同期機の新しい定態安定度解析理論

正員 田村 淳 二 (北見工大)

正員 村田 年 昭 (北見工大)

正員 武田 郁 夫 (北見工大)

正員 長谷川 淳 (北海道大)

1. ま え が き

本論文では、同期機の定態安定性に関する新しい解析手法を提案し、検討を行う。ここで言う定態安定性とは、同期機が基本的に有している二つの不安定性、つまり脱調と乱調（負制動）の両方を含めて考える。従来より、脱調に対しては $dP/d\delta > 0$ 条件式による判定法が最も基本的であり、十分な精度を有する。一方、乱調に対する解析法としては、負荷角 δ の微小正弦波振動をあらかじめ仮定して解析を進める方法が代表的であり、これについても十分な成果が得られている⁽¹⁾⁽²⁾。このように、これら二つの不安定現象は、それぞれの手法を用いれば容易に解析することができるわけである。しかしながら、これらの解析法には相互に明確なつながりがなく、別々の理論体系を有している。本論文では、以上のように従来より全く別々に解析されてきた同期機の二つの不安定現象に対する統一的な解析手法を提案する。

提案する手法は、著者らが既に交流励磁形同期機と同様な安定性に対して提案した手法⁽³⁾を通常の同期機に拡張適用したものであり、その最大の特長は脱調と乱調の二つの不安定現象を一つの動揺方程式をもとに同時に取扱う点である。この場合の動揺方程式とは非同期運転時の動揺方程式であり、すべり s と負荷角 δ を変数とする二階非線形の方程式である。この方程式を線形化し固有値解析を行うことにより、二つの定

態安定条件が容易に導出されるが、一つは脱調に対する安定条件であり、もう一つが乱調に対する安定条件となるのである。

本論文では、最も基本的な場合として制動巻線のない同期発電機による一機無限大母線系統を対象として解析を行う。まず、本手法により二つの定態安定条件を導出する。次に、定態安定性に対して数値的に最も精確な解を与える固有値法により、安定領域に関する検討を行う。最後に、固有値法による精密解と本手法により計算した安定領域の比較検討を行い、同時に従来法により求めた乱調領域との比較も行う。なお、乱調に対する解析法としては、 E_q' モデルをもとに制動エネルギーを求め、その正負により判定する Wagner 氏の方法⁽¹⁾⁽⁴⁾が体系的にも整然としており、一段と優れていると思われるので、これを従来法として採用した。

2. 基礎理論

<2・1> 基礎微分方程式および線形化方程式⁽⁵⁾

制動巻線のない同期発電機が無限大母線に送電線を介して接続されている一機無限大母線系統に対する基礎微分方程式は、二軸理論 (d, q 軸) によって以下のように表わされる。まず、電気系の方程式は、

$$\left. \begin{aligned} v_d &= -(R_a + pL_D)i_d + pL_{md}i_f - e_{vd} \\ v_q &= -(R_a + pL_Q)i_q - e_{vq} \\ v_f &= (r_f + pL_f)i_f - pL_{md}i_d \\ e_{vd} &= -\omega_m L_Q i_q \\ e_{vq} &= -\omega_m (-L_D i_d + L_{md} i_f) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

$$\left. \begin{aligned} R_a &= r_T + r_a \\ L_D &= l_T + L_d = l_T + l_a + L_{md} \\ L_Q &= l_T + L_q = l_T + l_a + L_{mq} \\ L_f &= l_f + L_{md} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

New Theory of the Steady State Stability Analysis of Synchronous Machines. By Junji Tamura, Member, Toshiaki Murata, Member, Ikuo Takeda, Member (Kitami Institute of Technology) & Jun Hasegawa, Member (Faculty of Engineering, Hokkaido University).

