響

第2章 理論

2.1 基礎式および構成方程式

外場のある非圧縮性流体の流れ場を決定する方程式は、連続の式

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

運動方程式

$$\rho \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right\} = \mathbf{F} + \nabla \cdot (-p\mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}) \quad (2)$$

である。 \mathbf{v} は速度ベクトル， ρ は流体密度， p は圧力， \mathbf{I} は単位テンソルである。 $\boldsymbol{\tau}$ は偏差応力テンソル， \mathbf{F} は外力であり， Leslie-Ericksen 理論より，

$$\boldsymbol{\tau} = \alpha_1 \mathbf{n} \mathbf{n} \mathbf{n} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{n} + \alpha_2 \mathbf{n} \mathbf{N} + \alpha_3 \mathbf{N} \mathbf{n} + \alpha_4 \mathbf{A} + \alpha_5 \mathbf{n} \mathbf{n} \cdot \mathbf{A} + \alpha_6 \mathbf{A} \cdot \mathbf{n} \mathbf{n} - \frac{\partial F}{\partial \nabla \mathbf{n}} \cdot (\nabla \mathbf{n})^T \quad (3)$$

$$\mathbf{F} = [(\chi_{\perp} \mathbf{H} + \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H}) \mathbf{n}) \cdot \nabla] \mathbf{H} \quad (4)$$

と与えられる。ここで， \mathbf{n} は微小体積中の液晶分子の平均配向方向を表す単位ベクトルで，ディレクタと呼ばれる。 $\alpha_i (i = 1, \dots, 6)$ はレズリーの粘性係数， \mathbf{A} は変形速度テンソルである。 \mathbf{N} はディレクタと流体との相対角速度ベクトルで，

$$\mathbf{N} = \frac{D\mathbf{n}}{Dt} - \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{n} \quad (5)$$

となる。 $\boldsymbol{\Omega}$ は渦度テンソルである。式(3)の F はディレクタの空間ひずみから生じる自由エネルギー密度で，

$$2F = K_1 (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_2 (\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + K_3 |\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n}|^2 \quad (6)$$

と与えられる。 K_1 ， K_2 ， K_3 は，それぞれディレクタの空間的広がり，ねじれおよび曲がりに関するフランクの弾性定数である。式(4)の \mathbf{H} は磁場強度， χ_a は磁化率の異方性であり，

$$\chi_a = \chi_{\parallel} - \chi_{\perp} \quad (7)$$

となる。ここで， χ_{\parallel} と χ_{\perp} はそれぞれディレクタに対して平行および垂直方向の磁化率である。

等方性流体の流れ場を決定するには式(1)，(2)に速度ベクトル \mathbf{v} と圧力 p を与えることで決定できる。しかしネマティック液晶の流れ場を決定するためにはディレクタ \mathbf{n} を規定しなければならない。その方程式は，

角運動方程式

$$\mathbf{n} \times \left\{ \mathbf{G} + \frac{\partial F}{\partial \mathbf{n}} - \nabla \cdot \left(\frac{\partial F}{\partial \nabla \mathbf{n}} \right) + \lambda_1 \mathbf{N} + \lambda_2 \mathbf{A} \cdot \mathbf{n} \right\} = \mathbf{0} \quad (8)$$

である． \mathbf{G} はディレクタに働く磁場強度 \mathbf{H} による体積力であり，

$$\mathbf{G} = \{ \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H}) \} \mathbf{H} \quad (9)$$

で与えられる．また λ_1 , λ_2 はそれぞれ流体の回転と変形がディレクタの配向に影響を及ぼす場合の粘性係数であり，レズリーの粘性係数と，

$$\lambda_1 = \alpha_3 - \alpha_2 \quad (10)$$

$$\lambda_2 = \alpha_3 + \alpha_2 \quad (11)$$

の関係にある．

第3章 計算領域

3.1 計算領域

本研究では図 3.1 に示す計算領域を用いる．ここに速度ベクトル \mathbf{v} ，磁場強度 \mathbf{H} ， \mathbf{H} がディレクタに働く体積力 \mathbf{G} を適用すると，

$$\mathbf{v} = (u, 0, w) \quad (12)$$

$$\mathbf{H} = (0, H, 0) \quad (13)$$

$$\mathbf{G} = (0, \chi_a H^2 \sin \phi, 0) \quad (14)$$

となる．またディレクタ \mathbf{n} はねじれ角 およびティルト角 を用いて

$$\mathbf{n} = (\cos \phi \sin \theta, \sin \phi, \cos \phi \cos \theta) \quad (15)$$

と表される．また Zöcher 数⁽⁸⁾と呼ばれる磁力と弾性力の比を表す無次元パラメータを導入する．この Zöcher 数は，流路間隔 L ，磁場強度 \mathbf{H} ，磁化率の異方性 χ_a ，代表弾性定数 K_{11} を用いて，

$$Z = LH \sqrt{\chi_a / K_{11}} \quad (16)$$

と定義される．

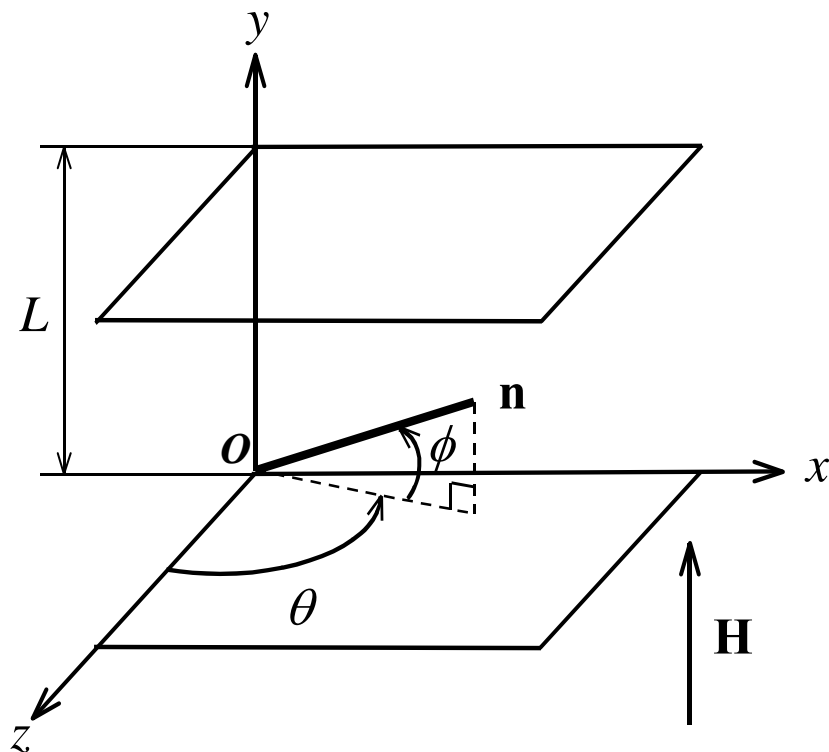


図 3.1 計算領域および座標系

3.2 数値計算

一般に，ネマティックセル内の配向構造は，ガラス基板の壁面を布で擦るラビング処理によってツイスト角を，化学処理によってティルト角を任意に設定すること出来る．またセルの間隔は，セルの製造工程でガラス基板に散布するスペーサーの大きさを変えることによって任意に設定することが出来る．

本論文では，図 3.1 の計算領域で液晶分子に対して磁場を印加した場合と磁場を解放した場合の数値計算を行う．そこで以下に述べる種々の計算条件が，速度場および配向場にどのような影響を及ぼすか調べる．磁場を印加する場合には，

- (1) ティルト角を一定の角度に固定し，ツイスト角を変化させた場合に及ぼす影響．
- (2) ツイスト角を一定の角度に固定し，ティルト角を変化させた場合に及ぼす影響．
- (3) ツイスト角およびティルト角を一定の角度に固定し，流路間隔を変化させた場合に及ぼす影響．

を調べる．磁場を解放する場合は，

- (4) ツイスト角およびティルト角を一定の角度に固定し磁場を印加後定常状態に至った後に，解放した場合に及ぼす影響

を調べる．それぞれ計算で用いた計算条件および計算方法は，結果を示す前に説明する．

第4章 磁場を印加した場合の計算結果と考察

4.1 ツイスト角の影響

4.1.1 計算条件

本計算では、流路間隔 $L = 1 \text{ mm}$ のネマティックセルに磁場を印加する。ここで印加する磁場は、フレデリクス転移が十分に起きる値を用いる。そこで予備計算を行い Zöcher 数 $Z = 50$ とした。配向境界条件として、壁面配向角を $y = 0 \text{ mm}$ で $\theta_w = 0^\circ$ に固定し、 $y = 1 \text{ mm}$ で θ_w を 0° 、 -30° 、 -60° 、 -90° と変化させる。一方ティルト角は $\phi_w = 0^\circ$ とする。初期条件として、磁場の無い状態でツイスト角 θ_w を持つ配向構造、および静止状態(流速 $u = w = 0$)の値を用いた。数値計算法は、空間には 2 次精度の中心差分法を、時間には 2 次精度の Runge-Kutta 法を用いる。空間ステップは、流路間隔 L を 100 分割($\Delta y = 0.01 \text{ mm}$)した。時間ステップは、 $\Delta t = 10^{-7} \text{ s}$ とした。

計算に用いた液晶は、PAA (*p*-azoxy-anisole)⁽⁵⁾である。流体密度は 1000 kg/m^3 とした。

4.1.2 計算結果と考察

図 4-1-1(a)から図 4-1-1(d)に、ツイスト角 θ_w が 0° から -90° まで -30° 刻みのディレクタの時間変化を示す。このとき、ネマティックセルには y 軸方向に磁場を印加する。図中の円筒がディレクタであり、それぞれ $t=0\sim 6s$ までを $0.5s$ 間隔で示してある。ツイスト角が -30° の場合に注目すると $t=0s$ で $x-z$ 面に平行で、且つ下部平板から上部平板に向かって -30° ツイストしているディレクタは、磁場を印加すると y 方向成分を有し始め、 $t=3s$ 付近からその変化は急激になっている。その後壁面近傍を除いてディレクタはほぼ磁場方向に配向している。

図 4-1-2(a)から(d)には、磁場を印加するに従い変化するディレクタの y 方向成分 n_y の分布の時間変化をツイスト角 θ_w が 0° から -90° まで -30° 刻みで示している。ツイスト角が -30° の場合に注目すると n_y の分布の時間変化は、 $t=2s$ から $t=3s$ にかけて最も大きくなり、磁場方向に大きく転移することがわかる。このとき、他のツイスト角においても同様の変化が起こっている。これは、印加する磁場の大きさが同じであるために、流路内のディレクタに働くトルクが等しくなることに起因する。

このとき、 θ_w が 0° から -90° まで -30° 刻みのツイスト角が誘起する背流の時間変化をそれぞれ図 4-1-3 から図 4-1-6 に示す。図 4-1-3 では、 $\theta_w=0^\circ$ であるために x 方向成分の速度は誘起しないので省略した。ツイスト角が -30° の z 方向成分の背流に注目すると、流路間の下半分では正の、上半分では負の速度が誘起されている。一連の変化はおよそ 5 秒間で生じており、 $t=3s$ までは増速、その後は粘性のため減速に転じている。また、最大で概略 0.04mm/s 程度の速度が誘起されていることもわかる。

図 4-1-7 では、速度が最大値に達するのに要する時間をツイスト角 θ_w で比較した。速度が最大に至る時間は、どのツイスト角でも $2.7s$ 程度である。これより、最大速度に至る時間はツイスト角に依存しないことがわかる。これは、図 4-1-2 でも示したが、磁場がディレクタに及ぼすトルクはツイスト角には依存しないためである。

図 4-1-8(a)から図 4-1-8(d)までは、図 4-1-7 の時刻、すなわち最大速度が誘起された時の x 方向速度 u および z 方向速度 w の分布である。図よりツイスト角が 0° の場合、背流は x 方向には生じず z 方向のみに生じ、 w の分布は平板間中心 ($y=0.5\text{mm}$) に対して反対称になっている。ツイスト角を -30° にすると速度分布は x 方向にも誘起され、そのため w も変化している。ツイスト角の絶対値を大きくするに従い u は増加し、ツイス

ト角が -90° のとき, u と w は平板間中心 ($y=0.5\text{mm}$) に対して反対称な分布をとっている. このときに誘起される背流の絶対値は, 最大で約 0.11mm/s である.

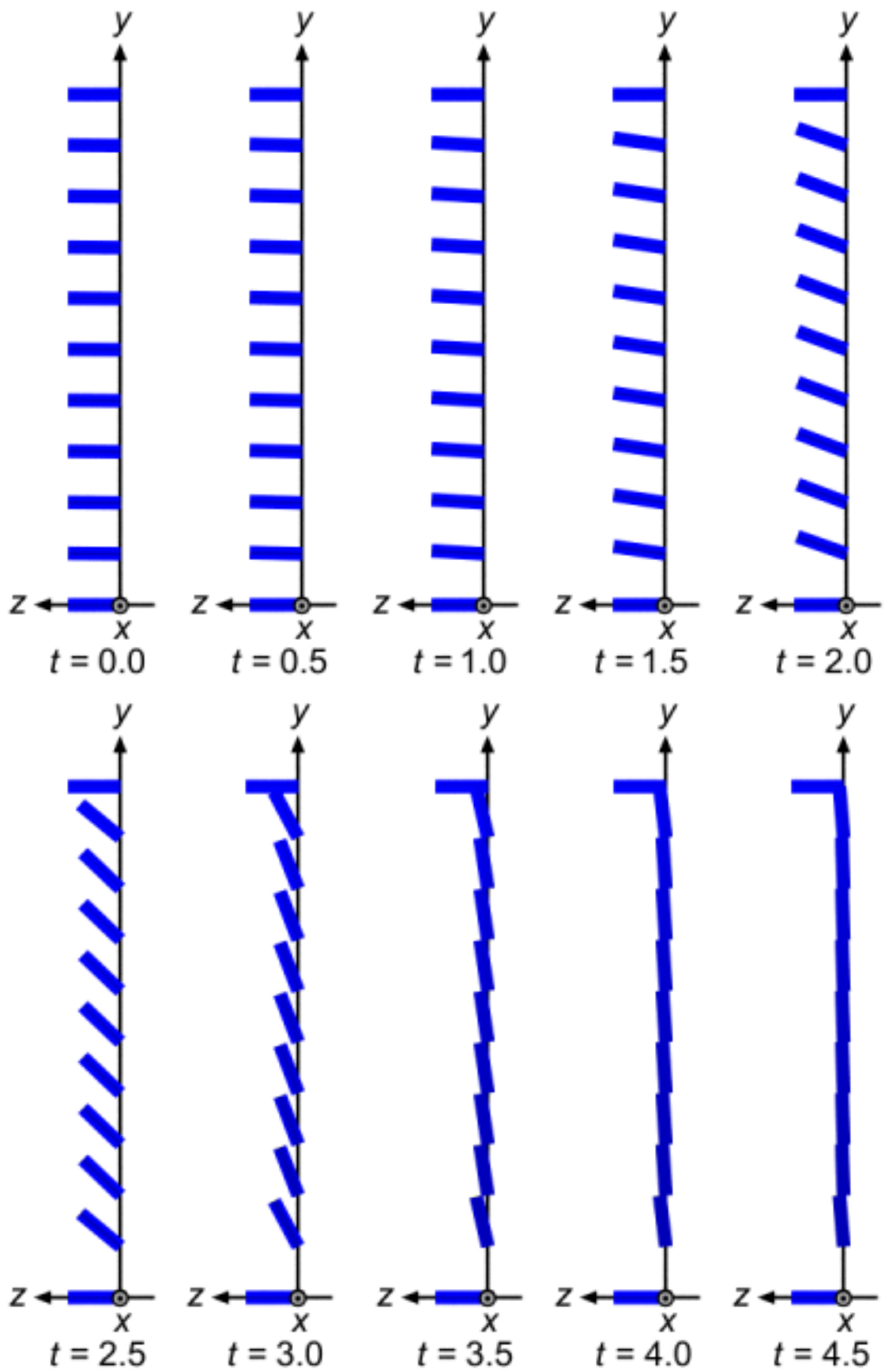


図 4-1-1(a) 配向場の時間変化 ($\omega_w = 0^\circ$)

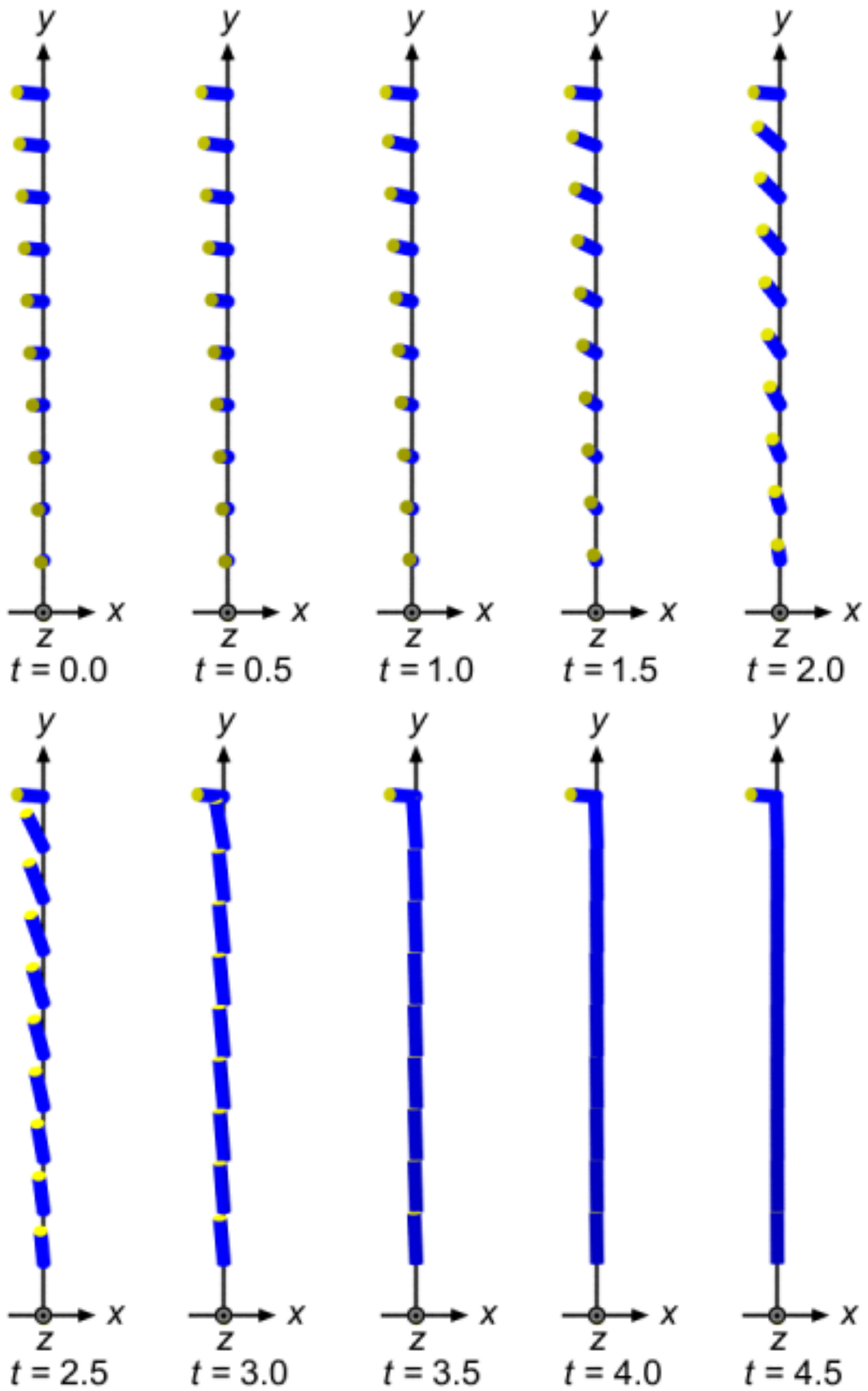


図 4-1-1(b) 配向場の時間変化 ($\omega = -30^\circ$)

