固定壁に沿う渦なし流れの中に置いた一次元弾性平板の 固定壁による不安定効果の解析*

瀬 川 頼 英^{*1}

Analysis of the Destabilizing Effect of a Rigid Wall on the Elastic One-dimensional Flat Plate Placed in Irrotational Flows Adjoined to the Rigid Wall

Yorihide SEGAWA

The destabilizing effect of a rigid wall on the elastic one-dimensional flat plate placed in uniform flows adjoined to a rigid wall was analyzed by using the linear potential theory. The dynamic characteristics of the fluid forces acting upon the disturbed elastic plate were identified, and it was guessed that the destabilizing effect was caused by the increase of the virtual mass of fluid situated on the wall side of the uniform flows partitioned by the elastic plate and by the decrease of the critical stable flow velocity of the flow.

Key Words: Flow-Induced Vibration, Stability, Flutter, Fluid Force, Irrotational Flow, Elastic Plate, Rigid Wall, Virtual Mass, Shear Flow

1. ま え が き

物体のある流れには、粘性が慣性に比べて相対的に無視できる高レイノルズ数、かつ、境界層の未発達な初期流れに対応して、流速の不連続面または強いせん断層を伴った流れがしばしば存在する。このような不連続面またはせん断層に横振れが加わるとき、流れの場が不安定な場合、自励振動としての流体振動が発生しやすい。これは、せん断乱流の初期現象としてとらえることができるが、現象の統一的な取扱いはまだ確立していない。とりわけ、流体機械に携わる者にとって、機械の信頼性向上や静粛な運転のためには、この現象の解明や発生防止は今後の重要な解決課題と考えられる。このような流れで注目することは、流れの中の物体と共に、流れに沿って固定壁に相当するものが少なからず存在することである。

著者は、これまでにこのような不連続面またはせん断層に渦層を取り上げ、これに弾性壁が沿う流れなど渦層が関与する流れの安定性を調べて、流体機械に対するいくつかの設計指針を得てきた⁽¹⁾⁽²⁾。その中で、流

れの整流機構の原理ともいうべき、渦層の固定壁による安定効果も明らかにした⁽¹⁾。本研究の目的は、この研究過程で見いだしたもう一つの現象として、上記とは対照的に、流れに平行に置いた弾性平板が同じ流れに沿う平面固定壁により不安定化する現象を取り上げ、解析して、その発生機構を把握することである。

流れに平行に置いた弾性平板の安定性に関する研究は、航空機分野を中心にパネルフラッタに関連してよく行われている⁽³⁾⁽⁴⁾。しかし、この流れに沿った固定壁の影響を調べた研究では、十分なものが見当たらない。

本研究では、平面固定壁に沿う一様流に平行に置いた一次元弾性平板の波動特性を、固定壁と弾性板の間隔に着目して、解析し、固定壁による弾性板の不安定効果を明らかにする。解析に当たって、流れは境界層が未発達な初期流れとして渦なし流れを仮定し、また、弾性板の変動は微小と仮定して、線形ポテンシャル理論を適用する。