田村淳二: 正員, 北見工業大学電気工学科

村田年昭: 正員, 北見工業大学電気工学科

武田郁夫: 正員, 北見工業大学電気工学科

長谷川 淳: 正員, 北海道大学工学部電気工学科

となり、次に運動方程式は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} \tau_D &= J \cdot p \omega_m + \tau_G \\ \tau_G &= -(e_{vd} i_d + e_{vq} i_q) / \omega_m \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 p : 微分演算子 ($=d/dt$), r_r , l_r : 送電線の直列抵抗およびインダクタンス, r_a , r_f : 電機子および界磁各巻線抵抗, l_a , l_f : 電機子および界磁各漏れインダクタンス, L_{md} , L_{mq} : d 軸, q 軸励磁インダクタンス, ω_m : 回転角速度, J : 回転部分の慣性モーメント
 τ_G : 電氣的発生トルク, τ_D : 原動機トルク

次に、(1)~(3)式の基礎方程式の線形化方程式を導出する。まず、無限大母線電圧を

$$v_a = \sqrt{2} V_B \cos \omega t \dots\dots\dots (4)$$

とおくと (ただし、 ω は同期角速度であり、 b , c 相電圧は位相がそれぞれ $2\pi/3$, $4\pi/3$ 遅れているとする), その d , q 軸成分との関係は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} v_d \\ v_q \end{bmatrix} &= \sqrt{\frac{2}{3}} \begin{bmatrix} \cos \theta & \cos(\theta - 2\pi/3) \\ -\sin \theta & -\sin(\theta - 2\pi/3) \end{bmatrix} * \\ & * \begin{bmatrix} \cos(\theta - 4\pi/3) \\ -\sin(\theta - 4\pi/3) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_a \\ v_b \\ v_c \end{bmatrix} \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

$$\theta = \omega t + \theta_0 \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 θ は電機子 a 相磁軸と d 軸 (界磁磁軸) 間の相差角であり、その初期値 θ_0 と負荷角 δ の間には

$$\theta_0 = -\pi/2 + \delta \dots\dots\dots (7)$$

なる関係がある。よって、

$$\begin{aligned} v_d &= \sqrt{3} V_B \sin \delta \\ v_q &= \sqrt{3} V_B \cos \delta \end{aligned} \dots\dots\dots (8)$$

が得られる。一方、(6), (7)式より

$$\omega_m = p\theta = \omega + p\delta \dots\dots\dots (9)$$

となる。以上で得られた(1)~(3), (8), (9)式を定常動作点 ($\delta = \delta_0$, $\omega_m = \omega$ および内部誘起電圧 E_0) において線形化すると、その結果が次式となる。

$$\begin{aligned} p \begin{bmatrix} i_d \\ i_q \\ i_f \\ \delta \\ \omega_m \end{bmatrix}^T &= \begin{bmatrix} -\frac{L_f R_a}{L_{Df}^2} & \frac{\omega L_q L_f}{L_{Df}^2} & -\frac{L_{mf} r_f}{L_{Df}^2} & & \\ -\frac{\omega L_D}{L_Q} & -\frac{R_a}{L_Q} & \frac{\omega L_{md}}{L_Q} & & \\ -\frac{L_{md} R_a}{L_{Df}^2} & \frac{\omega L_{md} L_q}{L_{Df}^2} & -\frac{L_D r_f}{L_{Df}^2} & * & \\ 0 & 0 & 0 & & \\ \frac{(L_{md} - L_{mq}) i_{q0}}{J} & \frac{\{(L_{md} - L_{mq}) i_{d0} - L_{mf} i_{f0}\}}{J} & -\frac{L_{md} i_{q0}}{J} & & \end{bmatrix} \end{aligned}$$

$$\begin{bmatrix} \frac{L_f \sqrt{3} V_B \cos \delta_0}{L_{Df}^2} & \frac{L_Q L_f i_{q0}}{L_{Df}^2} \\ \frac{\sqrt{3} V_B \sin \delta_0}{L_Q} & -L_D i_{d0} + L_{mf} i_{f0} \\ * -\frac{L_{mf} \sqrt{3} V_B \cos \delta_0}{L_{Df}^2} & \frac{L_{md} L_Q i_{q0}}{L_{Df}^2} \\ 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_d \\ i_q \\ i_f \\ \delta \\ \omega_m \end{bmatrix} \dots\dots\dots (10)$$