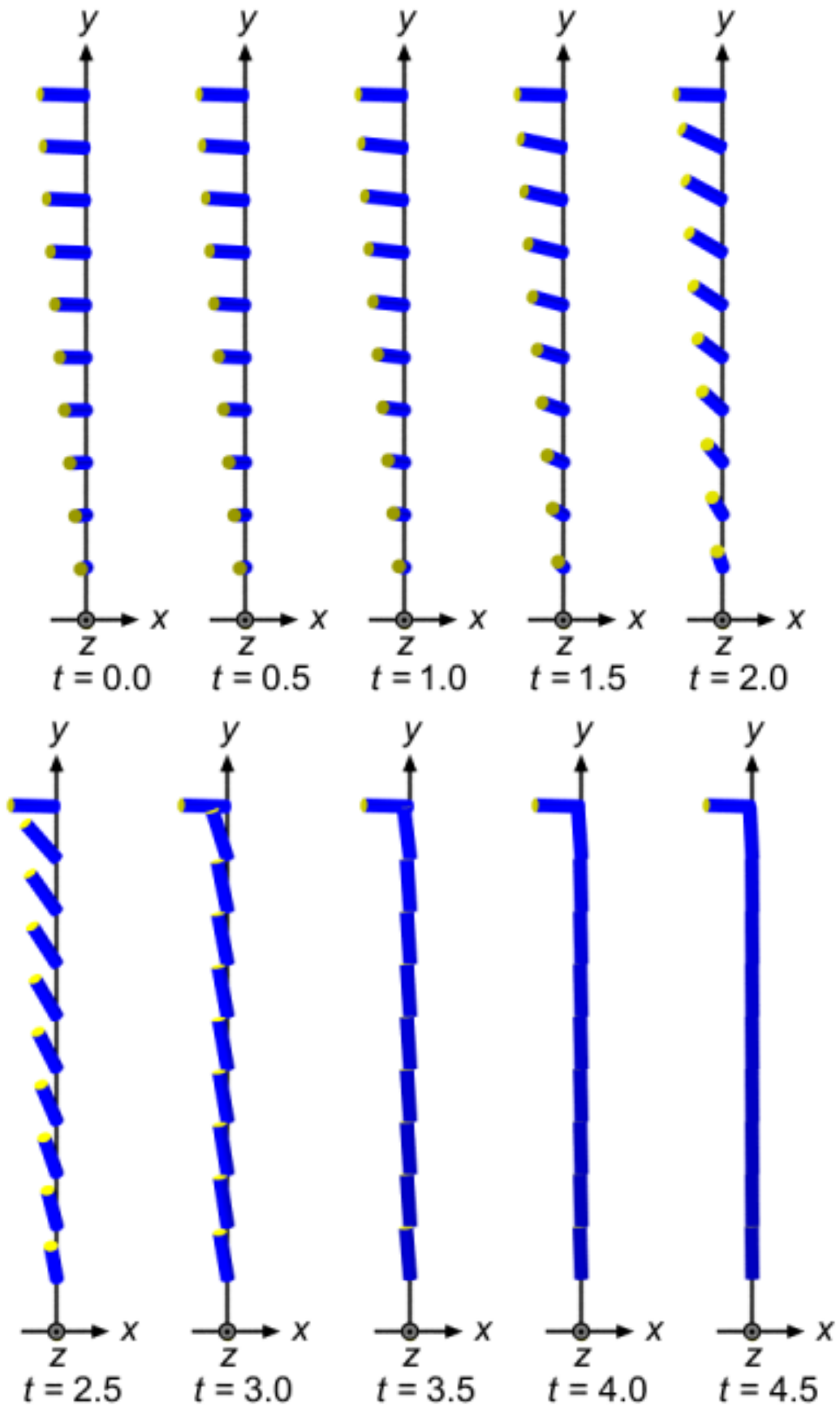


図 4-1-1(c) 配向場の時間変化 ($\omega = -60^\circ$)

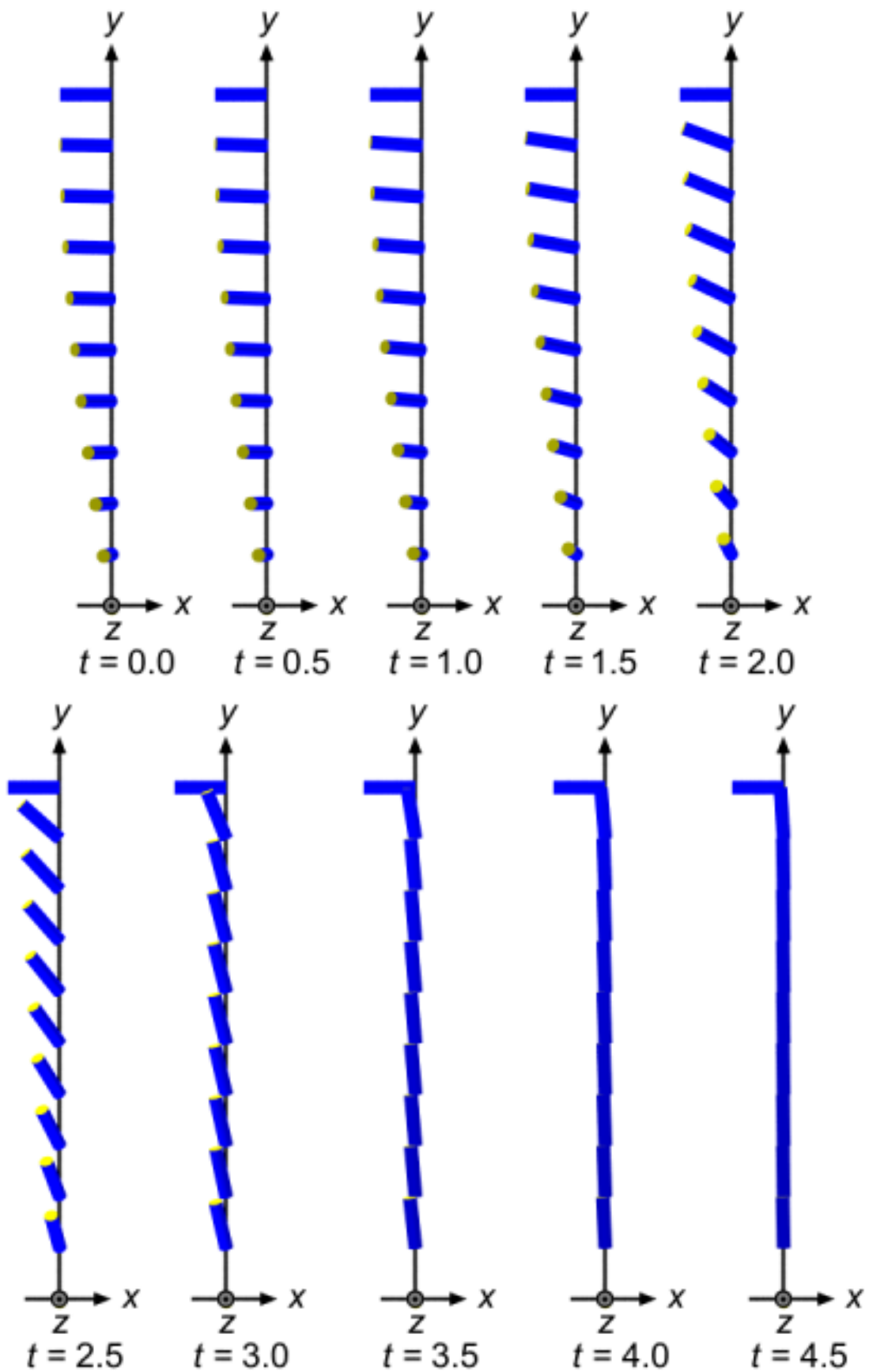


図 4-1-1(d) 配向場の時間変化 ($\omega = -90^\circ$)

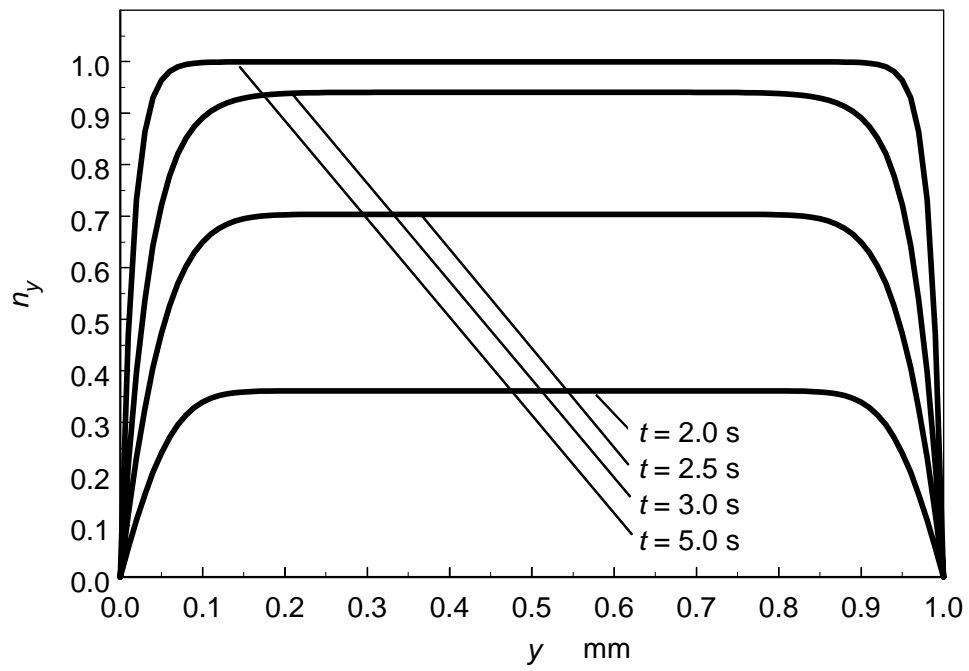


図 4-1-2(a) 配向場の時間変化 ($w = 0^\circ$)

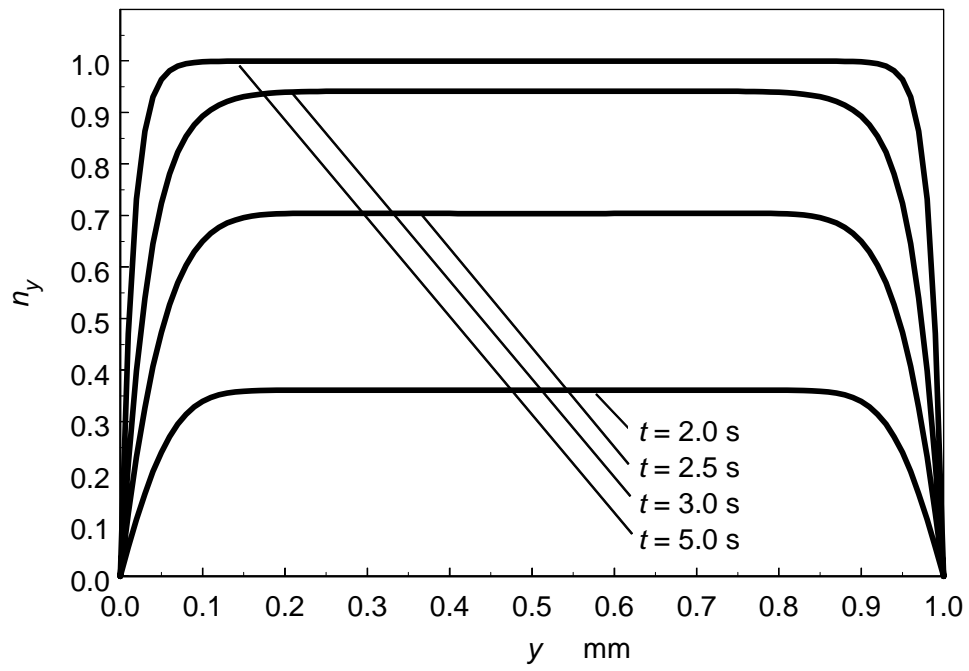


図 4-1-2(b) 配向場の時間変化 ($w = -30^\circ$)

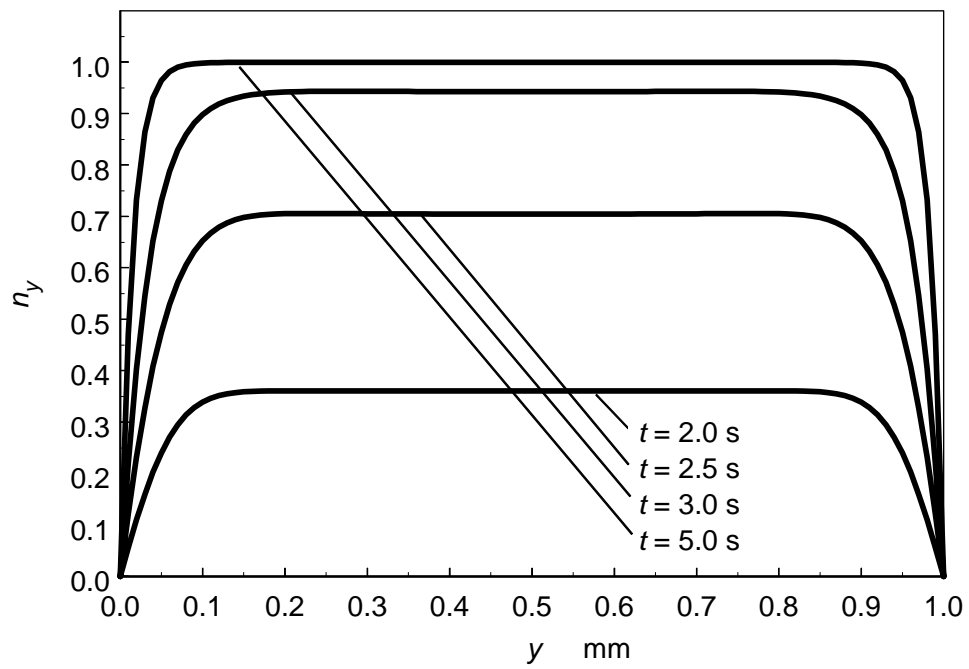


図 4-1-2(c) 配向場の時間変化 ($w = -60^\circ$)

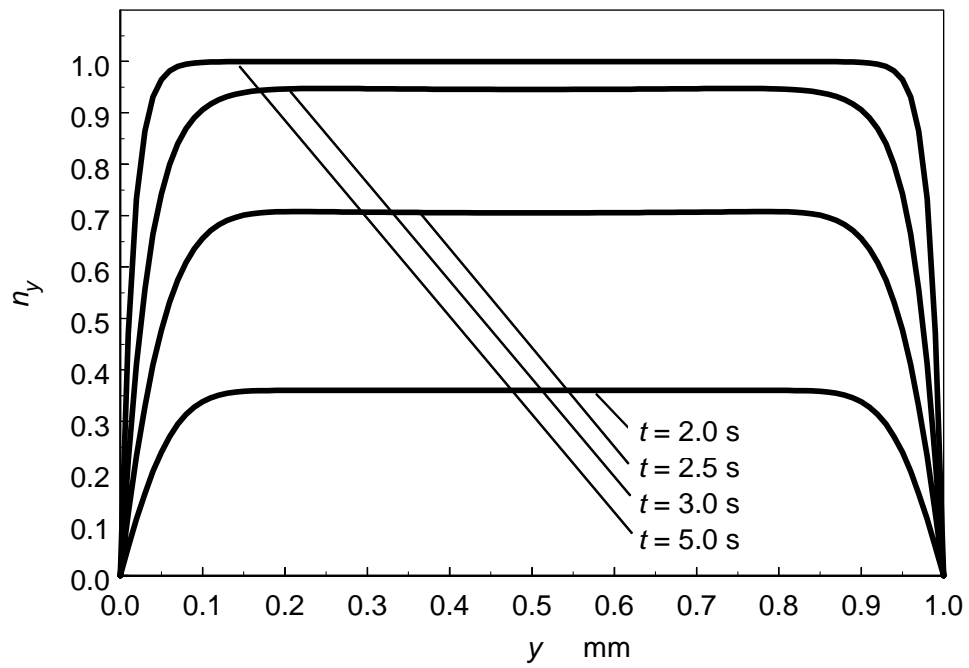


図 4-1-2(d) 配向場の時間変化 ($w = -90^\circ$)

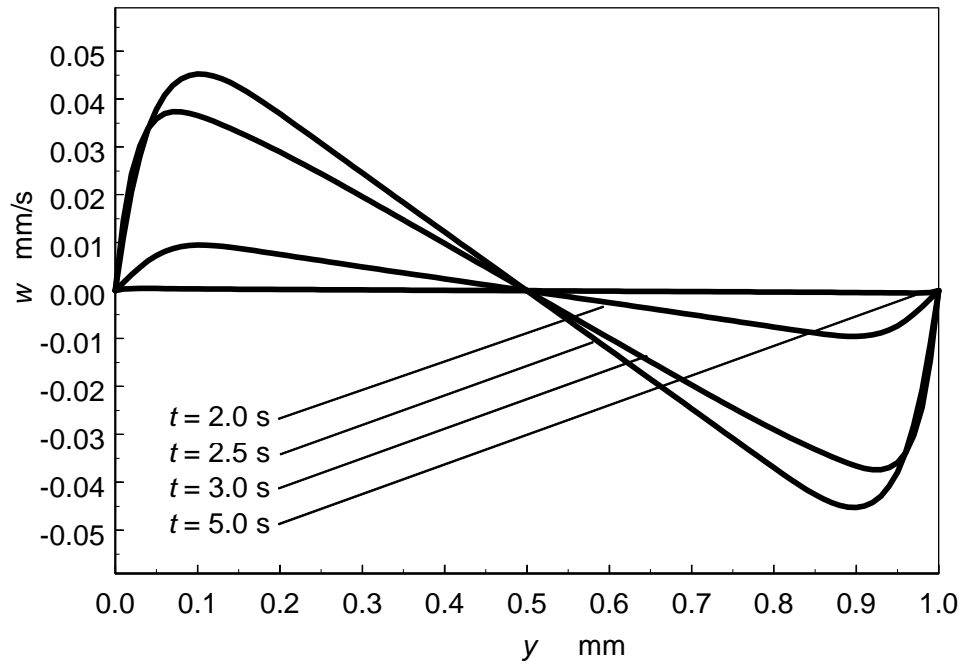


図 4-1-3 z 方向速度の時間変化 ($\omega = 0^\circ$)

