

高等学校教学用书

电 机 学

特 殊 部 分

第 二 册

M. II. 柯斯秦珂著

高等教育出版社

高等学校教学用



电 机 学

特殊部分

第二册

M. II. 柯斯泰珂著
浙江大学电机教研组译

高等教育出版社

本書系根据苏联国立动力出版社 (Госэнергоиздат) 出版的柯斯泰珂 (М. П. Костенко) 院士著的“电机学, 特殊部分”(Электрические машины — специальная часть) 1949 年版譯出的, 原書經苏联高等教育部审定为动力系及电工系、动力高等学校及电工高等学校用的教学参考書。

本書研究对于許多不同型式的电机而言其本質是共同的复杂过程和运轉状态。本書計十四篇, 共五十一章。中譯本分三册出版。第二册内容包括交流电机的軌迹理論和等值綫路的理論在不对称条件下变压器和交流电机的运行, 电机的过渡状态和同步电机参数的試驗求法四篇。

本書可供上述高等学校电机專業的高年級学生研究电机学特殊部分时之用, 对在电机方面願求深造的科学工作者和电气工程师也可供参考之用。

本書是由浙江大学电机教研組翻譯, 交通大学电机原理教研組校訂的。

电 机 学

特殊部分

第二册

М. П. 柯 斯 泰 珂 著

浙 江 大 学 电 机 教 研 組 譯

高 等 教 育 出 版 社 出 版 北 京 宣 武 門 內 承 恩 寺 7 号

(北 京 市 書 刊 出 版 業 營 業 許 可 証 出 字 第 054 号)

京 华 印 書 局 印 刷 新 华 書 店 發 行

統一書号 15010·645 開本 787×1092 1/16 印張 15 5/8 字數 357,000 印數 0001—3,000
1958 年 5 月第 1 版 1958 年 5 月北京第 1 次印刷 定價 (10) 1.90

主要符号

A	發热量	M_f	动力矩; 慣性力矩
b	电納	M_{max}	最大轉矩
C	电容	M_N	額定轉矩
E_0	零序电势	M_n	起動轉矩
E_1	順序电势	m_t	軸上反抗力矩
E_2	逆序电势	P_f	动态功率
E_n	磁極磁通所感电势	P_N	額定功率
E_d	縱軸电势分量	P_*	有功功率
E_f	激磁电路电势	P_{Cu}	銅耗
E_h	剩磁电势	p_f	渦流損耗
E_i	同步电机的内电势	p_h	磁滯損耗
E_m	正弦电势的振幅	p_r	通風机械損耗
E_q	橫軸电势分量	R, R_s	电樞电路电阻
e_k	剩磁所生电势的初值	R_f	激磁电路电阻
F_d	定子繞組磁势的縱軸分量	r_s	副电路折合后的电阻
F_q	定子繞組磁势的橫軸分量	r_n	电樞繞組电阻
f_0	自由振蕩頻率	r_r	阻尼繞組电阻
GD^2	飞輪力矩	r_d^+	縱軸超瞬变电阻
g	重力加速度	r_q^+	橫軸超瞬变电阻
g	电导	r_n	激磁支路等效电阻
I_0	零序电流	S_c	阻尼繞組漏感系数
I_1	順序电流	S_i	轉子繞組短路时定子繞組的等效自感系数
I_{an}	短路时定子电流的非周期性分量的初值	S_d^+	阻尼和激磁繞組短路时定子繞組的等效自感系数
I_b	激磁电流	S_f	轉子繞組漏感系数
I_c	阻尼繞組中的电流	S_s	定子繞組漏感系数
I_d	縱軸电流	S_m	相当于最大轉矩时的轉差率
I_d^+	定子瞬变电流的初始有效值	T	時間常數
I_d^+	定子超瞬变电流的初始有效值	T_a	定子电流非周期性分量的衰減時間常數
I_f	激磁电流	T_d^+	短路电流瞬变分量的時間常數
I_q	橫軸电流	T_d^+	短路电流超瞬变分量的時間常數
I_z	中綫电流	T_{d0}	定子繞組开路时激磁繞組的時間常數
i_d	定子电流縱軸分量	T_f	激磁电路的時間常數
i_s	一定子周期性瞬变电流	U_0	空載电压
i_n	磁化电流	U_c	电網电压
J	慣性力矩	U_f	激磁繞組綫端电压
k_c	放大机电压放大系数	U_0	零序电压
k_i	放大机电流放大系数	U_1	順序电压
L_1	每相縱軸自感系数	U_2	逆序电压
L_c	阻尼繞組自感系数	U_A, U_B, U_C	外施原边相电压
L_f	激磁繞組自感系数	U_a, U_b, U_c	副边相电压
M_d	振蕩时所生阻尼轉矩	X	等效电抗
M_{if}	定子和轉子繞組間互感系数	X_f	激磁繞組电抗
M_{fc}	激磁和阻尼繞組間互感系数		