ただし、

$$\begin{aligned} L_{Df}^2 &= L_D L_f - L_{md}^2 \\ i_{d0} &= \{-\sqrt{3} V_B (R_a \sin \delta_0 + \omega L_Q \cos \delta_0) \\ & \quad + \omega L_Q \sqrt{3} E_0\} / (R_a^2 + \omega L_D \omega L_Q) \\ i_{q0} &= \{\sqrt{3} V_B (-R_a \cos \delta_0 + \omega L_D \sin \delta_0) \\ & \quad + R_a \sqrt{3} E_0\} / (R_a^2 + \omega L_D \omega L_Q) \\ i_{f0} &= \frac{\sqrt{3} E_0}{\omega L_{md}} \end{aligned} \dots\dots\dots (11)$$

Ⅱ<2.2> Wagner 氏の乱調判定条件式⁽¹⁾⁽⁴⁾ 負荷角 δ が定常値 δ_0 のまわりで振幅 $\Delta\delta_m$, 周波数 f_H で、

$$\delta = \delta_0 + \Delta\delta_m \sin 2\pi f_H t \dots\dots\dots (12)$$

にて表わされるように、正弦波状に動揺すると仮定した場合の動揺1サイクルあたりの制動エネルギー W は、Wagner 氏により次式のように示された。

$$\begin{aligned} W &= -\frac{2\pi f_H T_d'}{1 + (2\pi f_H T_d')^2} \frac{\pi(\omega L_q - \omega L_d') V_B}{R_a^2 + (\omega L_Q)^2} \\ & \quad \times (-\omega L_Q \sin \delta_0 + R_a \cos \delta_0) \frac{\partial P}{\partial E_q'} \\ & \quad \times (\Delta\delta_m)^2 \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

ただし、

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial E_q'} &= \left\{ 2R_a \{R_a^2 + (\omega L_Q)^2\} E_q' + \{R_a^2 (\omega L_T \right. \\ & \quad + 2\omega L_d' - \omega L_Q) + (\omega L_Q)^2 (\omega L_T \\ & \quad + \omega L_d')\} V_B \sin \delta_0 - R_a \{R_a^2 \\ & \quad + \omega L_Q (\omega L_T + 2\omega L_q - \omega L_d')\} V_B \\ & \quad \times \cos \delta_0\} / \{R_a^2 + (\omega L_T + \omega L_d') \omega L_Q\}^2 \\ E_q' &= E_0 - (\omega L_d - \omega L_d') i_{d0} / \sqrt{3} \end{aligned} \dots\dots\dots (14)$$

であり、 L_d' , T_d' は発電機自体の過渡リアクタンスと短絡過渡時定数をそれぞれ表わしている。前式の W が負であれば、定常動作点 (δ_0 , E_0) は乱調領域であると判定される。

3. 定態安定性新解析法

本章において展開する新しい定態安定度解析法は、

非同期運転状態の解析にその基礎をおいている。非同期運転状態とは、通常は同期がはずれた状態と解釈されることが多いが、本論文では更に一般的に負荷角が時間と共に変化している状態と定義する。言い換えれば、すべり s が 0 でない場合であり、 δ = 一定、 $s=0$ なる定常状態以外の状態を言う。いずれにしても、このような場合には一般に s が時間関数となり、解析は非常に困難となる。しかしながら、すべりの変化が電氣的な過渡現象に比べて十分ゆるやかである場合には、各すべりにおいて電氣的に定常状態にあるものとして解析することができ、その解析結果はすべりの変化が比較的ゆるやかである場合に対して近似的に成り立つものと考えられる。通常の同期発電機などでは、機械的な時定数は電氣的な時定数に比べてかなり大きいので、上記の仮定は比較的良く成り立つものと思われる。本章では、以上の仮定のもとに解析を進める。

(3・1) 非同期運転状態の解析⁽⁵⁾ 同期機があるすべり s で運転している非同期運転状態では、(6)式において

$$\theta = (1-s)\omega t + \theta_0 \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$\therefore \omega_m = (1-s)\omega \quad \dots\dots\dots (16)$$