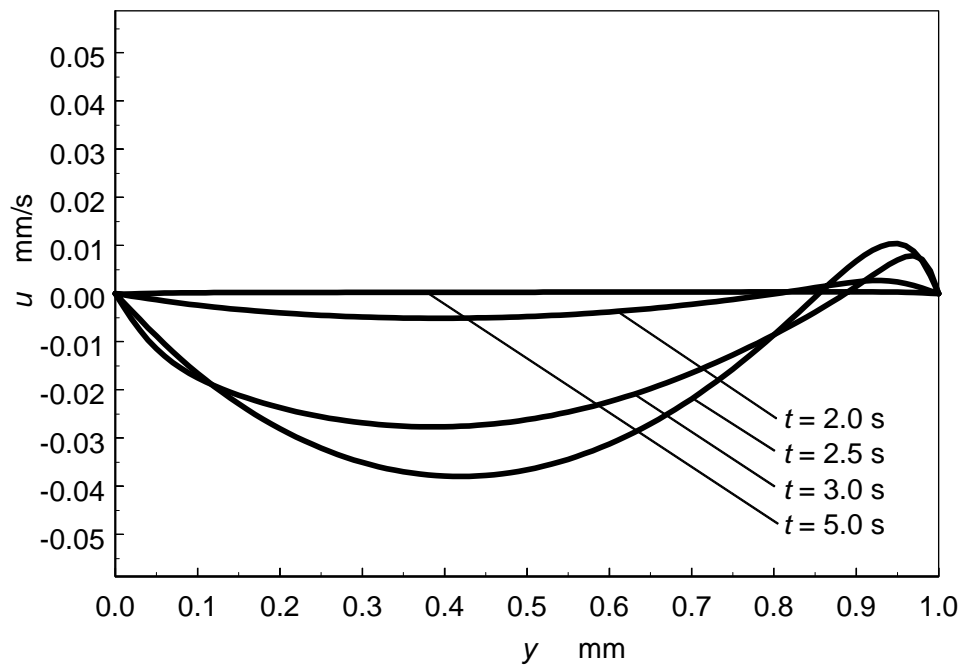


図 4-1-4(a) x 方向速度の時間変化 ($\omega = -30^\circ$)

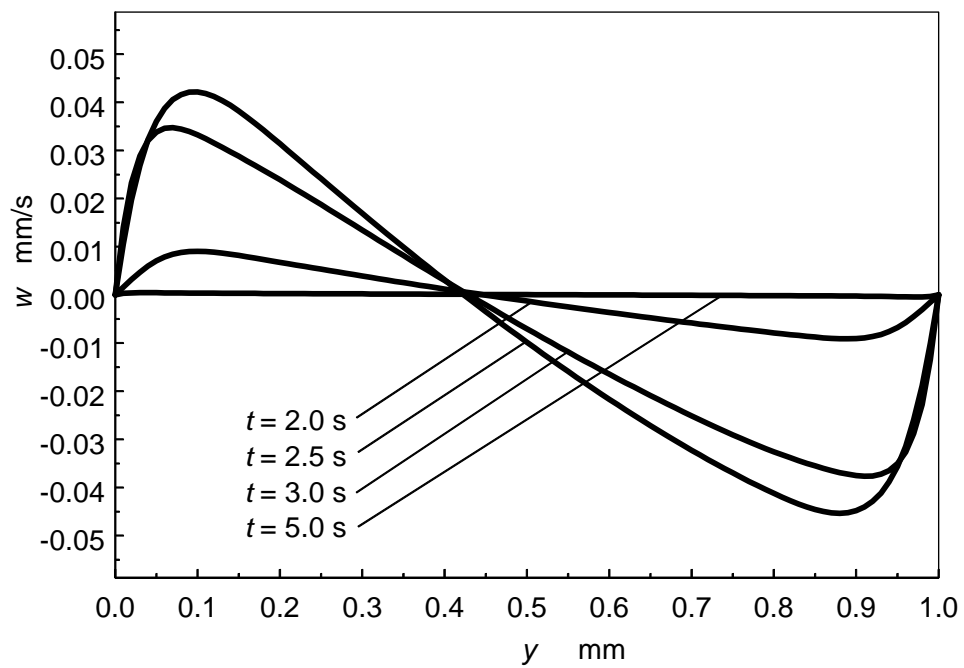


図 4-1-4(b) z 方向速度の時間変化 ($\omega = -30^\circ$)

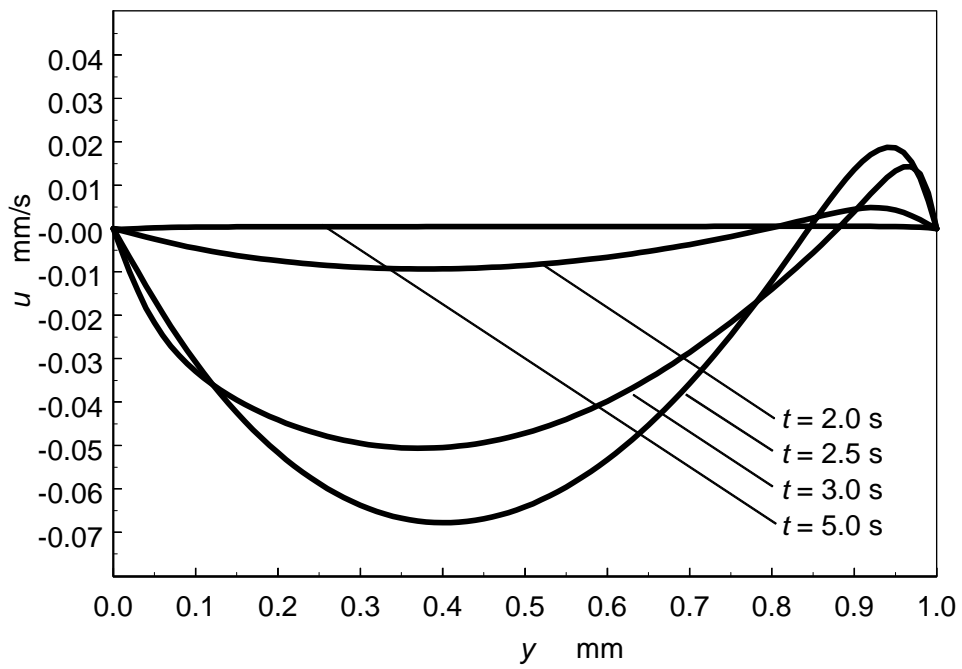


図 4-1-5(a) x 方向速度の時間変化 ($\omega = -60^\circ$)

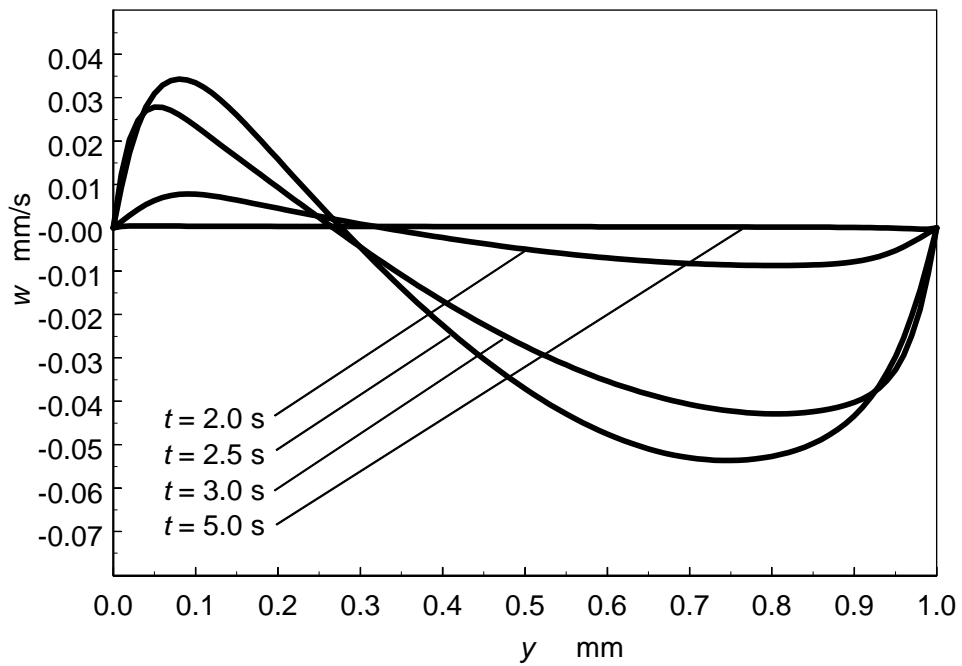


図 4-1-5(b) z 方向速度の時間変化 ($\omega = -60^\circ$)

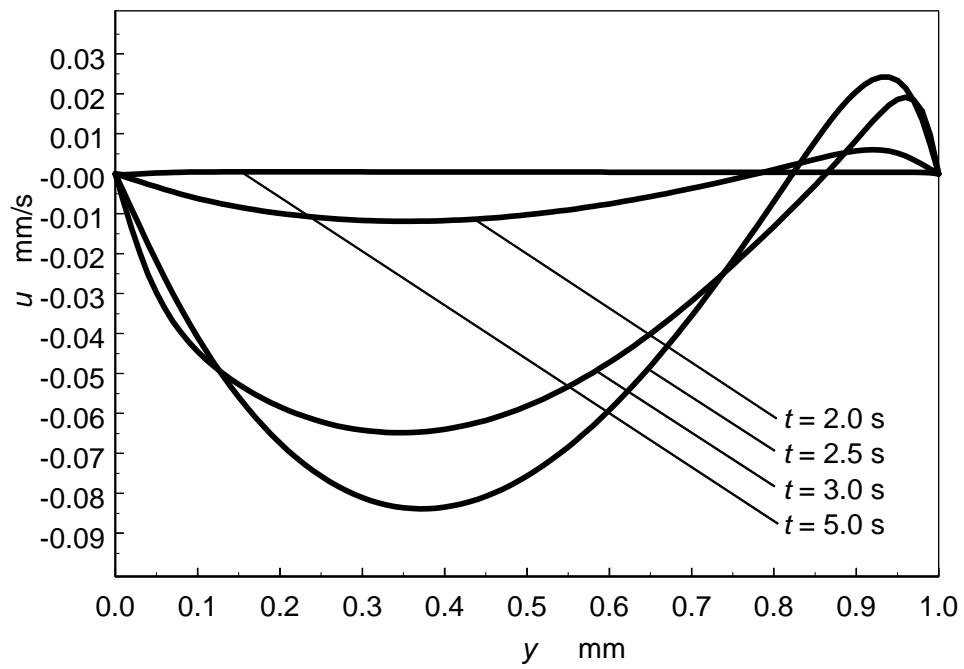


図 4-1-6(a) x 方向速度の時間変化 ($\omega = -90^\circ$)

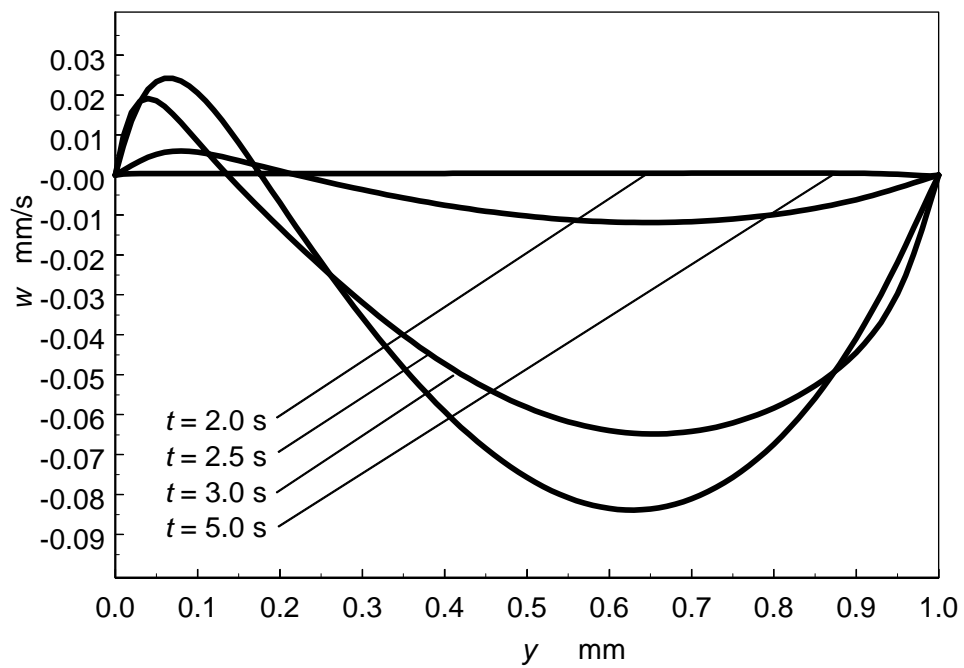


図 4-1-6(b) z 方向速度の時間変化 ($\omega = -90^\circ$)

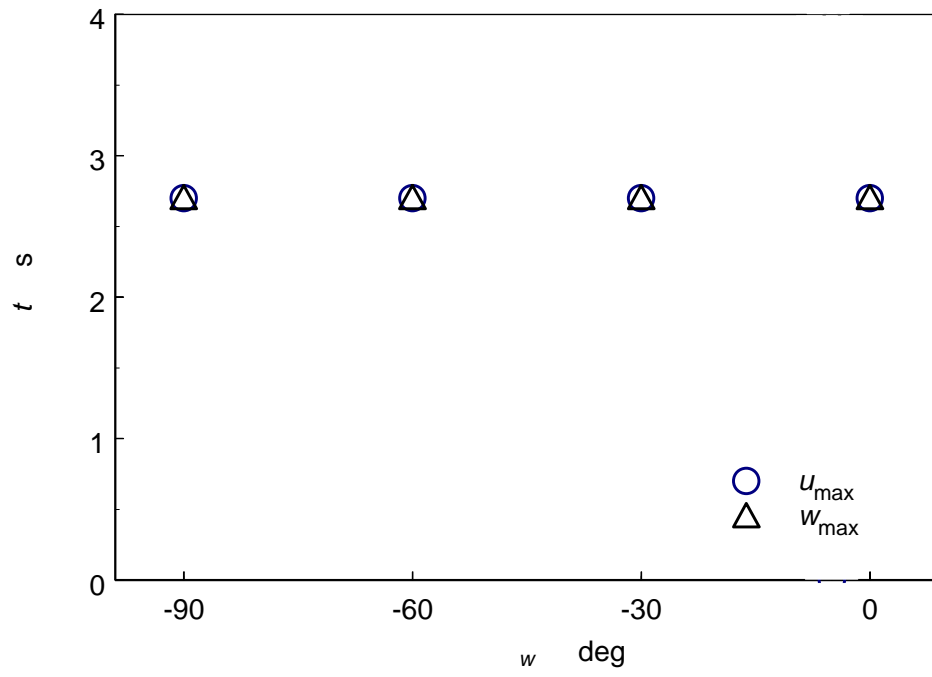


图 4-1-7 最大流速到達時間

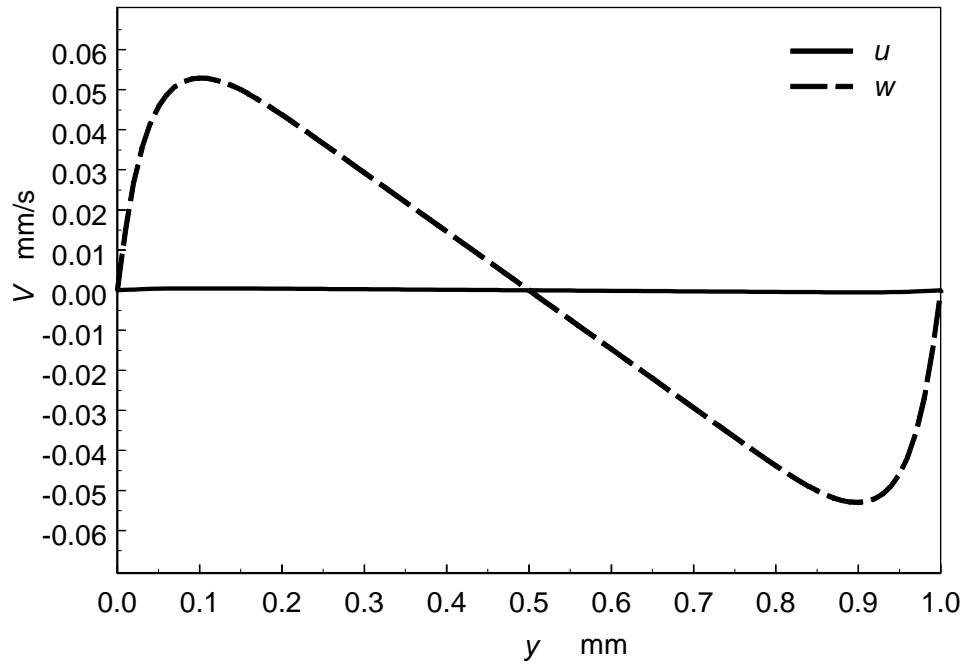


図 4-1-8(a) 最大流速時の速度分布 ($w = 0^\circ$)

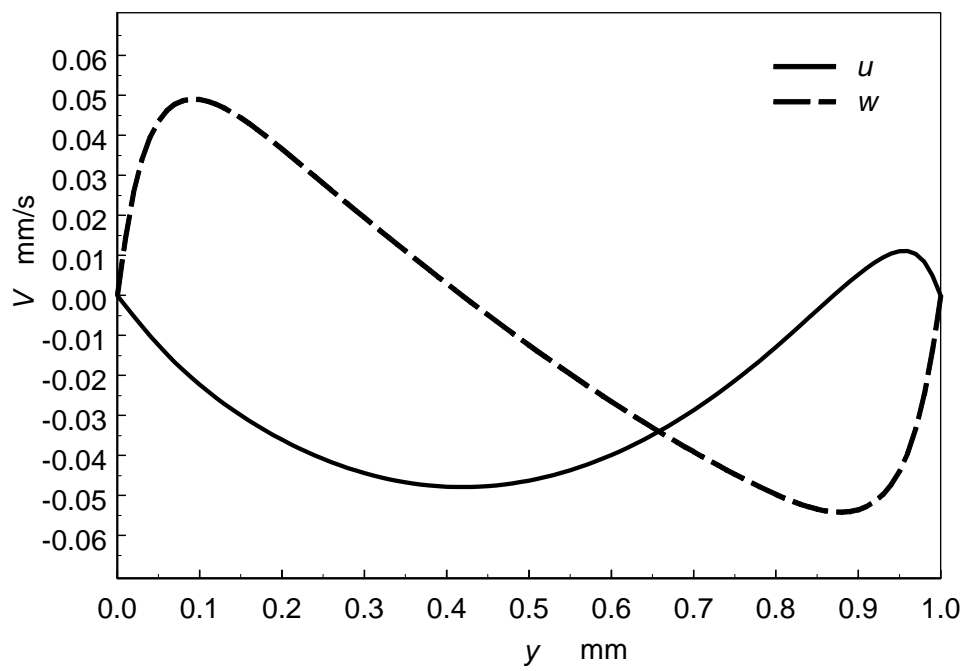


図 4-1-8(b) 最大流速時の速度分布 ($w = -30^\circ$)