X_k —短路电抗	ξ —电动机转矩的不均匀系数
x_1 —顺序电抗	θ —同步电机的电压对磁极磁通所生电势的相位移角,或即同步电机的负载角
x_2 —逆序电抗	θ —同步旋转系统的位差角
x_a —定子和转子绕组的互感抗	λ_u —激磁支路的磁导
x_c —阻尼绕组漏电抗	ξ —导体的折合高度
x_p —包企叶感抗	ξ —等效阻抗
y —导纳	σ —等值线路的折合系数
$ z $ —阻抗模数	τ —海朗氏漏磁系数
z_0, z_1, z_2 —零序,顺序和逆序阻抗	Φ_0 —空载磁通
z'_d —纵轴瞬变阻抗	Φ_s —绕组漏磁通
z'_q —横轴瞬变阻抗	ψ —初相角
z''_d —纵轴超瞬变阻抗	ψ —磁链
z''_q —横轴超瞬变阻抗	Ω_c —同步角速率
α —对称分量法中三相系统的运算子	
β —转子绕组轴线相对于定子绕组轴线的旋转角度	

第二册目录

主要符号	v
------------	---

第五編 交流电机的軌迹理論和等值綫路理論

第十四章 軌迹和等值綫路的一般理論基础	167
§ 63. 交流电机軌迹理論的主要說明	167
§ 64. 异步电机与异步系統的等值綫路的变换法	173
第十五章 同步电机的圓圖	179
§ 65. 隱極同步电机的圓圖	179
§ 66. 凸極同步电机的圓圖	184
第十六章 具有恒定参数的异步电机的圓圖	186
§ 67. 总述	186
§ 68. 作者的准确圓圖	187
§ 69. 根据反演法画出的准确圓圖	189
§ 70. 作者的較准确圓圖	190
§ 71. 海朗圓圖	191
§ 72. 根据实验数据以画圓圖	193
第十七章 有可变参数的异步电动机的电流圖	194
§ 73. 双鼠籠电动机的电流圖	194
§ 74. 深槽电动机的电流圖	199
§ 75. 根据实验数据画双鼠籠电动机和深槽电动机的圓圖	202
第十八章 調速异步电动机的电流圖	203
§ 76. 异步电动机串級連接时的等值綫路和圓圖	203
§ 77. 極数可变的三相异步电动机的圓圖	208
§ 78. 利用改变頻率以調节速率的异步电动机的圓圖	210
§ 79. 双饋电动机的圓圖	213
§ 80. 三相同步旋轉的感应系統的圓圖	215
第十九章 單相异步电动机的等值綫路和圓圖	221
§ 81. 概論	221
§ 82. 單相异步电动机的圓圖	222
第二十章 多相并激整流子电机的圓圖	225
§ 83. 多相并激整流子电机的一般运行方程式	225
§ 84. 多相并激整流子电机中的漏磁通	230
§ 85. 轉子饋电的三相并激整流子电动机的圓圖	231
§ 86. 三相异步补偿电动机的圓圖	233
第二十一章 交流串激整流子电动机的圓圖	236
§ 87. 概論	236
§ 88. 單相串激整流子电动机的圓圖	237
§ 89. 三相串激整流子电动机的圓圖	238
第二十二章 多相异步电机与整流子电机的串級連接的圓圖	242
§ 90. 概論	242
§ 91. 异步电机与純由轉子激磁的相位补偿器串級連接的圓圖	243
§ 92. 异步电动机与变频机串級連接时的圓圖	246
§ 93. 异步电机与由轉子激磁的补偿整流子电机串級連接时的圓圖	248
§ 94. 异步电机与由定子激磁的补偿整流子电机串級連接时的圓圖	248