と表わすことができる。よって、(5)式より

$$\begin{aligned} v_d &= \sqrt{3} V_B \cos(s\omega t - \theta_0) \\ v_q &= \sqrt{3} V_B \sin(s\omega t - \theta_0) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (17)$$

が得られる。一方、界磁電圧は直流である。よって、 d, q 軸回路上の電機子電圧は $sf(\text{Hz})$ ($f = \omega/2\pi$) の交流、界磁電圧は直流となり、 d, q 軸回路には二つの周波数の電流が流れる。従って、それぞれの周波数成分ごとに電圧方程式を立てて解析することができる。

直流成分による電圧方程式 (変数に添字 D を付す) は、(1)式において $p=0$ 、 $\omega_m = (1-s)\omega$ 、電機子側電圧を 0 とすることにより得られ、次式となる。

$$\begin{aligned} 0 &= -R_a i_{dD} + (1-s)\omega L_q i_{qD} \\ 0 &= -R_a i_{qD} + (1-s)\omega(-L_D i_{dD} + L_{md} i_{fD}) \\ i_{fD} &= \frac{v_f}{r_f} = \frac{\sqrt{3} E_0}{\omega L_{md}} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (18)$$

これより、各電流解および速度起電力が次式となる。

$$\begin{aligned} i_{dD} &= \sqrt{3} E_0 (1-s)^2 \omega L_q / D_D \\ i_{qD} &= \sqrt{3} E_0 (1-s) R_a / D_D \\ e_{v dD} &= -\sqrt{3} E_0 (1-s)^2 \omega L_q R_a / D_D \\ e_{v qD} &= -\sqrt{3} E_0 (1-s) R_a^2 / D_D \\ D_D &= R_a^2 + (1-s)^2 \omega L_D \omega L_q \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (19)$$

次に $sf(\text{Hz})$ 成分による電圧方程式は、(1)式において $p = js\omega$ 、 $\omega_m = (1-s)\omega$ 、界磁電圧を 0、すべての

変数をフェーザーとにおいて、次のようになる。

$$\begin{aligned} \dot{V}_d &= -(R_a + js\omega L_D) \dot{I}_d + js\omega L_{md} \dot{I}_f - \dot{E}_{vd} \\ \dot{V}_q &= -(R_a + js\omega L_q) \dot{I}_q - \dot{E}_{vq} \\ 0 &= (r_f + js\omega L_f) \dot{I}_f - js\omega L_{md} \dot{I}_d \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$\begin{aligned} \dot{E}_{vd} &= -(1-s)\omega L_q \dot{I}_q \\ \dot{E}_{vq} &= -(1-s)\omega(-L_D \dot{I}_d + L_{md} \dot{I}_f) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (21)$$

ここで、 $\dot{V}_d, \dot{V}_q$ は(17)式より、

$$\begin{aligned} \dot{V}_d &= \sqrt{3/2} \cdot V_B \varepsilon^{-j\theta_0} \\ \dot{V}_q &= -j\sqrt{3/2} \cdot V_B \varepsilon^{-j\theta_0} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (22)$$

と表現される。(20)~(22)式より各電流解は、

$$\begin{aligned} \dot{I}_d &= \dot{J}_d \sqrt{3/2} \cdot V_B \varepsilon^{-j\theta_0} \\ \dot{I}_q &= \dot{J}_q \sqrt{3/2} \cdot V_B \varepsilon^{-j\theta_0} \\ \dot{I}_f &= -\dot{I}_d \cdot js\omega L_{md} / (r_f + js\omega L_f) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (23)$$

と得られる。ただし、

$$\begin{aligned} \dot{J}_d &= -\{R_a - j(1-2s)\omega L_q\} / \dot{D}_A \\ \dot{J}_q &= j\{R_a - j(1-2s)\omega L_D\} / \dot{D}_A \\ \dot{D}_A &= R_a^2 + (1-2s)\omega L_q \omega L_D \\ &\quad + R_a js(\omega L_D + \omega L_q) \\ \dot{D}_D &= \omega L_D(js\omega) \\ pL_D(p) &= p(l_r + l_a) \\ &\quad + 1 / \left\{ \frac{1}{pL_{md}} + \frac{1}{r_f + pl_f} \right\} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (24)$$