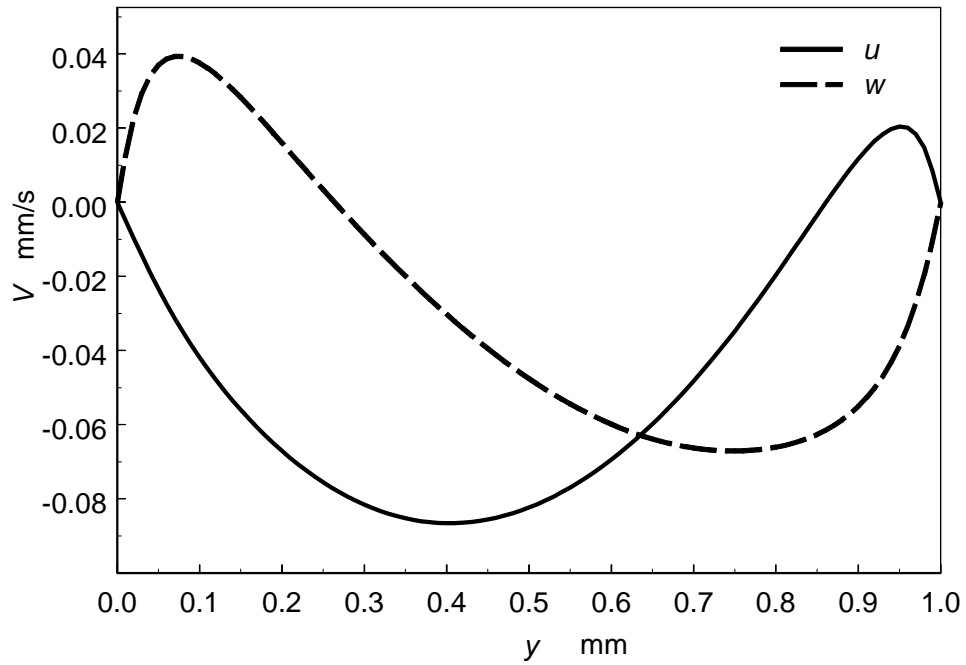


図 4-1-8(c) 最大流速時の速度分布 ($w = -60^\circ$)

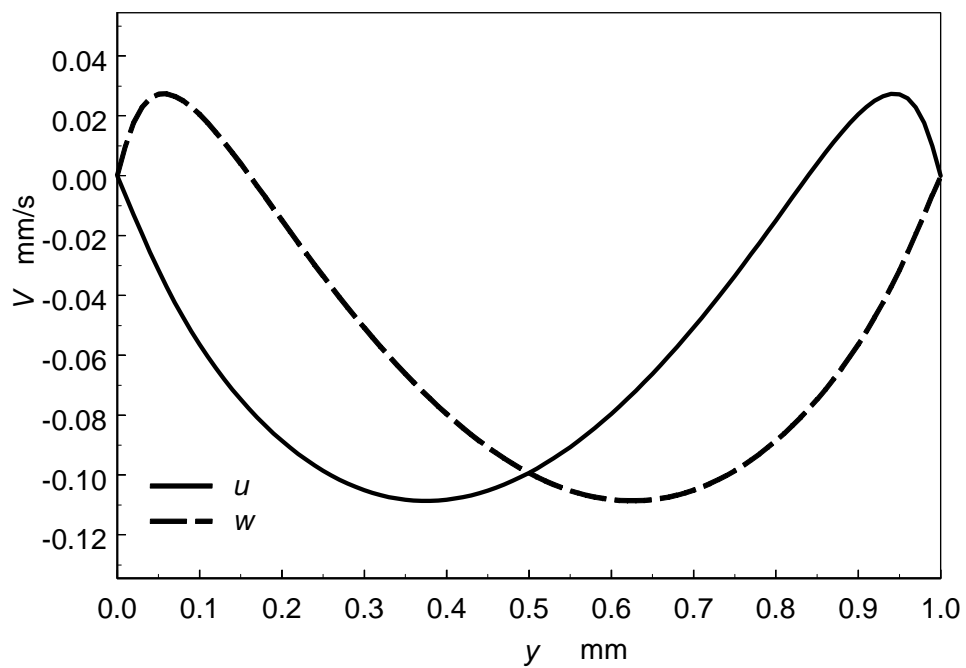


図 4-1-8(d) 最大流速時の速度分布 ($w = -90^\circ$)

4.2 ティルト角の影響

4.2.1 計算条件

本計算では、流路間隔 $L = 1 \text{ mm}$ のネマティックセルに磁場を印加する。ここで印加する磁場は、フレデリクス転移が十分に起きる値を用いる。そこで予備計算を行い Zöcher 数 $Z = 50$ とした。配向境界条件として、壁面配向角を $y = 0 \text{ mm} = 1 \text{ mm}$ で $\theta_w = 0^\circ$ に固定する。一方ティルト角 θ_w は $\theta_w = 0^\circ$ から $\theta_w = 20^\circ$ までを 5° 刻みで変化させる。初期条件として、磁場の無い状態でティルト角 θ_w を持つ配向構造、および静止状態(流速 $u = w = 0$)の値を用いた。数値計算法は、空間には 2 次精度の中心差分法を、時間には 2 次精度の Runge-Kutta 法を用いる。空間ステップは、流路間隔 L を 100 分割($\Delta y = 0.01 \text{ mm}$)した。時間ステップは、 $\Delta t = 10^{-7} \text{ s}$ とした。

計算に用いた液晶は、PAA (*p*-azoxy-anisole)⁽⁵⁾である。流体密度は 1000 kg/m^3 とした。

4.2.2 計算結果と考察

ティルト角 ϕ_w を 0° から 20° まで 5° 刻みに変化させたネマティックセルに磁場を印加した場合の配向場の変化の様子を図 4-2-1(a)から図 4-2-1(e)と図 4-2-2(a)から図 4-2-2(e)に示す。図 4-2-1 では、磁場が印加された場合のディレクタの時間変化を表し、図 4-2-2 では、ディレクタの y 方向成分の分布の時間変化を表している。

ここでティルト角 $\phi_w = 10^\circ$ に注目する。図 4-2-1(c)が、ティルト角 $\phi_w = 10^\circ$ に配向させたネマティックセルに磁場を印加した場合のディレクタの配向場の時間変化を表している。図は、 $t = 0 \sim 4.5\text{s}$ まで 0.5s 刻みでディレクタの分布を表している。図中の円筒はディレクタを表す。配向場は、磁場の印加直後から変化し始め、 $t = 2\text{s}$ あたりからその変化が急激になる。その後壁面近郊を除いてディレクタはほぼ磁場の方向へ配向する。これらの結果より、ティルト角が増加すると、ディレクタが磁場方向に配向する時間が速くなることがわかる。これはディレクタの受けるトルクが流路内では等しいために、ディレクタがティルト角を持つほど速く磁場方向に配向するためである。

図 4-2-3 に、流路中心に位置するディレクタの配向角の時間変化の比較を示す。ティルト角 $\phi_w = 0^\circ$ の時にディレクタの磁場方向への配向に要する時間は 5s 程度必要であるが、ティルト角 ϕ_w の増加に従い配向場が定常至る時間は短くなる。

図 4-2-4 は $t = 1.5\text{s}$ における x 方向速度 u の y 方向分布を示す。ティルト角 ϕ_w の増加に伴い $t = 1.5\text{s}$ における背流効果が顕著に表れていることがわかる。図 4-2-5 から図 4-2-9 は、図 4-2-1(a)から図 4-2-1(e)と図 4-2-2(a)から図 4-2-2(e)に示した配向場の変化に伴い誘起する背流の時間変化を表している。また、図 4-2-10(a)から図 4-2-11(e)は、最大流速時の速度分布を示したものである。これらの結果より、ティルト角が増加すると、誘起される背流が小さくなることがわかる。これは、ディレクタがティルト角を持つほど磁場方向に配向しているために、ディレクタが回転運動を行う場合に速度場に与える影響が少なくなるからである。

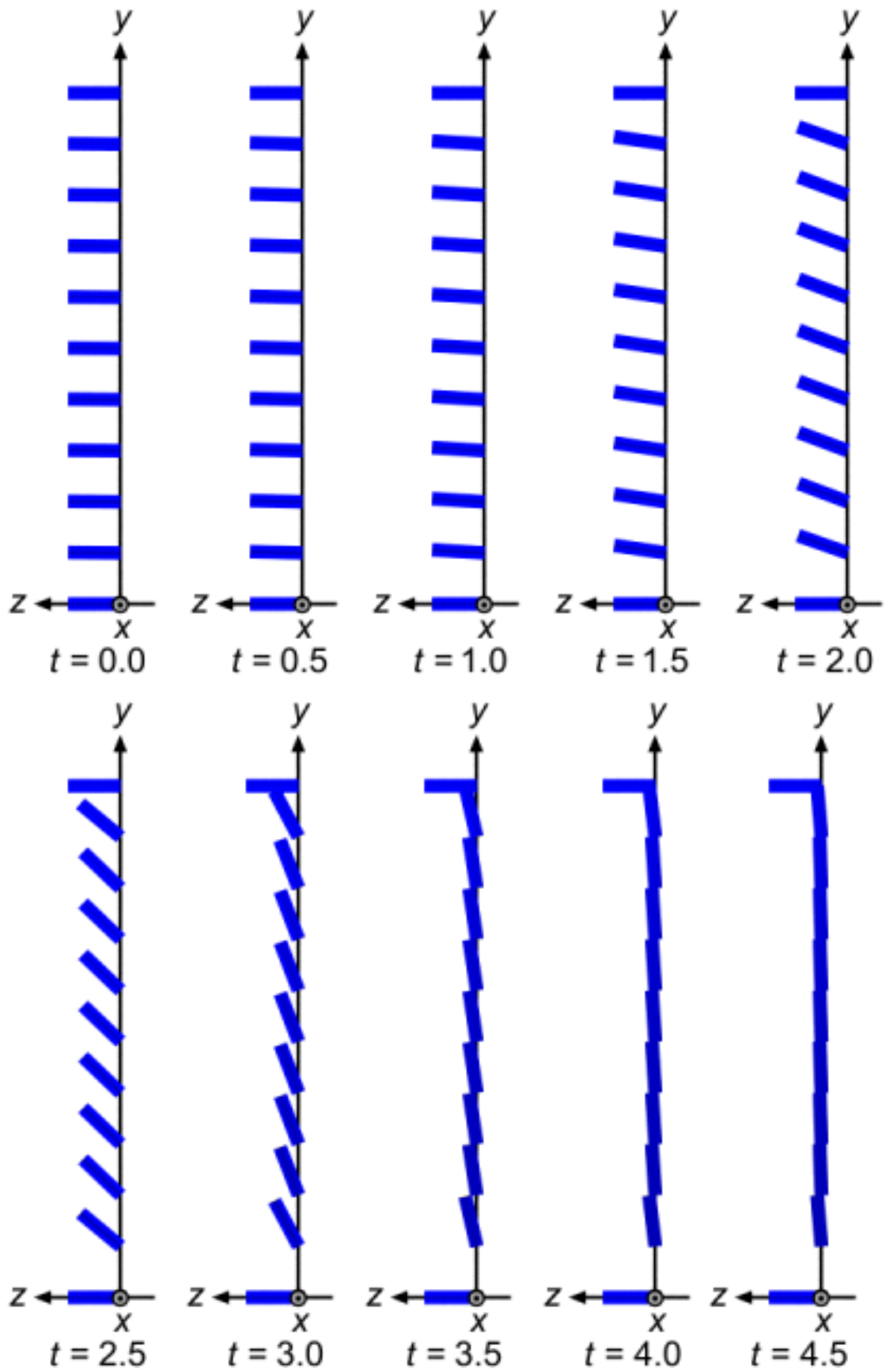


図 4-2-1(a) 配向場の時間変化 ($\omega = 0^\circ$)

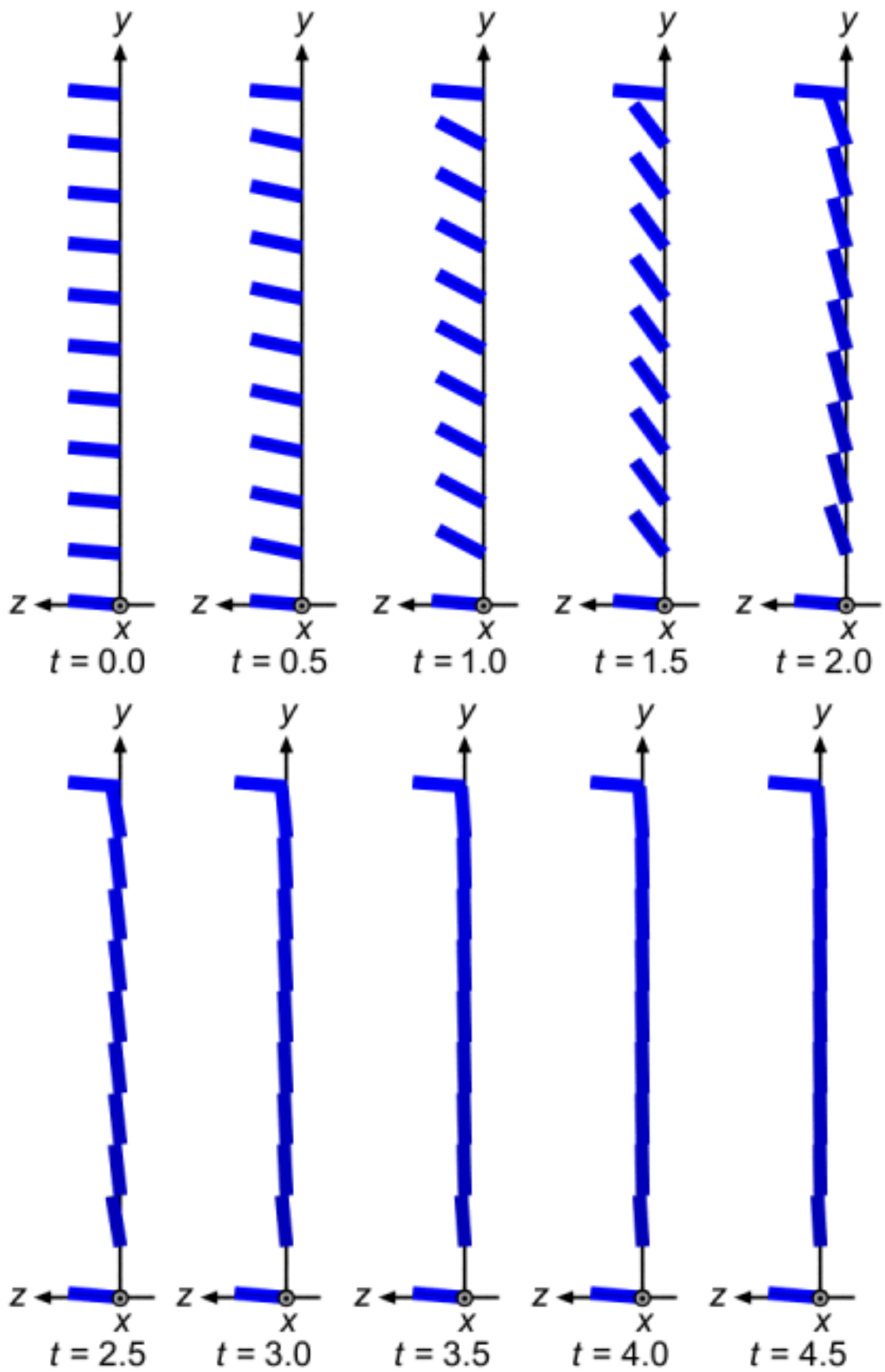


図 4-2-1(b) 配向場の時間変化 ($\omega = 5^\circ$)

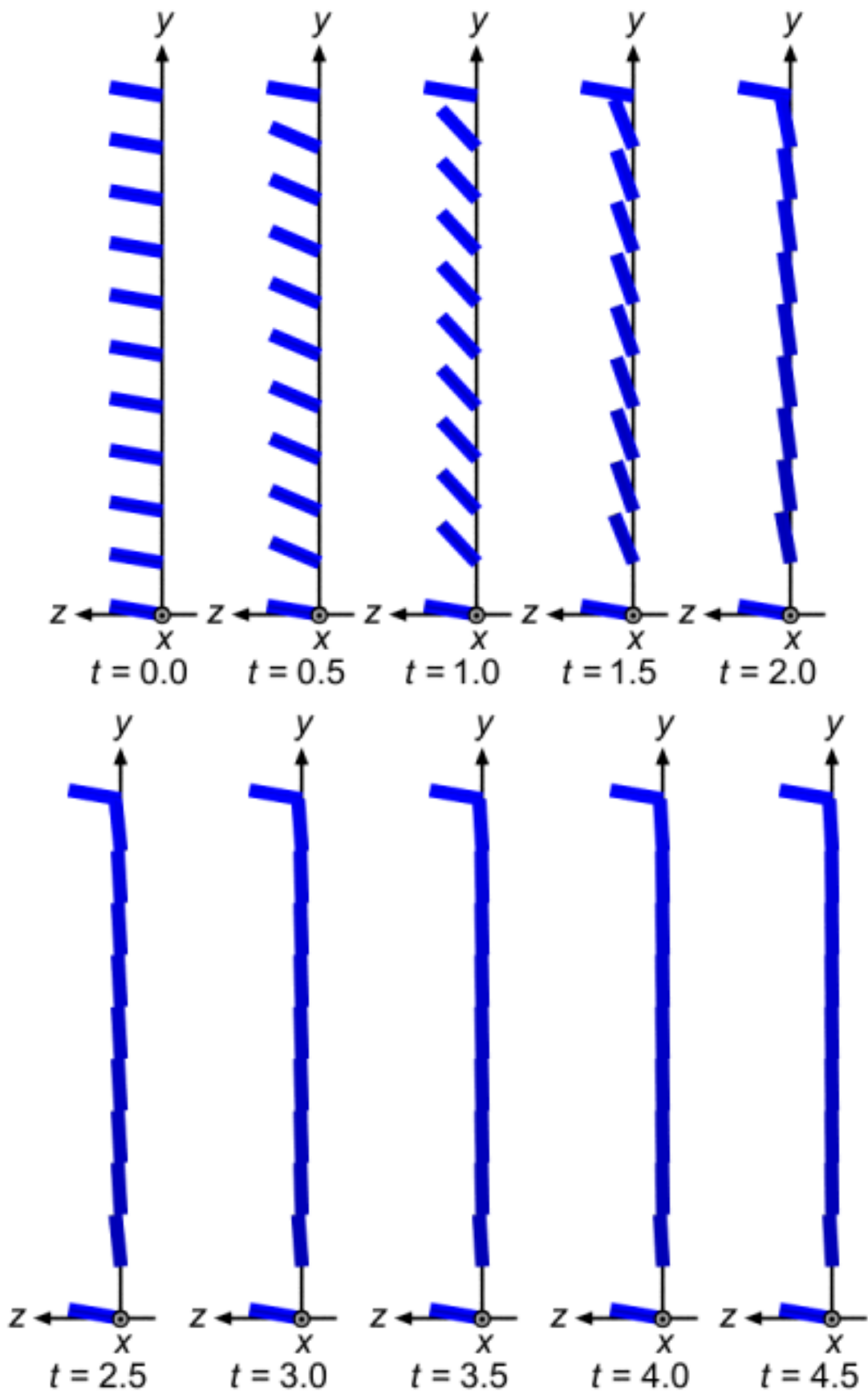


図 4-2-1(c) 配向場の時間変化 ($\omega = 10^\circ$)