第六編 在不对称条件下变压器和交流电机的运行

第二十三章 变压器和电机不对称工作条件的分析方法	252
§ 95. 对称分量法用于电机和变压器	252
§ 96. 三相变压器的逆序和零序阻抗	260
§ 97. 同步电机的逆序和零序阻抗	261
§ 98. 理想的多相和單相同步电机的方程式	264
第二十四章 三相变压器的不对称負載	273
§ 99. 無中綫时变压器的不对称負載	273
§ 100. 有中綫时变压器的不对称負載	275
第二十五章 三相同步发电机的不对称运行状态	278
§ 101. 三相同步发电机的不对称短路	278
§ 102. 三相同步发电机不对称运行时的电压矢量圖	281
§ 103. 同步发电机在磁路饱和的情况下稳定短路时短路三角形的作法	285
第二十六章 三相异步电动机的不对称运行	286
§ 104. 三相异步电动机当端电压不对称时的工作状态	286
§ 105. 三相异步电动机在單相綫路上的工作状态	287
§ 106. 三相异步电动机当原电路阻抗不对称时的工作状态	287
§ 107. 当副电路内阻抗不对称时三相异步电动机的工作状态	289
§ 108. 單相轉子的三相异步电动机	292
§ 109. 异步电容电动机	294

第七編 电机的过渡状态

第二十七章 电机的自激.....298	§125. 概論343
§110. 直流发电机的自激298	§126. 激磁电路端电压的突然变化344
§111. 在电容性负载下同步发电机的自激302	§127. 定子绕组的突然短路346
§112. 异步电机与电容器并联运用时的自激304	§128. 短路断开后电压的恢复349
§113. 多相整流子电机的自激305	§129. 沿縱軸具有两个轉子电路的同步电机的突然 短路349
§114. 电机放大器(放大机)的过渡状态与自激309	§130. 縱軸和橫軸磁导不等的多相同步电机的突然 短路353
第二十八章 直流电机的过渡状态315	§131. 定子绕组电阻对突然短路周期性电流分量的衰 减时间常数的影响354
§115. 直流电动机的無变阻器起动315	§132. 负载对突然短路过程的影响356
§116. 并激直流发电机突然短路时的过渡过程319	§133. 三相同步电机突然短路时定子和轉子电流的完 全方程式358
§117. 直流并激和复激电动机在运行时的振荡328	§134. 突然短路电流有效值的方程式360
§118. 由复激发电机供电的他激电动机在运行时的 振荡331	§135. 突然短路时激磁绕组的电流362
§119. 串激电动机由串激发电机供电在运行时的 振荡333	§136. 在突然短路时强行励磁的效应363
§120. 用非线性微分方程的近似解法对直流电机过渡 状态的分析334	§137. 同步电机的突然不对称短路364
第二十九章 异步电动机接电时的过渡状态.....337	§138. 三相同步电机的典型的参数366
§121. 副电路短路的、不动的异步电动机的接电.....337	§139. 冲击同步发电机的过渡状态367
§122. 副电路开路的、不动的异步电动机的接电.....339	第三十一章 多相同步电机的异步运行375
§123. 异步电动机起动时的起动过程340	§140. 多相同步电机异步运行时的方程式375
§124. 副电路短路的、旋轉的异步电动机的接电.....342	§141. 同步电动机的异步起动378
第三十章 同步电机突然短路时的过渡状态.....343	§142. 同步电机的自由振荡379

第八編 同步电机参数的試驗求法

第三十二章 在稳定运行情况下基本参数的 測定382	§146. 零序阻抗的測定393
§143. 概論382	第三十三章 过渡状态基本参数的測定398
§144. 顺序阻抗的測定382	§147. 縱軸与橫軸超瞬变阻抗的静止測定法398
§145. 逆序阻抗的測定384	§148. 測定过渡状态参数的示波器法401
	§149. 饱和对过渡状态参数的影响405