ここに、 $pL_D(p)$ は d 軸のオペレーショナルインピーダンスである。 $\dot{E}_{vd}, \dot{E}_{vq}$ は(23)式を(21)式に代入することにより得られる。

以上で得られた $sf(\text{Hz})$ 成分の瞬時値に添字 A を付すこととすると、(21), (23)式より

$$\begin{aligned} i_{dA} &= \sqrt{2} (\dot{I}_d \varepsilon^{js\omega t} + \dot{I}_d^* \varepsilon^{-js\omega t}) / 2 \\ e_{v dA} &= \sqrt{2} (\dot{E}_{vd} \varepsilon^{js\omega t} + \dot{E}_{vd}^* \varepsilon^{-js\omega t}) / 2 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (25)$$

などにより表わされることになるが、(19)式の直流成分も含めたこれら各変数の瞬時値により、発生トルク τ_G は(3)式より次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \tau_G &= -\{(e_{vdD} + e_{v dA})(i_{dD} + i_{dA}) \\ &\quad + (e_{v qD} + e_{v qA})(i_{qD} + i_{qA})\} / (1-s)\omega \\ &= -\{(e_{vdD} i_{dD} + e_{v qD} i_{qD}) + (e_{vdD} i_{dA} \\ &\quad + e_{v dA} i_{dD} + e_{v qD} i_{qA} + e_{v qA} i_{qD}) \\ &\quad + (e_{v dA} i_{dA} + e_{v qA} i_{qA})\} / (1-s)\omega \\ &= \tau_G^D + \tau_G^{DA} + \tau_G^A \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (26)$$

上式に(19), (21), (23), (25)式を代入して計算すると、最終的な結果が次式となる。

$$\begin{aligned} \tau_G^D &= 3E_0^2(1-s)R_a \{R_a^2 + (1-s)^2 \\ &\quad \times (\omega L_q)^2\} / (\omega D_D^2) \\ \tau_G^{DA} &= (3V_B E_0 / \omega D_D) \text{Real}\{R_a(1-s) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} & \times (\omega L_Q - \dot{x}_D) \dot{J}_a \varepsilon^{-j(s\omega t - \theta_0)} + \{R_a^2 \\ & + (1-s)^2 (\omega L_Q)^2\} \dot{J}_q \varepsilon^{-j(s\omega t - \theta_0)} \} \\ \tau_G^A = & (3 V_B^2 / 2 \omega) \text{Real} \{ \dot{J}_a \dot{J}_q^* (\omega L_Q - \dot{x}_D) \\ & + \dot{J}_a \dot{J}_q (\omega L_Q - \dot{x}_D) \varepsilon^{-j2(s\omega t - \theta_0)} \} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

〈3.2〉線形化動揺方程式および定常安定条件の導出 (9), (16)式より,

$$\omega_m = \omega + p\delta = (1-s)\omega \quad (28)$$

$$\left. \begin{aligned} \therefore p\delta &= -s\omega \\ p\omega_m &= -\omega ps \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

上式と(3)式より, 結局

$$\left. \begin{aligned} p\delta &= -s\omega \\ ps &= (\tau_G - \tau_D) / \omega J \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

が得られ, これが安定性解析の基礎となる非同期運転時の動揺方程式である。一方, (6), (7), (15)式より

$$s\omega t - \theta_0 = \pi/2 - \delta \quad (31)$$

の関係があるので, 上式を(27)式に代入して

$$\left. \begin{aligned} \tau_G^{DA} = & -(3 V_B E_0 / \omega D_D) \text{Imag} \{ R_a (1-s) \\ & \times (\omega L_Q - \dot{x}_D) \dot{J}_a \varepsilon^{-j\delta} + \{R_a^2 \\ & + (1-s)^2 (\omega L_Q)^2\} \dot{J}_q \varepsilon^{-j\delta} \} \\ \tau_G^A = & (3 V_B^2 / 2 \omega) \text{Real} \{ \dot{J}_a (\omega L_Q - \dot{x}_D) \\ & \times (\dot{J}_q^* - \dot{J}_q \varepsilon^{-j2\delta}) \} \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