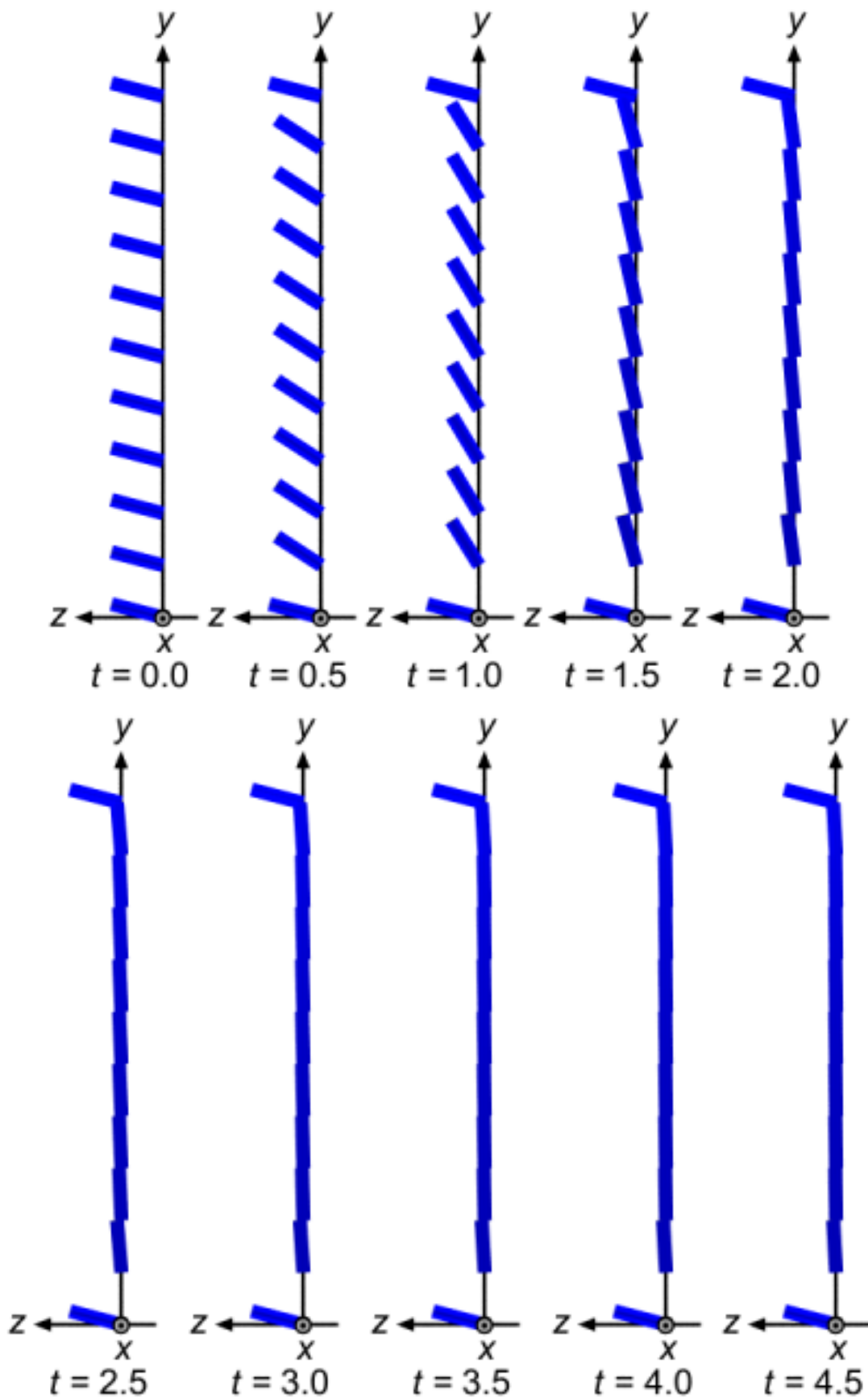


図 4-2-1(d) 配向場の時間変化 ($\omega = 15^\circ$)

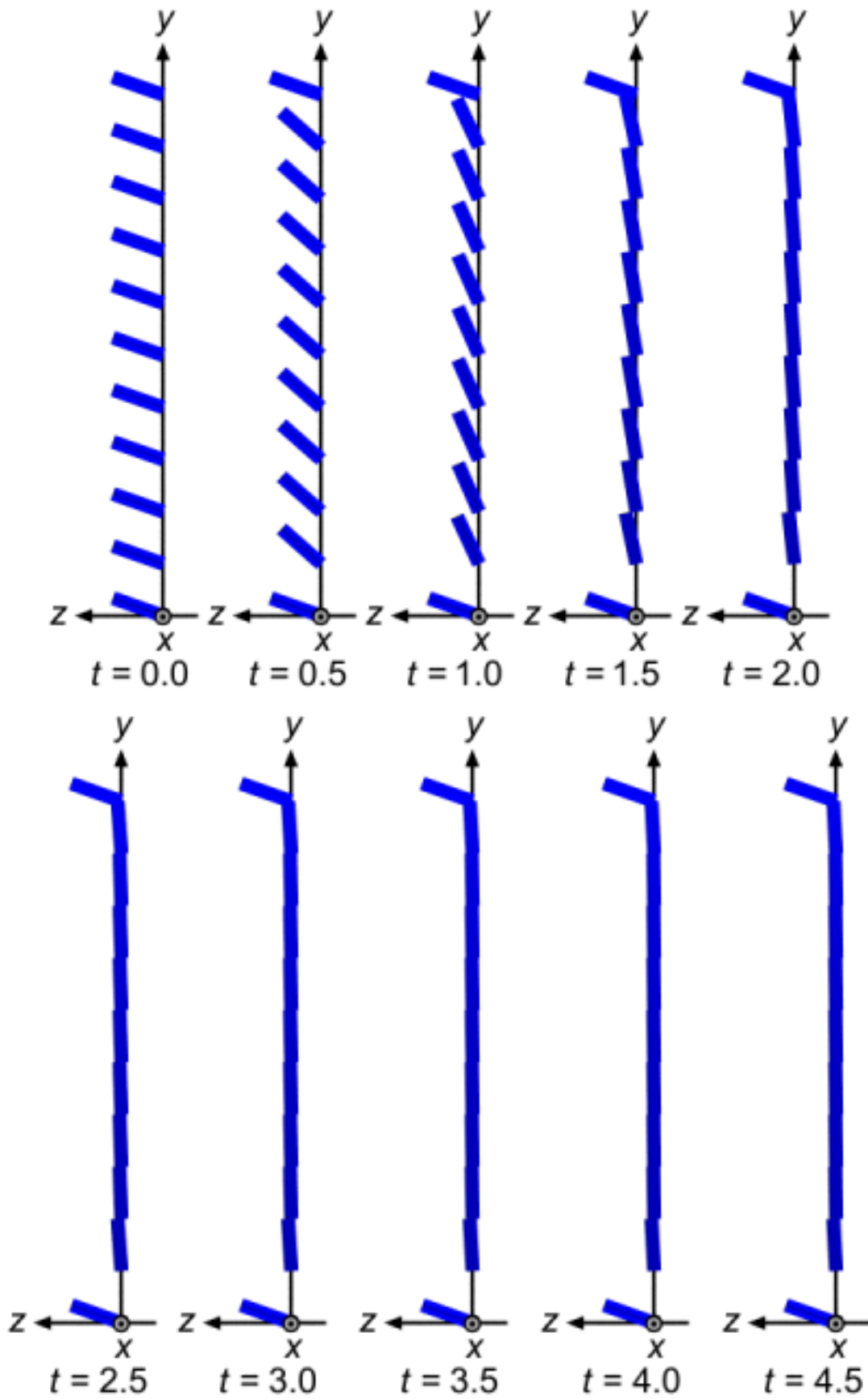


図 4-2-1(e) 配向場の時間変化 ($\omega = 20^\circ$)

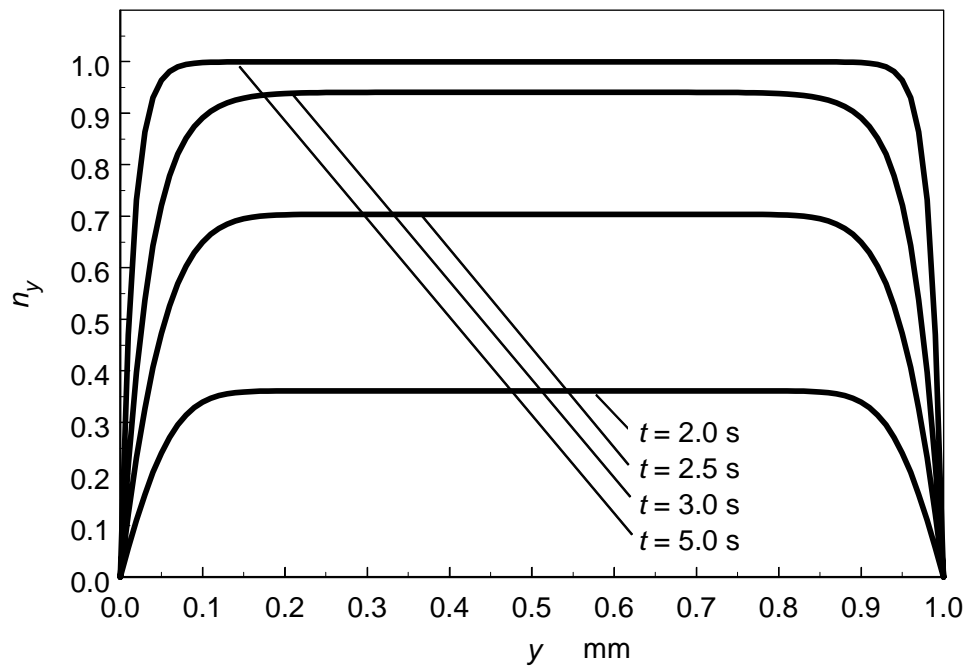


図 4-2-2(a) 配向場の時間変化 ($w = 0^\circ$)

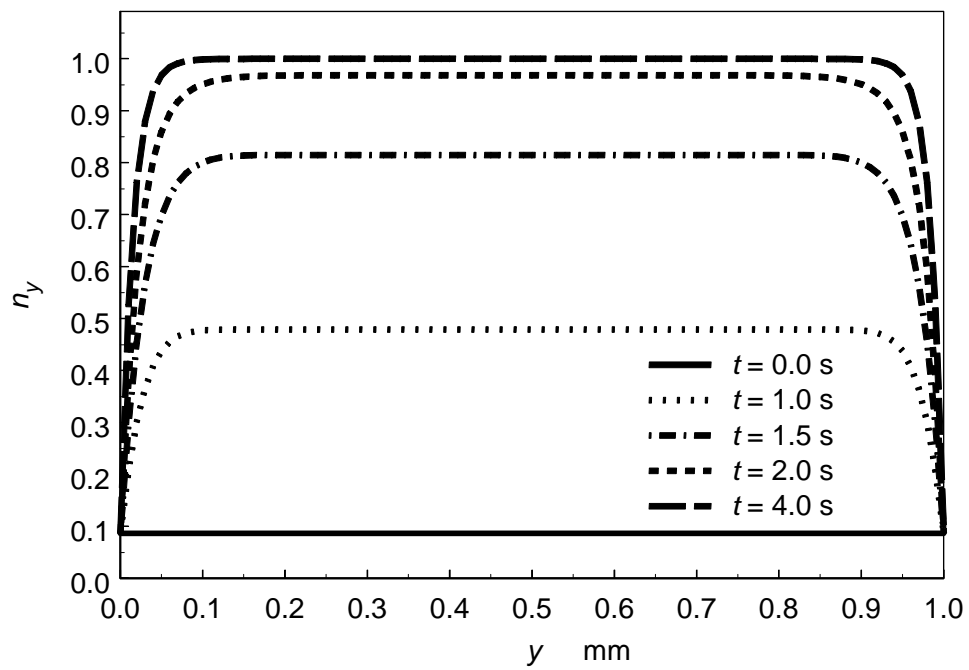


図 4-2-2(b) 配向場の時間変化 ($w = 5^\circ$)

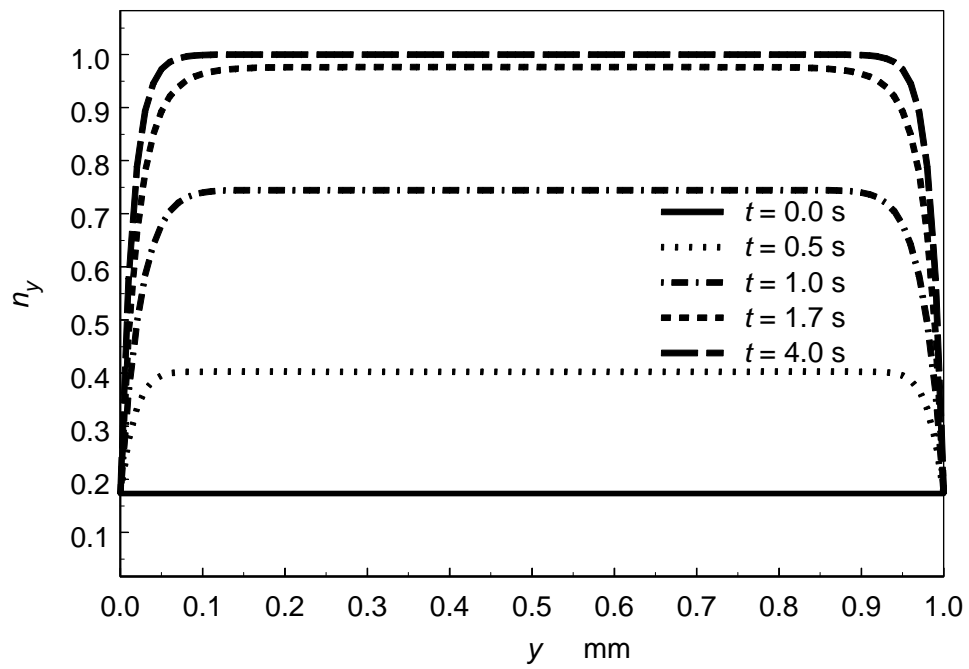


図 4-2-2(c) 配向場の時間変化 ($\theta_w = 10^\circ$)

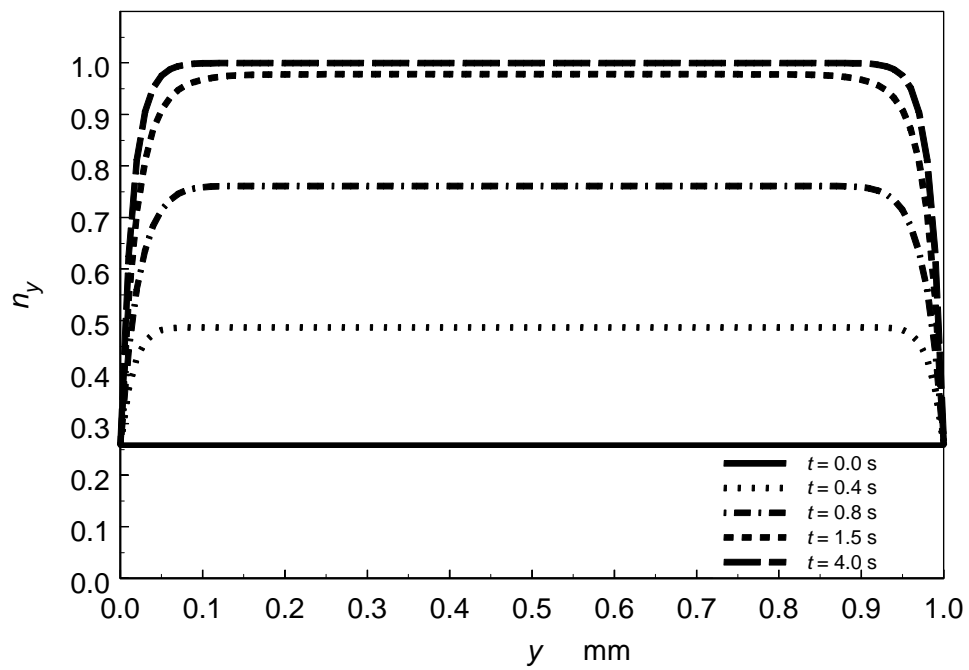


図 4-2-2(d) 配向場の時間変化 ($\theta_w = 15^\circ$)

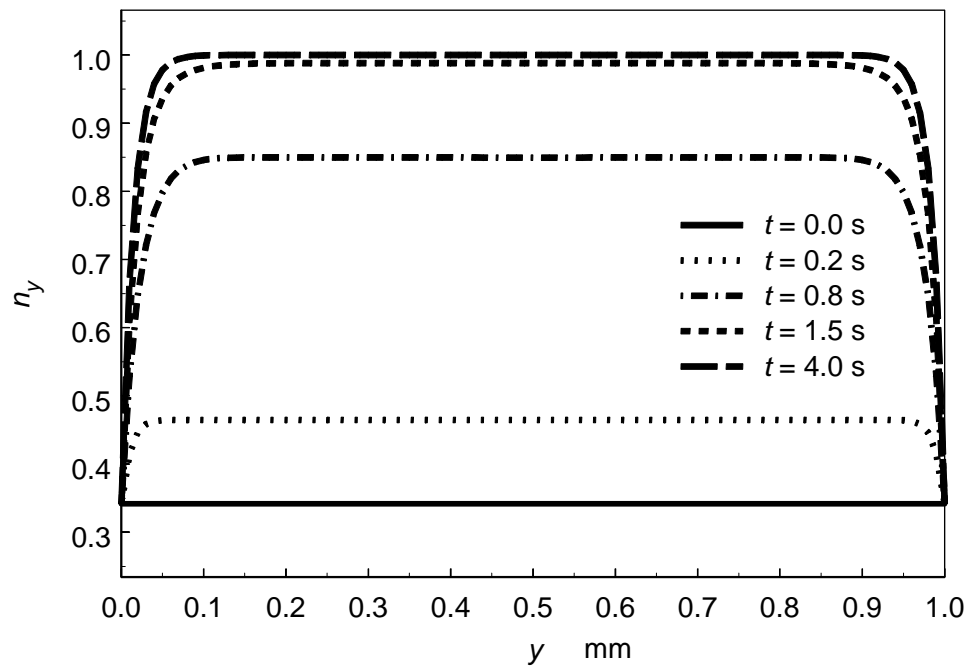


図 4-2-2(e) 配向場の時間変化 ($\omega = 20^\circ$)