第五編 交流电机的軌迹理論和等值綫路理論

第十四章 軌迹和等值綫路的一般理論基础

§ 63. 交流电机軌迹理論的主要說明

[参考文献 26, 342, 359, 384, 416]

当电机連續經過不同的运行状态时, 它的原电流矢量末端的軌迹可以用来很好地研究交流电机的特性。分析以符号形式表示的曲线方程式^①, 是研究一系列軌迹的很方便和簡單的方法。

讓我們現在来研究最簡單的軌迹的方程式。

a) 直綫和圓 假如 $\dot{B}$ 为一复数, 表示某一矢量, 而 p 为实参数。具有在極限 $\pm\infty$ 間的任意值, 則乘积 $\dot{B}p$ 代表和 $\dot{B}$ 及 $-\dot{B}$ 方向相同的所有的矢量。因此, 通过坐标原点并与已給矢量 $\pm\dot{B}$ 同方向的直綫方程式, 有下列形式

$$\dot{U} = \dot{B}p. \quad (272)$$

如果在矢量 $\dot{B}$ 上加以矢量 $\dot{A}$ (圖 186, a), 則通过矢量 $\dot{A}$ 的端点并与矢量 $\dot{B}$ 平行的直綫的方程式有下列形式

$$\dot{U} = \dot{B}p + \dot{A}. \quad (273)$$

如果矢量 $\dot{A}$ 和 $\dot{B}$ 的方向相同或方向相反, 則在某一参数值 $p = p_0$ 时乘积 $\dot{B}p_0$ 和矢量 $\dot{A}$ 相等而方向相反, 因此

$$\dot{U} = \dot{B}p + \dot{A} = \dot{B}p - \dot{B}p_0 = \dot{B}(p - p_0). \quad (274)$$

用(274)式表示的直綫和用(272)式表示的直綫方向相同但有另一計算参数 p 的原点(圖 186, b)。

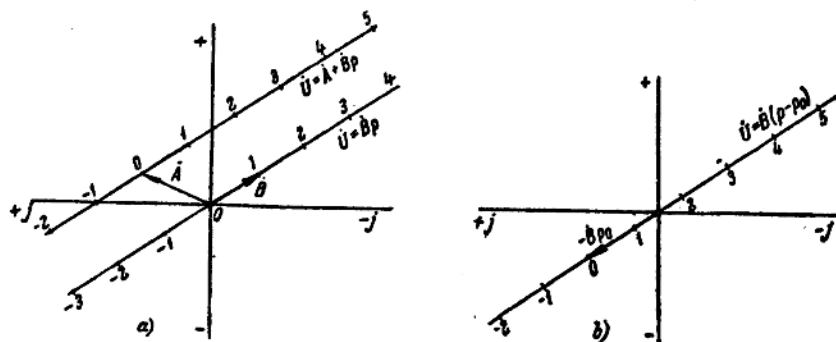


圖 186. 复数平面上的直綫。

当將直綫

$$\dot{U} = \dot{C} + \dot{D}p \quad (275)$$

① “以符号形式表示的”即“用复数表示的”——譯者注。

对于复数平面的坐标原点反演时,直綫上用复数式矢量

$$\dot{G} = G\varepsilon^{j\beta}$$

表示的每一点必須加以反演。每一反演过的矢量在选定的反演度 k 之下等于

$$\dot{G}' = \frac{k}{\dot{G}} = \frac{k}{G\varepsilon^{j\beta}} = \frac{k}{G}\varepsilon^{-j\beta} = \left(\frac{k}{G^2}\right) \cdot G\varepsilon^{-j\beta} = \left(\frac{k}{G^2}\right)^* \dot{G},$$