が得られる。よって, 発生トルク τ_G が δ と s により

$$\tau_G = \tau_G^D + \tau_G^{DA} + \tau_G^A = \tau_G(\delta, s) \quad (33)$$

の形で表わされたことになる。

さて, (30), (33)式にて表わされる δ と s を変数とする非同期運転時の動揺方程式を定常動作点 ($\delta = \delta_0, s = 0$) において線形化すると, 次式となる。

$$\left. \begin{aligned} p\delta &= -s\omega \\ ps &= (\delta T_\delta + s T_s) / \omega J \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

$$\left. \begin{aligned} T_\delta &= \left. \frac{\partial \tau_G(\delta, s)}{\partial \delta} \right|_{s=0} \\ T_s &= \left. \frac{\partial \tau_G(\delta, s)}{\partial s} \right|_{s=0} \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

上式が安定条件を求める際の基礎となる線形化動揺方程式である。この固有値は

$$\left. \begin{aligned} T_\delta > 0 \text{ のとき:} \\ & \frac{1}{2\omega J} \{ T_s \pm j\sqrt{4\omega^2 J T_\delta - T_s^2} \} \\ & \text{(ただし } T_\delta \neq 0 \text{ の場合を除く)} \\ T_\delta < 0 \text{ のとき:} \\ & \frac{1}{2\omega J} \{ T_s \pm \sqrt{T_s^2 - 4\omega^2 J T_\delta} \} \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

と得られる。これより, いずれの固有値も正の実部を持たない条件, つまり定常安定条件は

$$T_\delta > 0 \quad (37)$$

$$T_s < 0 \quad (38)$$

と表わされることがわかる。本論文では, (37)式を同期機定的定常安定条件, (38)式を誘導機定的定常安定条件と呼ぶこととする。一般に, 同期機的に不安定な場合は誘導機的条件にかかわらず脱調し, 同期機的に安定で誘導機的に不安定な場合は乱調になるものと考えられるが, これら両条件の妥当性については次章で検討する。なお, (37)式は従来の $dP/d\delta > 0$ の条件式と実質的に同一である。

4. 数値例

〈4.1〉固有値解析による定常安定領域の計算

本節では, 定常安定性に関して理論的に最も精確な解を与える直接的な固有値解析, つまり線形化方程式(10)の全固有値を計算して, その実部により直接判定する方法により定常安定領域を求める。

図1に種々の J, r_r, l_r の値において E_0 と δ_0 をパラメータとして上述の方法により計算した定常安定領域を示す。モデルは表1に示すような通常の突極形同期発電機である。この場合, 固有値は5個得られるが, 数値計算結果によればそのうちの2根は定常動作点 (δ_0, E_0) に関係なく常に次式で近似的に表現される安定根となっている。

$$-1/T_a \pm j\omega \quad (39)$$

ただし, T_a は電機子時定数であり, 次式で定義される。

$$T_a = \frac{2(l_r + L_d')L_q}{R_a(l_r + L_d' + L_q)} \quad (40)$$

従って, 安定・不安定は残りの3根により決まる。これら3固有値の構造に関して数値計算結果によりまとめると, 図1との対応において次のようになる。

- (1) 安定な場合: 各図における領域 R_1
 $-a_1, -a_2 \pm ja_3$ (ただし $a_n > 0$)
- (2) 乱調の場合: 領域 R_2

表1 モデル定数

Table 1. Constants of the model.

r_a	0.01 pu
L_d	1.0 pu
L_q	0.7 pu
i_a	0.1 pu
L_d'	0.3 pu
L_f	1.16 pu
r_f	0.0007 pu
T_d'	1.5 s
T_{d0}'	5.0 s
ω	100 π rad/s
J, r_r, l_r	variable

図 1 固有値法により得られた定態安定領域

Fig. 1. Steady state stable region obtained by the eigen value method.