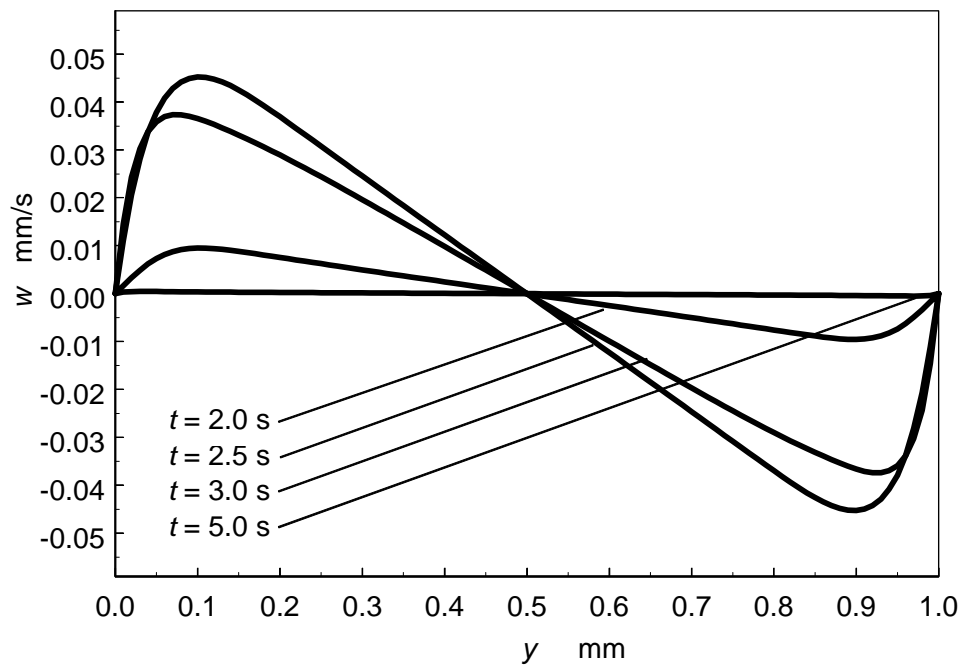


図 4-2-2 z 方向速度の時間変化 ($w = 0^\circ$)

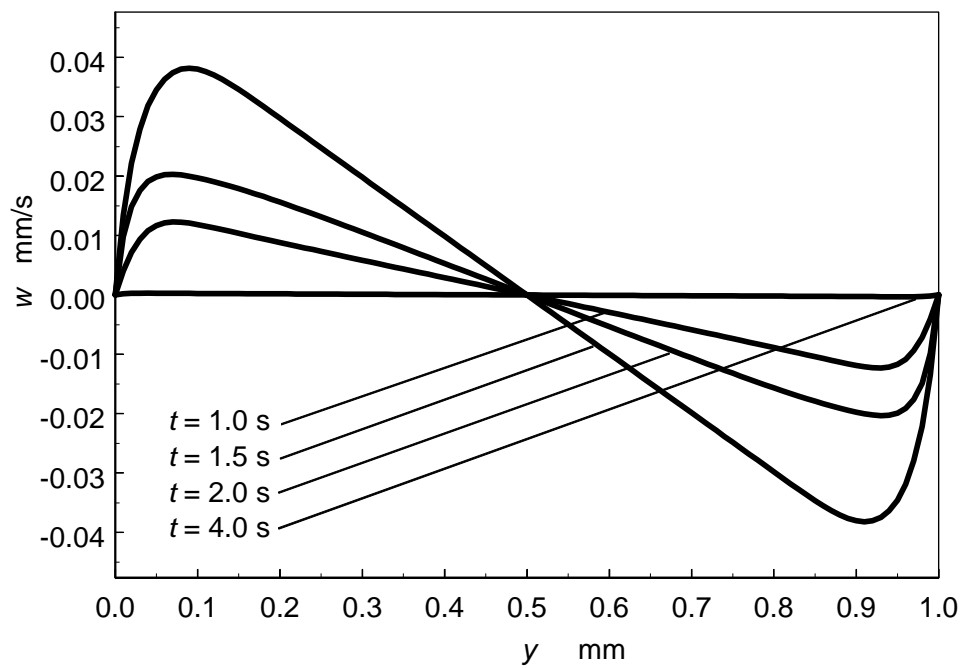


図 4-2-4 z 方向速度の時間変化 ($w = 5^\circ$)

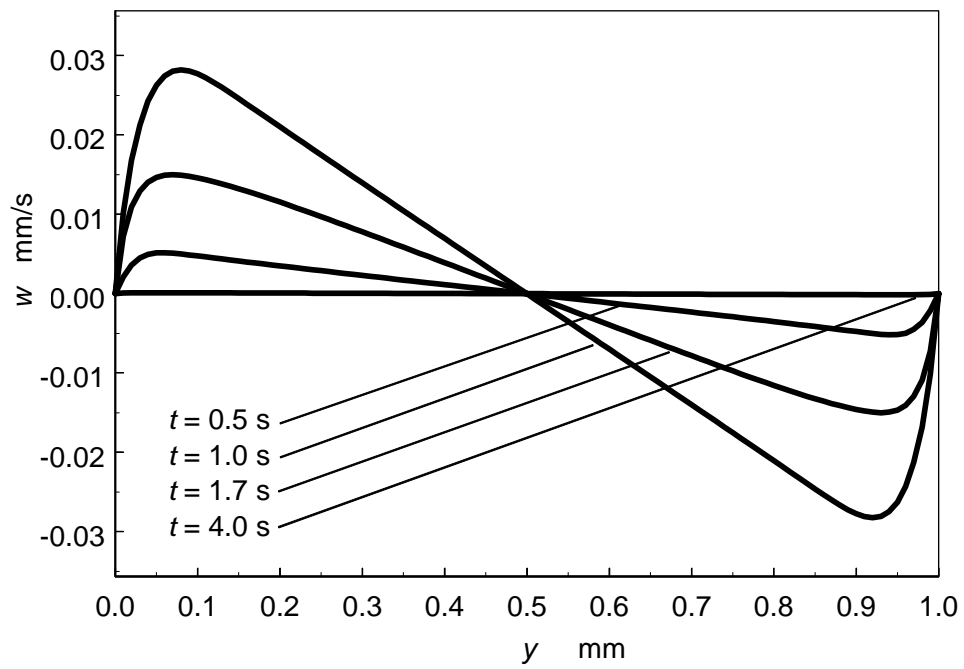


図 4-2-6 z 方向速度の時間変化 ($\alpha_w = 10^\circ$)

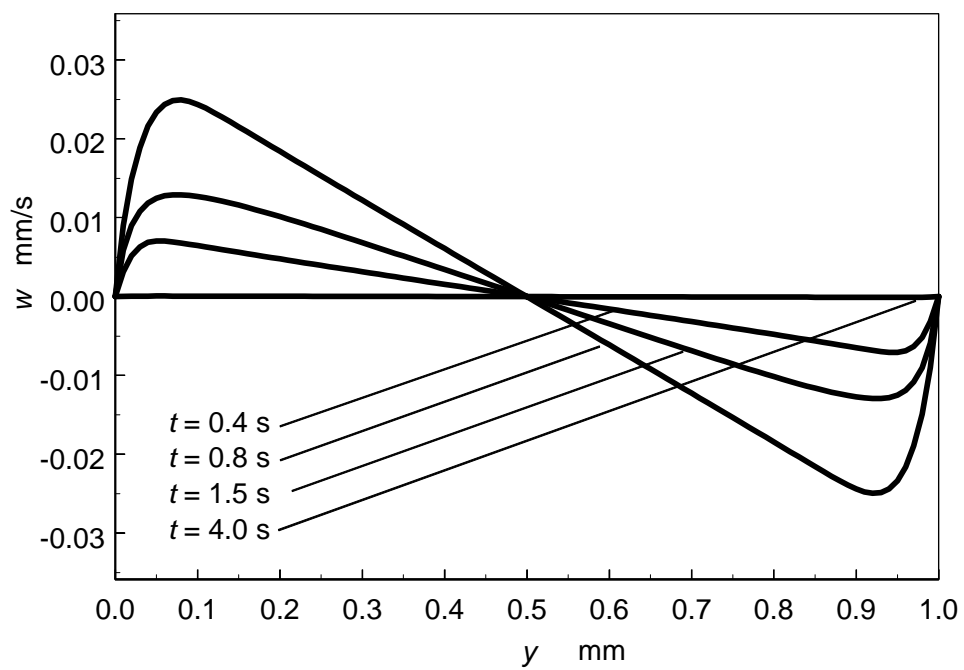


図 4-2-8 z 方向速度の時間変化 ($\alpha_w = 15^\circ$)

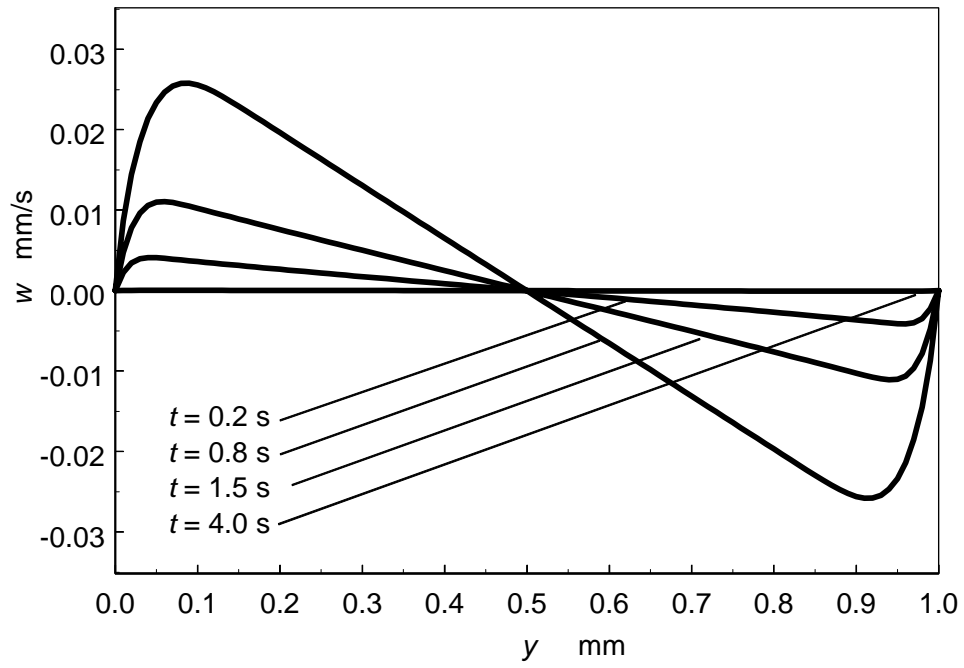


図 4-2-10 z 方向速度の時間変化 ($\omega = 20^\circ$)

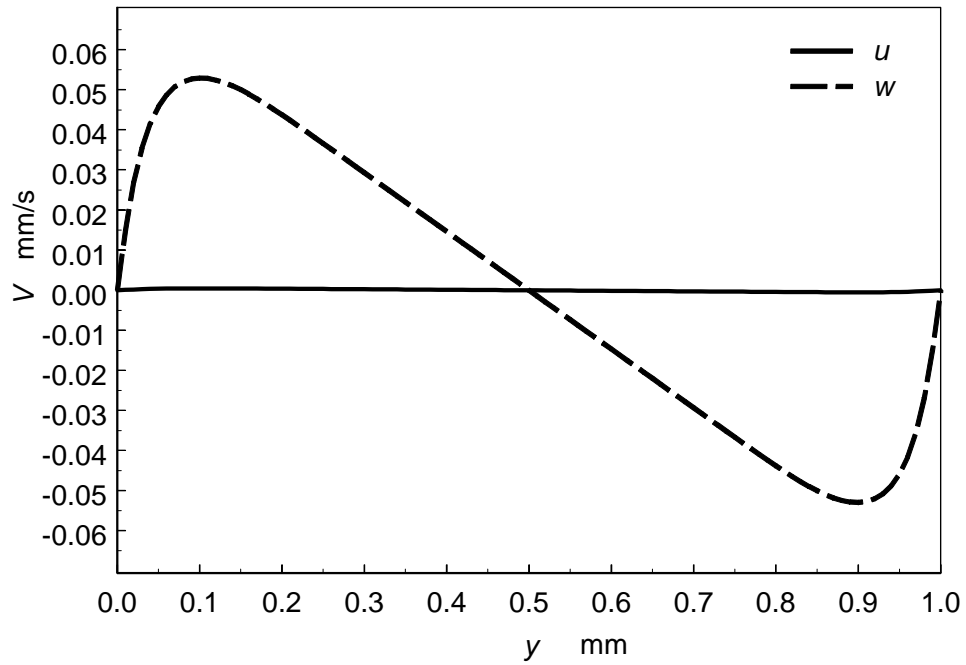


図 4-2-11(a) 最大流速時の速度分布 ($\alpha_w = 0^\circ$)

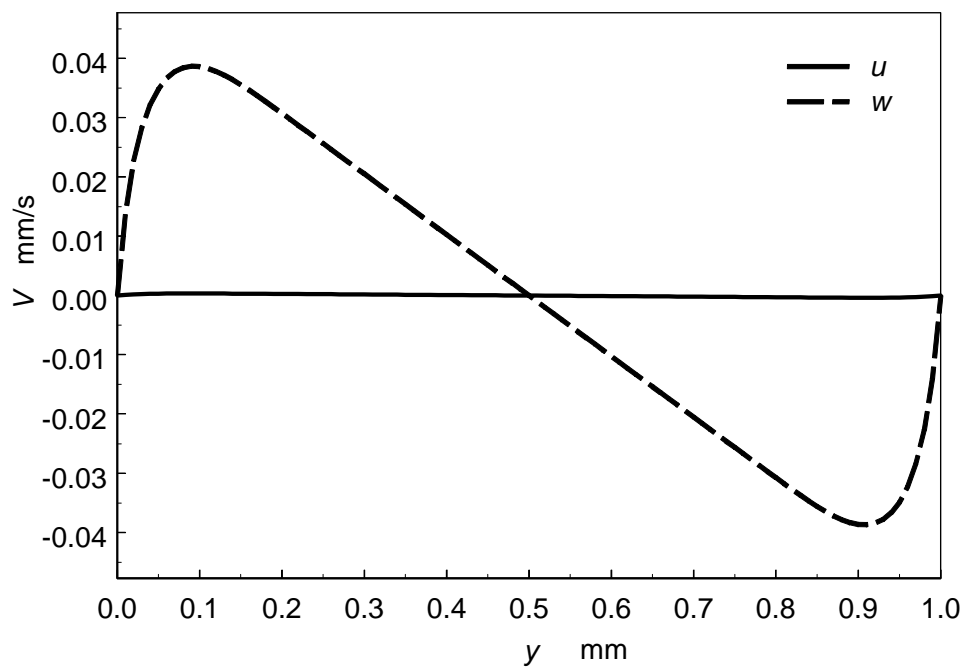


図 4-2-11(b) 最大流速時の速度分布 ($\alpha_w = 5^\circ$)

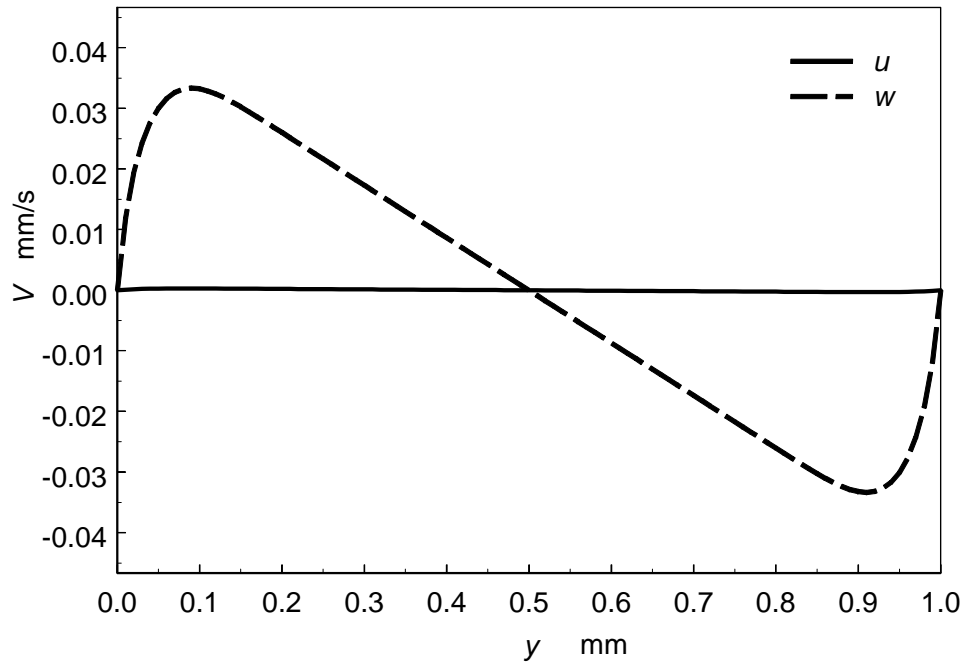


図 4-2-11(c) 最大流速時の速度分布 ($\alpha_w = 10^\circ$)

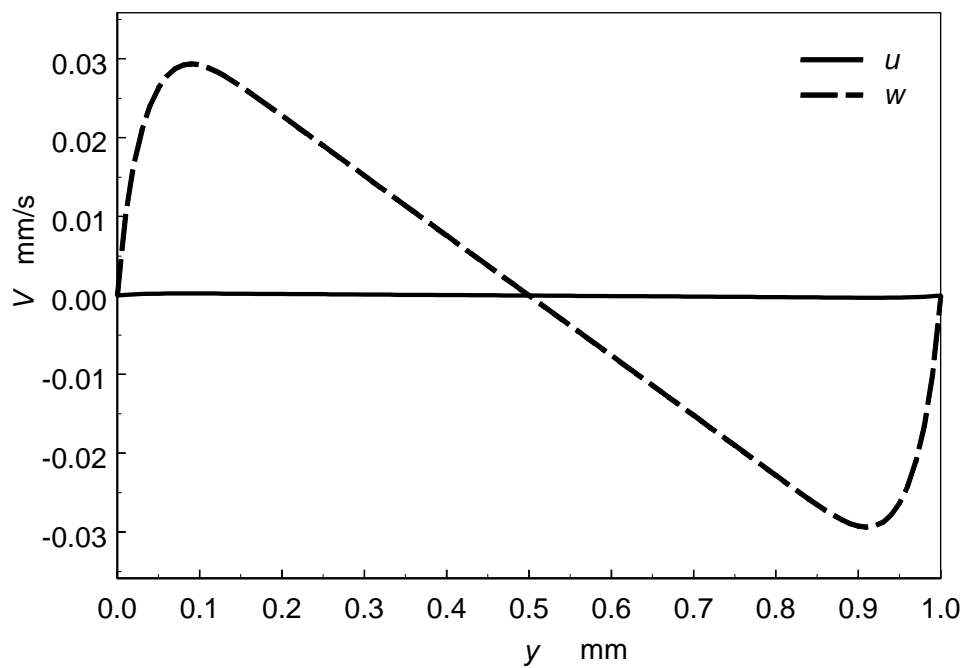


図 4-2-11(d) 最大流速時の速度分布 ($\alpha_w = 15^\circ$)