2. 理 論

2.1 主な記号

C : 弾性板と固定壁との間隔に関する定数

D : 一次元平板の曲げ剛性 $N \cdot m$

* 原稿受付 平成2年9月17日。

^{*1} 正員、日立製作所機械研究所 (〒317 日立市幸町3-1-1)。

- D' : 流れ場に関する安定判別式 m^2/s^2
 E : 弾性板のヤング率 N/m^2
 e_0, e : 弾性板で仕切られた反壁側, 壁側流れに対する Lagrange 微分演算子または特性式 s^{-1}
 f : 波の振動数 Hz
 g : 重力の加速度 m/s^2
 h : 弾性板の厚さ m
 j : 虚数単位
 k : $2\pi/\lambda$, 波数(円波数) m^{-1}
 k_c : 重力を考慮した場合の波の安定限界波数 m^{-1}
 L, L_m : 弾性板の振動に対する微分演算子, 特性式 s^{-1}
 $\bar{p}_0, \bar{p}$: 弾性板で仕切られた反壁側, 壁側流れに接する弾性板上の変動圧力 Pa
 s : 弾性板と固定壁との間隔 m
 U_0, U : 弾性板で仕切られた反壁側, 壁側流れの流速 m/s
 U_{c1}, U_{c2} : 流速 U_0 の流れに対する流速 U の流れの安定限界下限, 上限流速 m/s
 U_{0c}, U_c : 流速 U_0, U の流れに関する安定限界流速 m/s
 u_m : 不安定波における位相速度 m/s
 v_r : 不安定波の増幅減衰率 s^{-1}
 η : 弾性板(平板)の変動変位 m
 λ : 波長 m
 μ : 変動弾性板において板質量に対する流体付加質量の比
 ρ_0, ρ : 流速 U_0, U の流れの流体密度 kg/m^3
 ρ_m : 弾性板の密度 kg/m^3
 $\sigma, \sigma_r, \sigma_i$: 特性値, 特性値の実数部, 虚数部 s^{-1}
 ϕ_0, ϕ : 流速 U_0, U の流れに生ずる変動速度ポテンシャル m^2/s

2・2 計算上の仮定 計算モデルの設定に当たり, 次の仮定を設けた。

図1 計算モデル

- (1) 流れは, 非圧縮性流れで, 二次元平行流である。
- (2) 弾性板は表面が滑らかな一次元平板である。
- (3) 固定壁は壁面が滑らかな平面壁である。
- (4) 弾性板で仕切られた両流域の流速, 密度は均一である。
- (5) 弾性板は, 変動が微小で, 減衰も小さい。
- (6) 弾性板の板厚は変動の波長に比べて小さい。
- (7) 流れは, 境界層の未発達な初期流れとしてポテンシャル流れである。
- (8) 流れは水平流である。

2・3 計算モデル 流れの計算モデルを図1に示す。弾性板と固定壁は平行で, これらに沿って, 流速 U_0, U の一様ポテンシャル流れがある。弾性板と固定壁の間隔は s であり, s の変化に対する流れの波動特性を主に計算する。

2・4 特性方程式の導入 図1で, 弾性板の y 方向の変動を $\eta(x, t)$ とし, この変動によって生ずる変動速度ポテンシャルを流域 (I), (II) で $\phi_0(x, y, t)$, $\phi(x, y, t)$ とすると, 流域 (I), (II) での全速度ポテンシャル $\Phi_0(x, y, t)$, $\Phi(x, y, t)$ は次式で表される。

$$\Phi_0 = U_0 x + \phi_0, \quad \Phi = U x + \phi \quad \cdots \cdots (1)$$

まず, 弾性板の上, 下面および固定壁面での y 方向流速に関する次の境界条件式を立てる。

$$\frac{\partial \Phi_0}{\partial y} = \frac{D\eta}{Dt} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_0}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \Phi_0}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (y = h/2 + \eta + 0) \quad \cdots \cdots (2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = \frac{D\eta}{Dt} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (y = -h/2 + \eta - 0) \quad \cdots \cdots (3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0 \quad (y = -s + 0) \quad \cdots \cdots (4)$$

また, 弾性板の上, 下面で一般化された Bernoulli の式を立てると, その上, 下面での圧力 P_0, P に対して

$$\frac{\partial \Phi_0}{\partial t} + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial y} \right)^2 \right\} + \frac{P_0}{\rho_0} + g \left(\eta + \frac{h}{2} \right) = \text{const.} \quad (y = h/2 + \eta + 0) \quad \cdots \cdots (5)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 \right\} + \frac{P}{\rho} + g \left(\eta - \frac{h}{2} \right) = \text{const.} \quad (y = -h/2 + \eta - 0) \quad \cdots \cdots (6)$$