$$-a_1, a_2 \pm ja_3$$

(3) 脱調の場合

- (i) $a_1, -a_2 \pm ja_3$: 領域 R_3
- (ii) $a_1, -a_2, -a_3$: 領域 R_3'
- (iii) $a_1, a_2, -a_3$: 領域 R_3''

なお、図1の(a), (c)において、上記の各領域における固有値の実際の値 (点 $G_1 \sim G_9$ に対応) を表2に示してある。

図1の結果よりわかることを以下に要約する。

(1) J の変化により脱調領域はほとんど変化せず、 l_T の変化に対しても同様である。 rr の変化に対しては、形はほとんど変わらず横にスライドする。

(2) rr の増大により乱調領域が増大する。これは、特に電動機領域 ($0 > \delta_0 > -180^\circ$) において顕著である。

(3) 過励磁 (E_0 大) なほど乱調領域は広い範囲に存在する。

(4) J が大きくなるほど乱調領域は減少する。ただし、このモデルの場合 $J=10\text{ s}$ 以上程度になると、その減少の割合は相対的にかなり小さくなる。

以上のことは、従来からも定性的に言われていることではあるが、本節における検討により固有値との関係も含めてより明確化されたものと考ええる。

〈4.2〉 本手法および Wagner 氏の乱調判定条件による定態安定領域の計算 本節では、前章にて導出した二つの新しい定態安定条件式(37), (38)により脱調領域および乱調領域を計算し、また(13)式のWagner 氏の乱調判定条件による乱調領域も求めて、両者の比較検討を行う。また、以上の結果と前節で得られている精密解との比較も行う。

図 2 提案する手法により得られた定態安定領域

Fig. 2. Steady state stable region obtained by the proposed method.

表 2 図 1 の各点における固有値の値 (s^{-1})Table 2. Eigen values in each points in figure 1 (s^{-1}).

図 1 (a) $T_a = 0.0217$ s	G_1	$-46.1 \pm j 314$ -0.450 4.02 -3.99
	G_2	$-46.1 \pm j 314$ -0.433 $0.00740 \pm j 5.55$
	G_3	$-46.1 \pm j 314$ -0.340 $-0.0388 \pm j 5.76$
	G_4	$-46.1 \pm j 314$ $-0.303 \pm j 4.72$ 0.189
図 1 (c) $T_a = 0.0047$ s	G_5	$-214 \pm j 310$ -0.403 3.93 -3.89
	G_6	$-214 \pm j 310$ -2.51 1.72 0.442
	G_7	$-214 \pm j 310$ -0.433 $0.0385 \pm j 4.68$
	G_8	$-214 \pm j 310$ -0.193 $-0.0782 \pm j 5.89$
	G_9	$-214 \pm j 310$ $-0.260 \pm j 4.90$ 0.174

図 3 Wagner 氏の条件により得られた
乱調領域Fig. 3. Hunting region obtained by the
Wagner's criterion.

図2に、本手法により得られた定態安定領域図を示す。ここで、 R_1 は安定な領域 ($T_\delta > 0$, $T_s < 0$), R_2 は同期機の定態安定で誘導機の定態不安定な領域 ($T_\delta > 0$, $T_s > 0$), R_3 は同期機の定態不安定な領域 ($T_\delta < 0$)をそれぞれ表わしている。