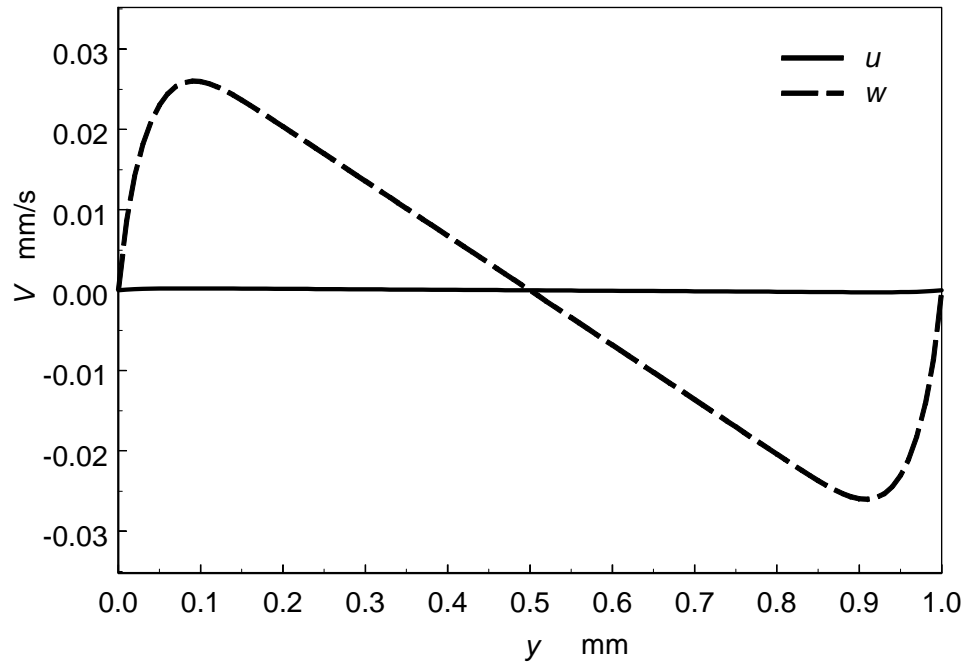


図 4-2-11(e) 最大流速時の速度分布 ($\omega = 20^\circ$)

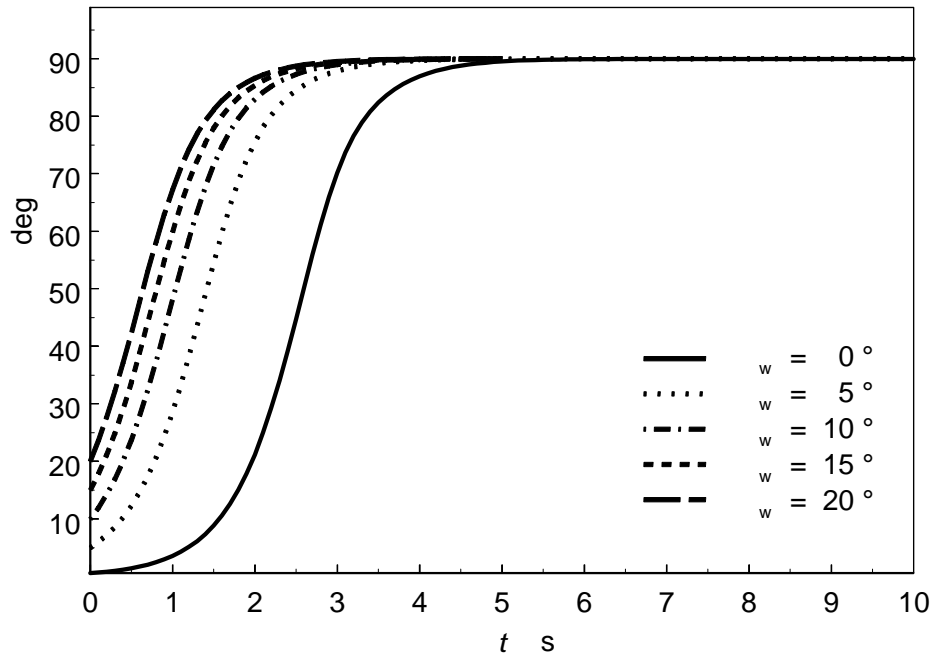


図 4-2-12 ティルト角 w の時間変化 ($y = 0.5 \text{ mm}$)

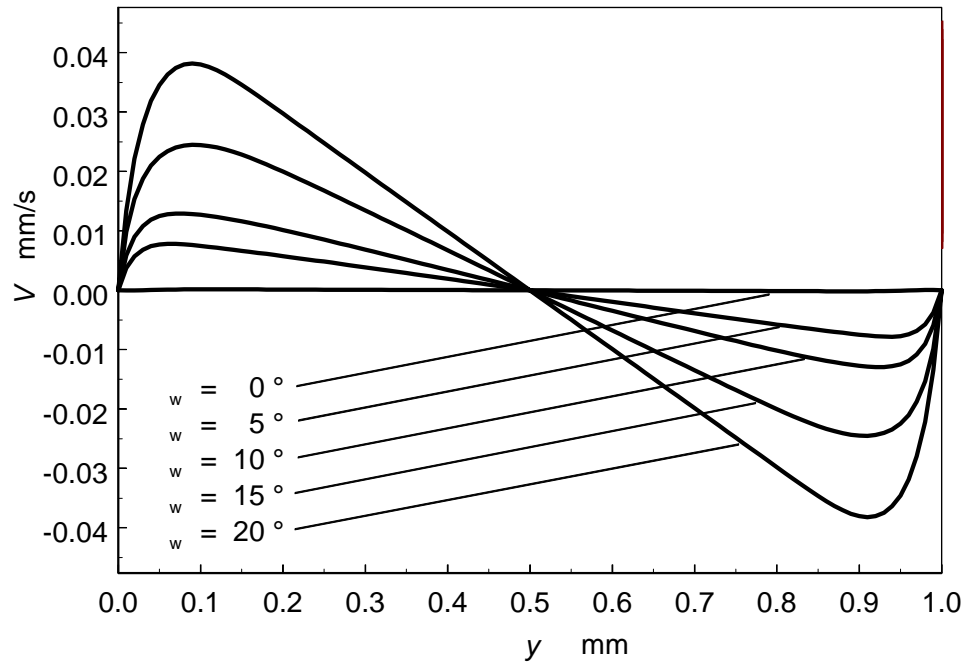


図 4-2-13 z 方向速度の速度分布 ($t = 1.5$ s)

4.3 流路間隔の影響

4.3.1 計算条件

本計算では，流路間隔 $L = 10 \mu\text{m}$ と $L = 25 \mu\text{m}$ のネマティックセルに磁場を印加する．磁場強度 H は，フレデリクス転移を十分に起こすものを用いる．Zöcher 数は， $L = 10 \mu\text{m}$ では $Z = 50$ とし， $L = 25 \mu\text{m}$ では $Z = 125$ とした．配向境界条件として，壁面配向角を $y = 0 \text{ mm} = 1 \text{ mm}$ で $w = w = 0^\circ$ に固定する．初期条件として，磁場の無い状態でティルト角 w を持つ配向構造，および静止状態(流速 $u = w = 0$)の値を用いた．数値計算法は，空間には 2 次精度の中心差分法を，時間には 2 次精度の Runge-Kutta 法を用いる．空間ステップは，流路間隔 $L = 10 \mu\text{m}$ と $L = 25 \mu\text{m}$ をそれぞれ 400 分割した．時間ステップは， $\Delta t = 10^{-11} \text{ s}$ とした．

計算に用いた液晶は，PAA (*p*-azoxy-anisole)⁽⁵⁾である．流体密度は 1000 kg/m^3 とした．

4.3.2 計算結果と考察

本研究では,初期値として平行平板流路間で $\theta_w = \theta_w = 0^\circ$ を有し,静止状態 ($u = w = 0$) にある配向場と速度場を用いる. このとき,ディレクタは全領域で z 軸方向 ($\mathbf{n} = (0, 0, 1)$) に配向している.

図 4-3-1 および図 4-3-2 は,流路間隔 $L = 10 \mu\text{m}$ と $L = 25 \mu\text{m}$ の平行平板流路に対して同じ大きさの磁場を印加した場合に,ディレクタの y 方向成分 n_y が示す時間変化を表したものである. これらの図より,ディレクタが磁場方向 ($\mathbf{n} = (0, 1, 0)$) に配向するのに要する時間は,両流路で等しく 5.0×10^{-4} s 程度であることがわかる. また壁面近傍以外のディレクタが磁場方向に至るまでの過程も一致している. 両流路におけるこれらの一致は,同じ大きさの磁場を印加するために,ディレクタに働くトルクが等しくなることに起因する. そのために流路内の配向分布は,壁面から約 $1.0 \mu\text{m}$ までは,両流路とも等しくなる. 言い換えると壁面配向の影響が及ぶ距離は等しいと考えられる.

図 4-3-3 および図 4-3-4 は,図 4-3-1,図 4-3-2 の変化に伴い誘起する背流速の z 方向成分 w の時間変化である. 図 4-3-3 が流路間隔 $L = 10 \mu\text{m}$, 図 4-3-4 が $L = 25 \mu\text{m}$ を表している. 図 4-3-5 は最大流速の時間変化を表している. x 方向速度 u は,本研究の配向構造 ($\theta_w = \theta_w = 0^\circ$) では,背流を誘起しないために省略した. w は,流路中心に対して反対称に発達している. このとき誘起される背流最大値の絶対値は,流路間隔 $L = 10 \mu\text{m}$ で約 5.3 mm/s ,流路間隔 $L = 25 \mu\text{m}$ では約 6.4 mm/s である. これより,流路内で磁場方向に配向しているディレクタの比率が,背流の大きさに影響を及ぼしていると考えられる.

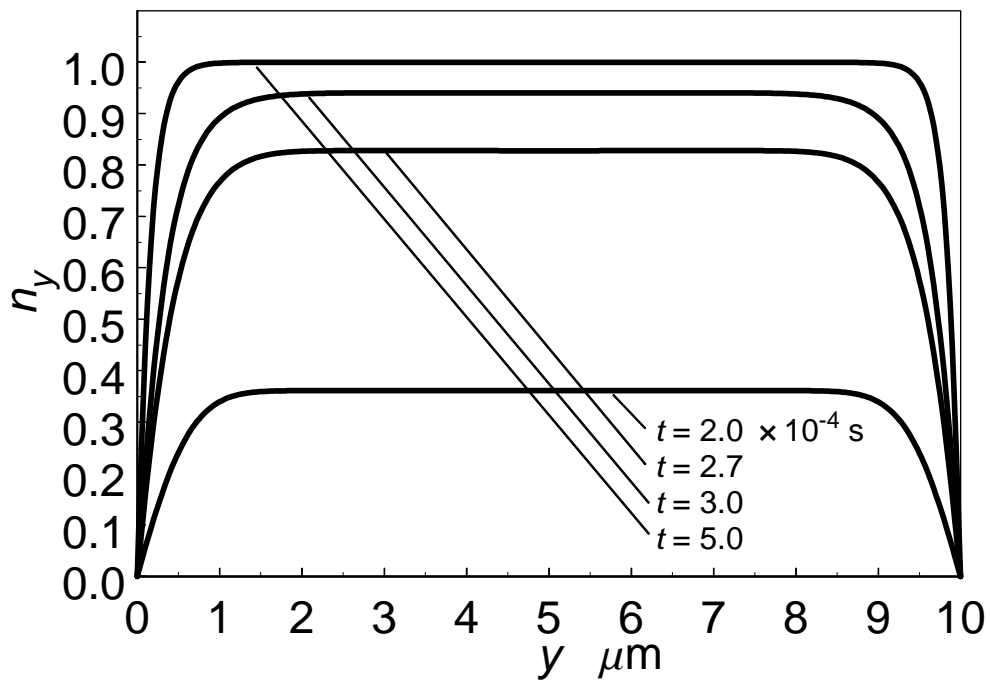


図 4-3-1 ディレクタの y 方向成分 n_y の時間変化 ($L = 10 \mu\text{m}$)

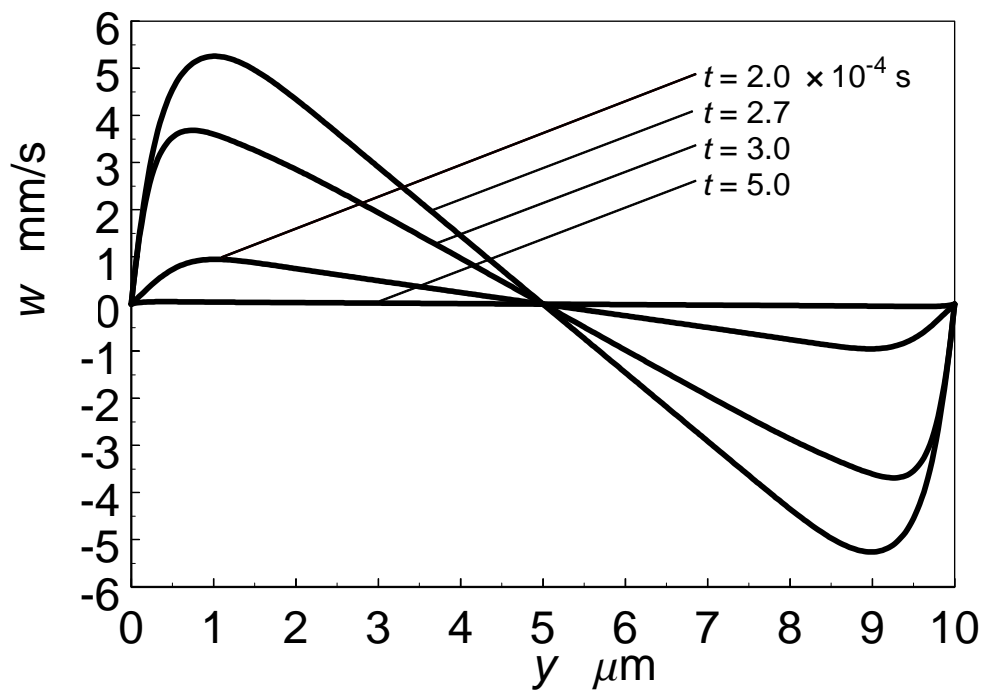


図 4-3-2 z 方向速度の時間変化 ($L = 10 \mu\text{m}$)

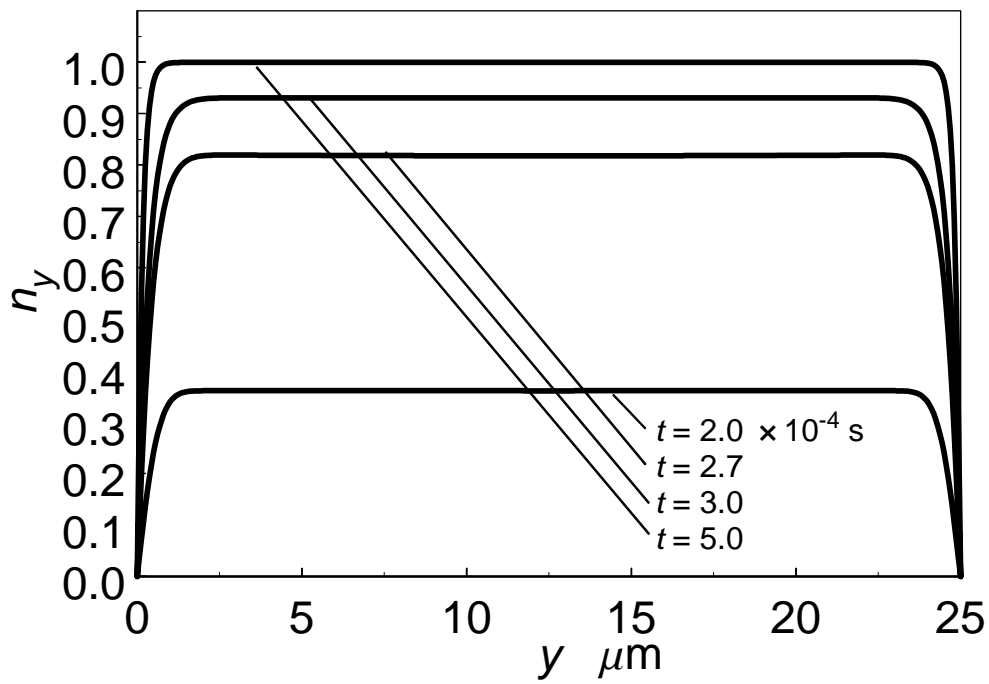


図 4-3-3 ディレクタの y 方向成分 n_y の時間変化 ($L = 25 \mu\text{m}$)

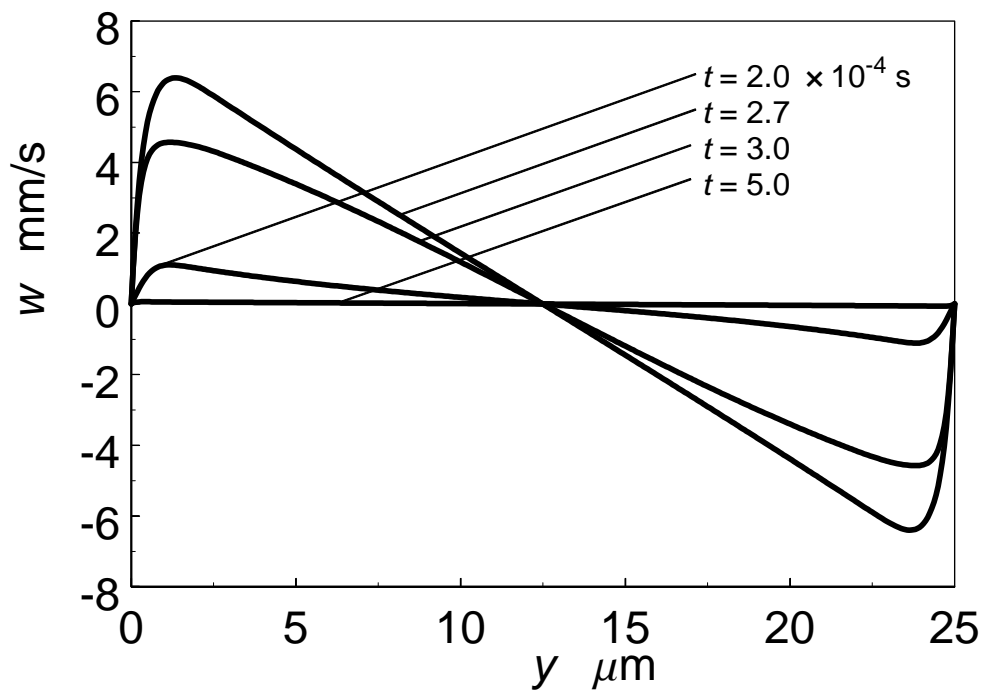


図 4-3-4 z 方向速度の時間変化 ($L = 25 \mu\text{m}$)