そこで, 式(2)~(6)に式(1)を代入し, 仮定(5)を考慮して二次の微小項を無視するとともに, 式(5), (6)では, さらに

$$P_0 = \bar{p}_0 + \bar{p}'_0, \quad P = \bar{p} + \bar{p}' \quad \cdots \cdots (7)$$

など、一定項と変動項の分離を施すと、次の変動式が得られる。

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial y} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + U_0 \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (y = h/2 + \eta) \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + U \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (y = -h/2 + \eta) \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad (y = -s) \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\frac{\bar{p}_0}{\rho_0} = - \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial t} + U_0 \frac{\partial \phi_0}{\partial x} \right) - g\eta \quad (y = h/2 + \eta) \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\frac{\bar{p}}{\rho} = - \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + U \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) - g\eta \quad (y = -h/2 + \eta) \quad \dots\dots\dots (12)$$

一方、弾性板に対する次の振動方程式が成り立つ。

$$L\eta = \bar{p} - \bar{p}_0 \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$L = \rho_m h \frac{\partial^2}{\partial t^2} + D \frac{\partial^4}{\partial x^4}, \quad D = \frac{Eh^3}{12}$$

また、仮定(7)から ϕ_0, ϕ について Laplace 方程式が成り立つことから、次式が成り立つ。

$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial y^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \quad \dots\dots\dots (14)$$

そこで、式(8)～(14)を満たす次の波動の式を仮定する。

$$\eta = F(t)e^{-jkx} \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$\phi_0 = G_1(t)e^{-ky}e^{-jkx} \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\phi = \{G_2(t)e^{ky} + G_3(t)e^{-k(y+s)}\}e^{-jkx} \quad \dots\dots\dots (17)$$

式(15)～(17)を式(8)～(13)に代入し、仮定(5)、(6)を考慮して G_1, G_2, G_3 を消去すると、弾性板の振動方程式(13)は次式で表される。

$$\left\{ \frac{\rho_0}{k} e_0^2 + \frac{C\rho}{k} e^2 + (\rho - \rho_0)g + L_m \right\} F(t) = 0 \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$e_0 = \frac{d}{dt} - jkU_0, \quad e = \frac{d}{dt} - jkU, \quad L_m = \rho_m h \frac{d^2}{dt^2} + Dk^4$$

$$C = \frac{1+e^{-2ks}}{1-e^{-2ks}} \quad (s \gg \lambda \text{ で } C=1, s \ll \lambda \text{ で } C \rightarrow \infty)$$

ここに、 $F(t) = F_0 e^{\sigma t}$ とおくと、特性方程式

$$\frac{\rho_0}{k} e_0^2 + \frac{C\rho}{k} e^2 + (\rho - \rho_0)g + L_m = 0 \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\left[e_0, e, L_m \text{ は式(18)で } \frac{d}{dt} \text{ を } \sigma \text{ としたもの} \right]$$

が得られる。

式(19)から求めた特性値 $\sigma = \sigma_r + j\sigma_i$ に対して、弾性板は流れとともに、 $\sigma_r \neq 0$ のとき、不安定であり、 $\sigma_r = 0$ のとき、安定である。また、波の振動数 f および

不安定波の増幅減衰率 ν_r は、

$$f = \sigma_i / 2\pi, \quad \nu_r = \sigma_r$$

で与えられる。以下、式(18)の力学的性質を調べる。

まず、弾性板の反壁側、壁側の面に働く変動圧力は、式(11)、(12)から

$$\bar{p}_0 = \left(\frac{\rho_0}{k} e_0^2 - \rho_0 g \right) \eta \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$\bar{p} = \left(-\frac{C\rho}{k} e^2 - \rho g \right) \eta \quad \dots\dots\dots (21)$$