次に、図3には Wagner 氏の乱調判定条件式(13)により計算した乱調領域(斜線部分)を示してある。図2と図3を比べると、本手法により得られる誘導機の定態不安定領域と Wagner 氏の判定条件により得られる乱調領域とがほとんど一致することがわかる。なお、詳しい数値計算結果によれば両者は完全に一致しないが、その差は最大でも δ_0 の値にして1度程度以下であることが確認された。このことは、図2、図3以外の多数のケースにおいても同様であった。以上により、本手法は乱調に対しては、従来の代表的解析法の一つである Wagner 氏の方法と全く同等の精度を有していると言える。更に図1と図2を比較すると、本手法により得られる乱調領域は慣性が軽い場合は誤差が比較的大きいが、慣性が比較的大きい場合には十分な精度を有していると言ってよい。これは本手法の展開において、すべりの変化が十分ゆるやかであるとの仮定のもとに定常解析により $\tau_G(\delta, s)$ を導出しているため、慣性が小さい場合はこの仮定が十分成り立たず、誤差が大きくなるものと考えられる。例えば $r_T = 0.1 \text{ pu}$, $l_T = 0.3 \text{ pu}$ の場合についてみると〔図1の(a), (e)および図2の(a)参照〕, $J = 5 \text{ s}$ の場合の乱調領域の誤差は、 $E_0 = 1 \text{ pu}$ において δ_0 の値で片側3度程度であり、実際の精度としては十分と思われるが、 $J = 2 \text{ s}$ の場合には8度程度となり、比較的大きな誤差と言わねばならない。従って、本手法を適用するにあたり、 J が 3 s 程度以下の場合には比較的大きな誤差を伴うと言わざるをえないが、それ以上の場合にはかなり良い精度を有していると言ってよい。一方、図1、図2の脱調領域を比較すると、本手法における同期機の定態安定条件が種々の回路条件などにかかわらず常に高い精度を有していることがわかる。このことは同時に従来の $dP/d\delta > 0$ 条件式の有効性も証明していることになる。

以上の結果より、本手法における誘導機の定態安定条件は乱調に対して従来の代表的解析法の一つである Wagner 氏の判定条件と同等の精度を有し、慣性の比較的大きい場合において十分な精度を有していること、および同期機の定態安定条件は脱調に対して常に十分な精度を有していることが結論として得られた。

5. あとがき

本論文では、同期機の定態安定性に対する新しい解析手法を提案し、簡単な一機無限大母線系統をモデルとしてその有効性に関する検討を行った。本手法の最大の特長は、負荷角 δ およびすべり s を変数とする非同期運転時の動揺方程式を基礎として、脱調と乱調の二つの不安定現象を同時に取扱う点であり、脱調に対しては同期機の定態安定条件、乱調に対しては誘導機の定態安定条件がそれぞれ同時にかつ容易に導出される。同期機の定態安定条件は、実質的には従来の $dP/d\delta > 0$ 条件式と同一であり、また基礎線形化方程式の固有値解析により得られる精密解との比較により非常に高い精度を有していることを示した。一方、乱調に対する従来の代表的な解析法の一つとして Wagner 氏の判定法が有名であるが、本手法における誘導機の定態安定条件はこの Wagner 氏の方法と全く同等の精度を有しており、また精密解との比較により慣性の比較的大きい場合において十分な精度を有していることも示した。

以上により、本手法は実際的にも十分有効であり、また脱調と乱調の両不安定現象に対する統一的な解析手法としてのその意義は大きいものと考ええる。今後は、より複雑なモデルに対して本手法を適用し、検討していく予定である。

最後に、日ごろより御指導賜わる北海道大学工学部 藤原 一教授に感謝申し上げます。また、本論文における計算は北海道大学大型計算機センター並びに北見工業大学電子計算機室を使用して行ったことを付記します。

(昭和61年2月24日受付、同61年5月12日再受付)

文 献

- (1) C.F. Wagner: "Effect of Armature Resistance upon Hunting of Synchronous Machine", *Trans. AIEE*, 49, 1011 (1930)
- (2) C.A. Nickle & C.A. Pierce: "Stability of Synchronous Machine—Effect of Armature Circuit Resistance—", *ibid.*, 49, 338 (1930)
- (3) 田村・村田・武田・長谷川・藤原:「交流励磁形同期機の定態安定性に関する解析」, 電学論 B, 105, 605 (昭 60-7)
- (4) 関根: 電力系統過渡解析論, p. 495 (昭 59) オーム社
- (5) 猪狩: 電気機械理論, p. 162 (昭 52) コロナ社
- (6) 田村・村田・武田・長谷川・藤原:「同期機の固有定態安定性に関する一考察」, 電気学会電力技術研究, PE-85-91 (昭 60-7)
- (7) 田村・村田・武田・長谷川・藤原:「同期機の固有定態安定性に関する一考察(続報)」, 電気学会回転機研究, RM-86-6 (昭 61-1)