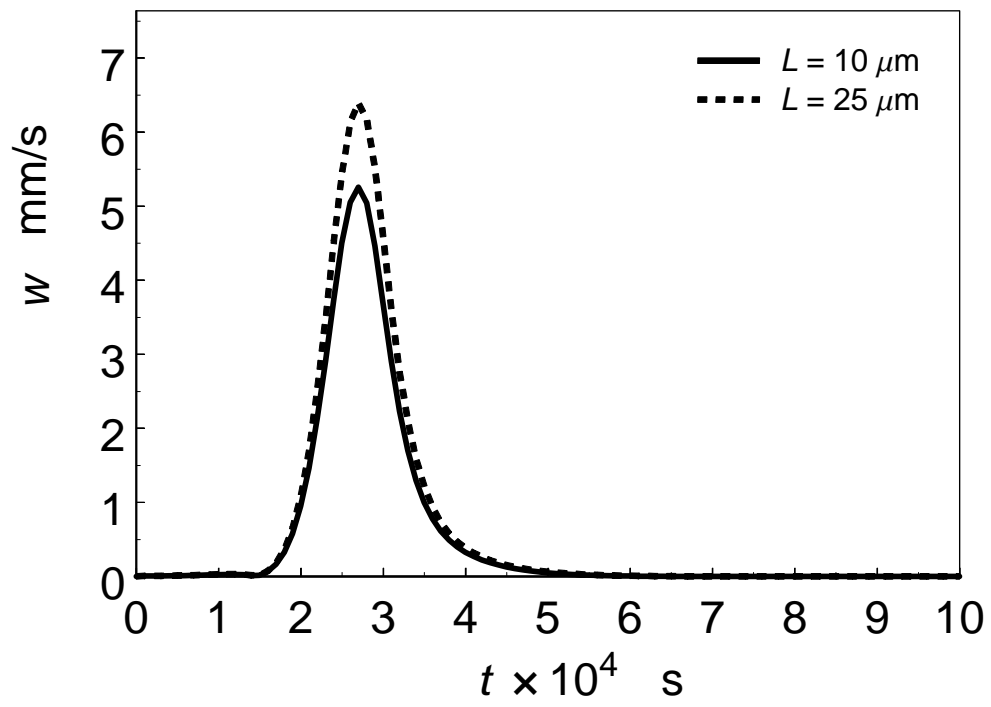


图 4-3-5 最大流速の時間变化

第5章 磁場を解放した場合の計算結果と考察

5.1 計算条件

本計算では，流路間隔 $L = 1 \text{ mm}$ のネマティックセルに磁場を印加した後，定常状態に至った速度場および配向場から磁場を解放する．このとき印加する磁場は，フレデリクス転移を十分に起こすものを用いる．予備計算を行い Zöcher 数を $Z = 50$ とした場合の計算を行う．配向境界条件として，壁面配向角を $y = 0 \text{ mm}$ で $w = 0^\circ$ とし $y = 1 \text{ mm}$ で $w = -90^\circ$ とした．また，ティルト角は $w = 0^\circ$ とした．初期条件として，磁場を印加した後，定常状態に至った速度場 ($u = w = 0$) および配向場の値を用いた．数値計算法は，空間には 2 次精度の中心差分法を，時間には 2 次精度の Runge-Kutta 法を用いる．空間ステップは，流路間隔 $L = 1 \text{ mm}$ を 100 分割 ($\Delta y = 0.01 \text{ mm}$) した．時間ステップは， $\Delta t = 10^{-7} \text{ s}$ とした．

計算に用いた液晶は，PAA (*p*-azoxy-anisole)⁽⁵⁾ である．流体密度は 1000 kg/m^3 とした．

5.2 計算結果と考察

本計算では，初期値として平行平板間でツイスト角を -90° 有しているダイレクタに磁場を印加した後，定常状態に至った速度場および配向場を用いる．図 5-2-1 に，このときの配向分布を n_x, n_y, n_z の成分で示す．ダイレクタは，壁面近傍を除いたほとんどの領域で磁場方向 ($\mathbf{n} = (0, 1, 0)$) に配向している．しかし，壁面のティルト角 θ_w は常に 0° ($n_y = 0$) のため，壁面近傍のダイレクタの分布は，平板間で最も大きく歪み，最大の弾性トルクを有する．

図 5-2-2(a)および図 5-2-2(b)は，図 5-2-1 の状態から磁場を解放した場合の平板間中心 ($y = 0.5\text{mm}$) と壁面近傍 ($y = 0.1\text{mm}$) におけるダイレクタの時間変化を表したものである．図 5-2-2(a)，図 5-2-2(b)のダイレクタは， $t = 0\text{s}$ で磁場方向 ($\mathbf{n} = (0, 1, 0)$) を向いている．磁場解放後，ダイレクタは磁場印加前の状態へと緩和する様子がみられる．このとき，図 5-2-2(a)において，磁場解放後の定常状態でダイレクタの各成分が有する値は， $\mathbf{n} = (-0.16, 0, 0.99)$ である．このとき定常状態に至る過程で， n_y と n_z の変化していく方向は変わらないのに対し， n_x は一度正の方向へ変化した後定常状態に至っている．これは，上部平板の壁面近傍の配向変化に伴って生じる速度の影響を受けるためである．一方，図 5-2-2(b)では，定常状態でダイレクタが有する値は， $\mathbf{n} = (-0.71, 0, 0.71)$ である．この場合は， n_x は正の方向に， n_z は負の方向にそれぞれ一度変化した後，定常状態に至っている．また， n_y の定常状態に至るまでの時間は図 5-2-2(a)に比べ，遅くなっている．これは平板間中心にあるダイレクタが，磁場方向からさらに回転した後，定常状態に至る跳返し効果によると考えられる．本研究で配向場が定常に達するのに要する時間は，約 600s である．

図 5-2-3(a)および図 5-2-3(b)は，図 5-2-2(a)，図 5-2-2(b)の変化に伴い誘起する背流の z 方向速度 w の時間変化である． x 方向速度 u と w は，平板間中心に対して反対称な分布をとる．平板間には，正の速度が誘起されており，一連の変化はおおよそ 20 秒間で生じる．背流は， $t = 0\text{s}$ で磁場を解放した後，すぐに最大になり，その後減速している．ここで誘起される背流の最大値は，概略 0.05mm/s 程度である．

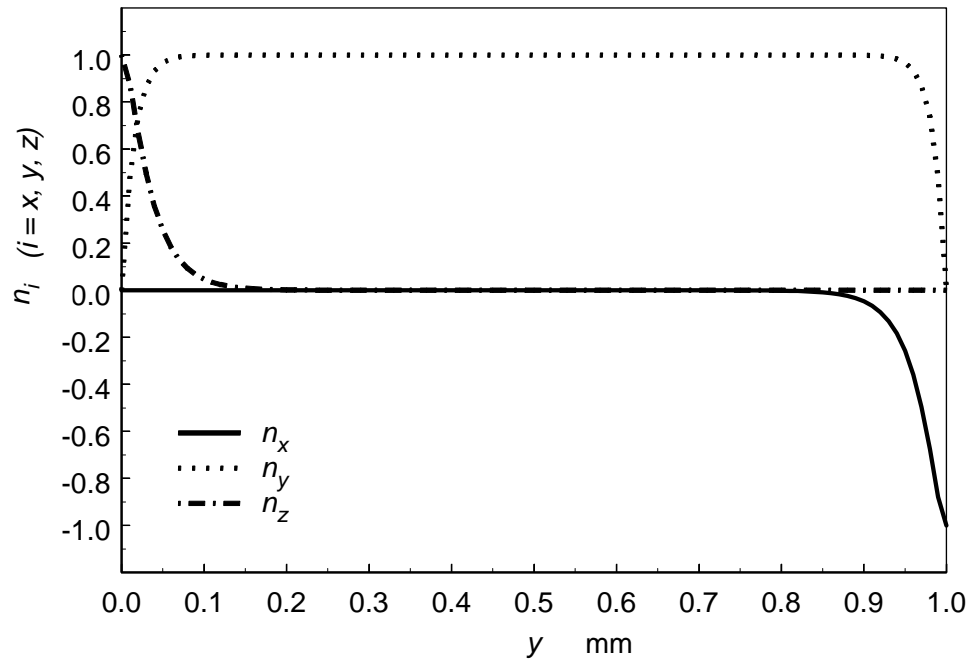


図 5-2-1(a) ディレクタの分布 ($Z = 50$)

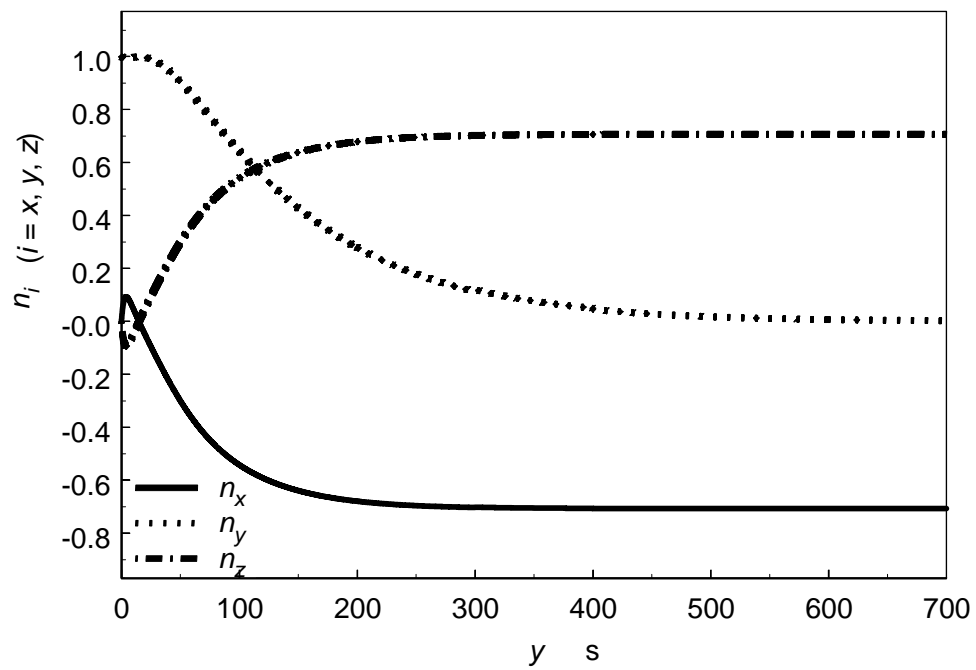


図 5-2-2(a) ディレクタの成分の時間変化 ($y = 0.5\text{mm}$)

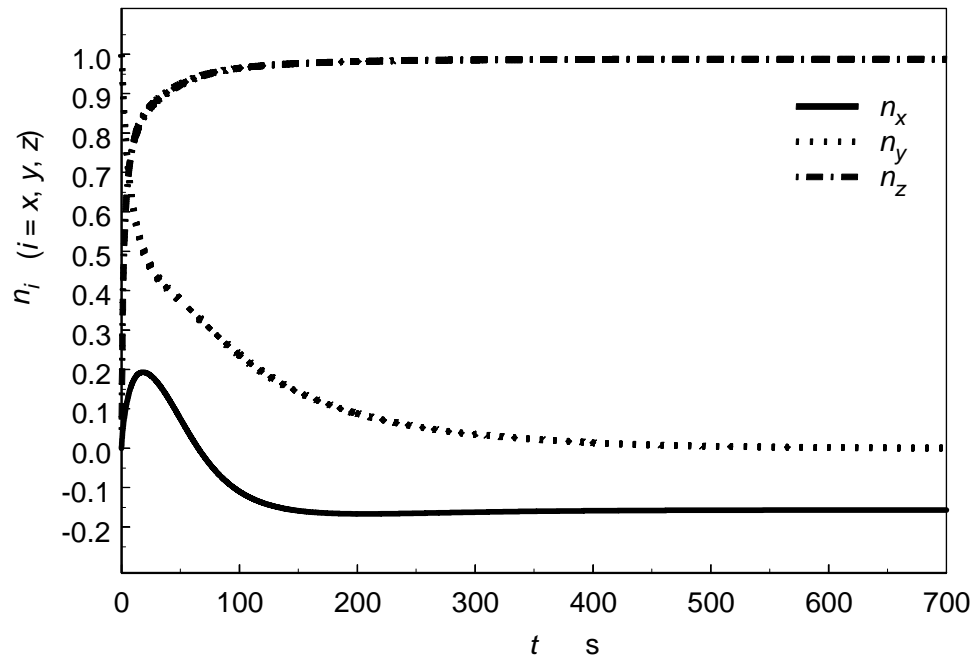


図 5-2-2(b) ディレクタの成分の時間変化 ($y = 0.1$ mm)

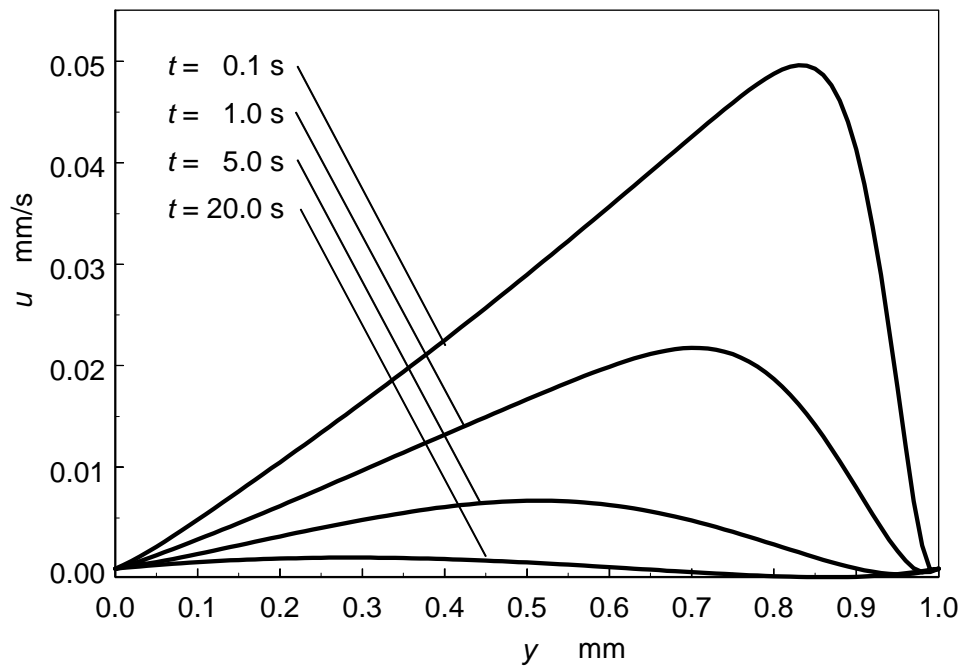


図 5-2-3(a) x 方向速度の時間変化 ($Z = 50$)

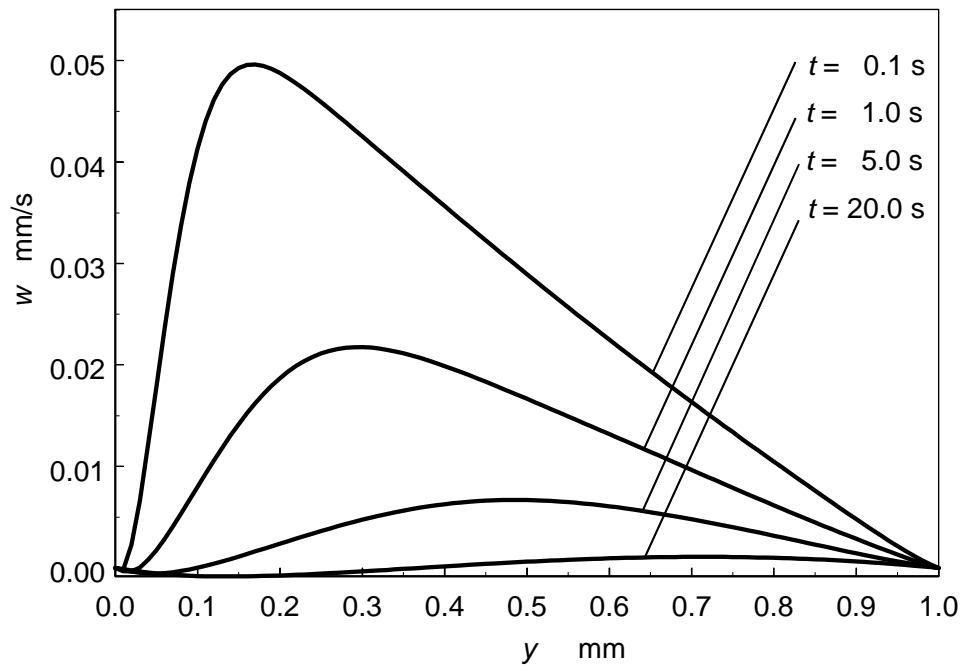


図 5-2-3(b) z 方向速度の時間変化 ($Z = 50$)

第6章 結 言

6.1 まとめ

本研究では，Leslie-Ericksen(L-E)理論を用いて種々の条件のもとで数値計算を行った．配向構造の変化および背流の発生に関して得られた結果は以下の通りである．

- ・ツイスト角は，背流の速度分布に影響を与える．
- ・ティルト角が増加するに従い，配向場および速度場の応答時間が速くなる．しかし，誘起される背流の大きさは小さくなる．
- ・流路間隔は背流の大きさに影響を与える．
- ・磁場を解放した場合に，蹴返し効果を確認した．
- ・背流の変化に伴い，誘起する流動の定量的な大きさを得た．

参考文献

- (1) 福田敦夫, 竹添秀夫, 強誘電性液晶の構造と物性, (1990), コロナ社.
- (2) 例えば, 岡野ら, 液晶辞典, (1989), 培風館.
- (3) Tseng, H.C., ほか 2 名, Phys.Fluids, 15(1972), 1213.
- (4) 例えば, 日本機械学会, 機能性流体・知能流体, (2000), 3, コロナ社.
- (5) Chandrasekher, S., 液晶の物理学, (1995), 吉岡書店.
- (6) Leslie, F.M., Arch.Ration.Mech.Anal., 28(1968), 255.

謝 辞

本研究を行うにあたり，終始懇切丁寧な御指導を賜りまして蝶野成臣教授ならびに辻知宏助教授に対し，深く感謝いたします．また高知工科大学知能流体力学研究室の皆さんからは多大なるご援助を頂き，あわせて感謝します．