で与えられる。これらの変動圧力は、弾性板が η で変位変動するとき、弾性板の両側にある一様流が変動することによって生ずる流体力にほかならない。中でも、 $\rho_0 e_0^2 \eta / k$ 、 $-C\rho e^2 \eta / k$ は、 $-jk$ を $\partial/\partial x$ とみなすと、弾性板が流れに対して η で横振れするとき、変動弾性板の両面に付加した流体(付加質量 $m_a = \rho_0/k$, $C\rho/k$)の横方向の運動量変化

$$\bar{p}' = \frac{D}{Dt} \left(m_a \frac{D\eta}{Dt} \right) = m_a \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \eta \quad (u = U_0, U) \quad \dots\dots\dots (22)$$

に相当する流体力にほかならない。ここに、 $D^2 \eta / Dt^2$ は流れを伴う流体の加速度であり、弾性板の加速度 $\partial^2 \eta / \partial t^2$ とは異なる。もっとも、流体が流れを伴わない場合、これらの加速度は一致する。

さらに、この流体力 $\bar{p}'$ は式(22)から次式でも表せる。

$$\bar{p}' = m_a \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + 2m_a u \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right) + m_a u^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots (23)$$

ここに、式(23)右辺で、付加質量 m_a に関して、第1項は流れの並進変動に伴う慣性力、第2項は流れの方向変化に伴うコリオリの力、第3項は流れの曲がりに伴う遠心力である。第3項は流れの不安定化を来すのに対して、第2項は、弾性板の変動形態によってその機能が異なる。すなわち、弾性板の変動が流れの向きの進行波であれば正の復元力、後進波であれば負の復元力、定在波であれば復元力零としての機能がある。ここに、第1項の慣性力と第3項の遠心力とで不安定状態をなすが、第2項が正の復元力の場合、第1項と第2項とから波動状態が付与され⁽⁵⁾、不安定変動(フラッタ)が生じ、第2項が復元力零の場合、波動状態は付与されず、不安定変形(ダイバージェンス)が生ずると考えられる。また、第2項が負の復元力の場合、やはり波動状態は付与されないが、これは後進波としての波動を仮定したと矛盾して、仮定は成立せず、本来後進波は存在しないと考えられる。

ところで、式(18)は、両辺に e^{-jkx} を乗ずること、および d/dt を $\partial/\partial t$ 、 $-jk$ を $\partial/\partial x$ とみなすことで、上記

の力学特性をもつ流体力および、その他の復元力と慣性力の線形和と与えられることから、この計算モデルの力学特性も上記と類似の特性をもつことが考えられる。

2・5 特性方程式の解 式(19)の解を求めると次の結果が得られる。

$$k_c = 4\sqrt{\frac{(\rho_0 - \rho)g}{D}} \quad (\rho_0 > \rho) \quad (24)$$

$$\rho_0 + C\rho = \rho_t, \quad \rho_0/\rho_t = \varepsilon_0, \quad C\rho/\rho_t = \varepsilon$$

$$U_{0c} = \sqrt{\delta(1 + \mu + \nu)}, \quad U_c = \sqrt{\delta\left(1 + \mu + \frac{1}{\nu}\right)} \quad (\delta > 0) \quad (25)$$

$$\delta = \frac{Dk^4 - (\rho_0 - \rho)g}{\mu\rho_m h k^2}, \quad \mu = \frac{\rho_t}{\rho_m h k}, \quad \nu = \frac{C\rho}{\rho_0}$$

$$U_{c2, c1} = -\frac{\beta}{\gamma} U_0 \pm \sqrt{-\frac{\zeta}{\gamma}} \quad (\zeta > 0)$$

表 1 計算条件

Condition	A	B	C
Elastic plate	Steel	Steel	Acryl
Fluid	Air	Mixture of air and water	Water
ρ_m, ρ^{*1}	7800, 1.293	7800, 100	1100, 1000
h	0.0008	0.0016	0.0064
E	2.06×10^{11}	2.06×10^{11}	2.06×10^9
k	6.06, 18.18, 54.54		
s	0.002, 0.02, 0.2		
U_0, U	-300~300	-150~150	-70~70
μ^{*2} U_{0c}, U_c	s=0.002	0.325	12.6
		203, 44.1	78.0, 44.9
	s=0.02	0.044	1.71
		203, 121	78.0, 57.7
	s=0.2	0.023	0.88
		203, 203	78.0, 77.9

*1 $\rho = \rho_0$

*2 $k = 18.18$

図 2 安定限界特性 ($k=18.18$)

$$\alpha = \frac{\mu}{1+\mu} \varepsilon_0^2 - \varepsilon_0, \quad \beta = \frac{\mu}{1+\mu} \varepsilon_0 \varepsilon \quad (26)$$

$$\gamma = \frac{\mu}{1+\mu} \varepsilon^2 - \varepsilon < 0, \quad \zeta = \delta - \frac{U_0^2}{1+\mu+\nu}$$

$$u_m = \frac{\mu}{1+\mu} (\varepsilon_0 U_0 + \varepsilon U) \quad (27)$$

$$D' = -\frac{\mu}{1+\mu} (\alpha U_0^2 + 2\beta U_0 U + \gamma U^2 + \delta) \quad (28)$$

とおくと、

- (1) $\rho \geq \rho_0, |U_0| > U_{0c};$
 $\rho \geq \rho_0, |U_0| < U_{0c}, U < U_{c1}$ または $U > U_{c2};$
 $\rho < \rho_0, k > k_c, |U_0| < U_{0c}, U < U_{c1}$
 または $U > U_{c2};$

$\rho < \rho_0, k < k_c$ のとき $D' > 0$ で

$$\sigma = k(ju_m \pm \sqrt{D'}) \quad \langle \text{不安定} \rangle \quad (29)$$

- (2) $\rho \geq \rho_0, |U_0| < U_{0c}, U_{c1} < U < U_{c2};$
 $\rho < \rho_0, k > k_c, |U_0| < U_{0c}, U_{c1} < U < U_{c2}$
 のとき $D' < 0$ で

$$\sigma = kj(u_m \pm \sqrt{-D'}) \quad \langle \text{安定} \rangle \quad (30)$$

とくに、式(29)で $u_m \neq 0$ のとき、式(20)、(21)に含まれるコリオリの力が正の復元力として機能し、フラッタが発生し、 $u_m = 0$ のとき、式(20)、(21)に含まれるコリオリの力が零の復元力として機能し、ダイバージェンスが発生すると考えられる。

また、 $k \gg k_c$ として重力が無視できる場合、

- (1) $|U_0| > U_{0c}; |U_0| < U_{0c}$
 $U < U_{c1}$ または $U > U_{c2}$ のとき
 $\sigma = k(ju_m \pm \sqrt{D'}) \quad \langle \text{不安定} \rangle$

図 3 安定限界特性(計算条件 A)

(2) $|U_0| < U_{0c}$ $U_{c1} < U < U_{c2}$ のとき

$$\sigma = jk(u_m \pm \sqrt{-D'}) \quad \langle \text{安定} \rangle$$

$$\text{ただし, } \delta = Dk^3 / \mu \rho_m h k$$

3. 計 算

図 1 に示す計算モデルの波動特性, とくに, 固定壁による弾性板の不安定効果を具体的に調べるために, 表 1 に示す計算条件を設定し, 弾性板と固定壁との間隔 s を変えることによる波動特性の変化を計算した. 計算条件は, 弾性板とこの変動に伴って変動する付加

流体との質量比 $\mu = (\rho_0 + C\rho) / \rho_m h k$ の 1 より小さい条件 A, 1 に近い条件 B, および 1 より大きい条件 C を選んだ. 計算式は式(24)～(30)を用いた.

3.1 計算結果 図 2 に $k=18.18$ を代表例として反壁側流れの流速 U_0 [m/s], 壁側流れの流速 U [m/s]

図 4 安定限界特性(計算条件 C)

図 6 波動特性(計算条件 B)

図 5 波動特性(計算条件 A)

図 7 波動特性(計算条件 C)

に関する安定限界特性を示す。閉曲線の内側が安定域、外側が不安定域である。いずれの計算条件においても、 s の減少とともに安定域の縮小すること、とくに、 U 方向に対して狭まることがわかる。また、 ρ の小さい場合ほどこの不安定化の傾向が顕著である。これに関しては3・2節で考察する。

図3, 4に、この不安定効果に波数 k が及ぼす影響を調べた結果を示す。計算条件A, Cいずれにおいても、 k が大きいくほどこの不安定化の傾向が顕著である。

図5～7に、 $k=18.18$, $U_0=0$ を代表例として、計算条件A, B, Cにおける波動特性の例を示す。上段は波の増幅減衰率 $\nu_r[s^{-1}]$ 、下段は波の振動数 $f[Hz]$ の特性を示す。ただし、増幅減衰率 ν_r の特性は式(29), (30)から流速 U 軸に関して対称となるが、便宜上 $\nu_r < 0$ の部分は省略した。ここに、 $fU > 0$ の波動は流速 U の流れの向きに沿う進行波を意味し、 $fU < 0$ の波動はその流れの向きに逆う後進波を意味し、不安定波において後進波の存在しないことがうかがえる。これは、2.4節の中で力学特性として調べた結果に対応するものである。

3・2 結果の考察 図2～4に示すように、 U_0, U に関して s の減少とともに、安定域の縮小、換言すれば、不安定域の拡大する理由は次のように考えられる。式(25)から、 $\delta > 0$ の場合

$$U_{0c} = \sqrt{\left(Dk^2 - \frac{\gamma_0 - \gamma}{k^2}\right)\left(\frac{k}{\rho_0} + \frac{1}{\rho_m h}\right)} \dots\dots\dots (31)$$

$$U_c = \sqrt{\left(Dk^2 - \frac{\gamma_0 - \gamma}{k^2}\right)\left(\frac{k}{C\rho} + \frac{1}{\rho_m h}\right)} \dots\dots\dots (32)$$

$$\gamma_0 = \rho_0 g \quad \gamma = \rho g$$

が得られる。ここに、図2～4に関して記した3・1節の結果は、弾性板に沿う両流れの付加質量 ρ_0/k (反壁側), $C\rho/k$ (壁側)が関与し、 s の減少に伴って U_{0c} は変化しないが、 U_c は減少することによって考えられる。このことは、とりも直さず、固定壁の存在により弾性板が不安定化することに他ならないと考えられる。

なお、図2で、安定域が、 U_0, U 軸に関して μ の増大に伴って方向性を有することは、これに伴って弾性板が流れからより大きく影響を受けることと関連して興味深い。

4. む す び

平面固定壁に沿う一様流の中に平行配置した一次元弾性平板の安定性に関して、線形ポテンシャル理論を適用して、固定壁による弾性板の不安定効果を解析し、次の結果を得た。

(1) 変動弾性板に沿う一様流に生ずる流体力の力学特性を明らかにすることができた。

(2) 弾性板と固定壁との間隔 s を減少させるとき、弾性板を境にした両側の流れの流速に関する安定域が、流体密度や変動の波長の大小にかかわらず、縮小することがわかった。

(3) この安定域の縮小は、壁側の流れの付加質量の増大に起因し、これに伴って壁側の流れの安定限界流速の減少することにあることがわかった。

文 献

- (1) 瀬川, 機論, 56-522, B(1990), 314.
- (2) 瀬川, 機論, 56-531, B(1990), 3257.
- (3) Kornecki, A., *Solid Mech. Arch.*, 3(1978), 381.
- (4) Dowell, E. H., *AIAA J.*, 9-5(1971), 834.
- (5) 瀬川, 機論, 56-522, B(1990), 322.