即,等于共轭矢量 $\dot{G}^*$ 除以 G^2 并乘以反演度 k , k 可以是实数或复数。

在將(273)式表示的直綫对于不在該直綫上的一点作反演时,可得到通过这一点的圓。由此可知,通过坐标原点的圓的方程式具有下列形式:

$$\dot{U} = \frac{1}{\dot{C} + \dot{D}p} \quad (276)$$

为了画出(276)式表示的圓,应当首先作出直綫 $\dot{C} + \dot{D}p$ 对实数軸的鏡像,然后对鏡像直綫进行通常的反演(圖 187, a)。鏡像直綫,根据一般的反演定則,是和通过坐标原点($p = \pm\infty$)的圓周的切綫平行的。

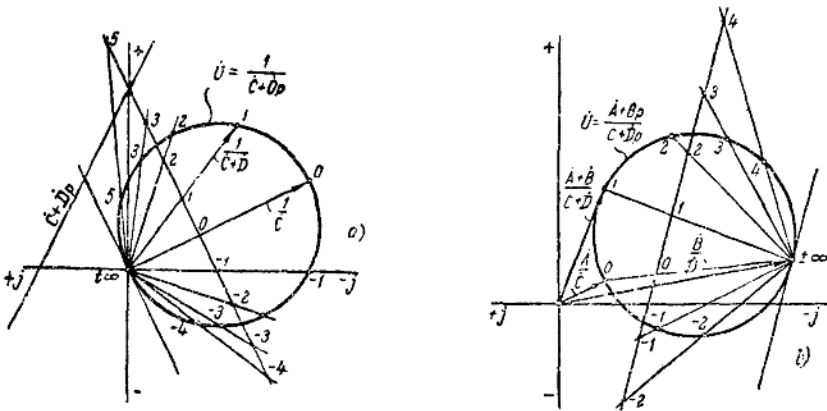


圖 187. 复数平面上的圓。

具有形式

$$\dot{U} = \frac{\dot{E}}{\dot{C} + \dot{D}p} \quad (277)$$

的方程式也表示通过复数平面原点的圓。該圓的中心矢量应乘以 $\dot{E}$ 的模数,并对于(276)式所表示的圓的中心矢量轉过了一个角度,此角度等于复数 $\dot{E}$ 的幅角。如果將原点移过一个用复数 $\dot{F}$ 表示的恒定綫段,則可获得不通过坐标原点的圓的方程式的一般形式(圖 187, b)

$$\dot{U} = \dot{F} + \frac{\dot{E}}{\dot{C} + \dot{D}p} = \frac{\dot{A} + \dot{B}p}{\dot{C} + \dot{D}p}, \quad (278)$$

其中 $\dot{A} = \dot{C}\dot{F} + \dot{E}$, $\dot{B} = \dot{F}\dot{D}$ 。当 $p=0$ 时可得

$$\dot{U}_0 = \frac{\dot{A}}{\dot{C}},$$

当 $p = \pm \infty$ 时, 得

$$\dot{U}_\infty = \frac{\dot{B}}{\dot{D}} = \dot{F},$$

而当 $p = 1$ 时, 得

$$\dot{U}_1 = \frac{\dot{A} + \dot{B}}{\dot{C} + \dot{D}}.$$

圓的方程式也可用另一形式表示

$$\dot{U} = \dot{M} + \dot{R}e^{j\theta}, \quad (279)$$

其中 $\dot{M}$ 表示圓的中心矢量(圖 188), $\dot{R}e^{j\theta}$ 表示圓的半徑矢量, 又 θ 表示在界限 0° 到 360° 之間变动的变角。当 $\theta = 0$ 时, 圓的半徑矢量和矢量 $\dot{R}$ 重合。

(278)和(279)式中各复数系数之間的关系可用下列方法求出: 两个共轭复数的商也是一个复数, 它的模数等于 1, 幅角为原来的 2 倍。如果

$$\dot{A}^* = a + jb = A e^{j\theta}, \quad (280)$$

$$\dot{A} = a - jb = A e^{-j\theta} \quad (281)$$

則

$$\frac{\dot{A}^*}{\dot{A}} = e^{j2\theta}. \quad (282)$$

由此可得相反的推論, 复数 $e^{j\theta}$ 可表示成两个复数的商的形式, 此二复数分別由关系式(280)和(281)确定。

將(279)式中的乘数 $e^{j\theta}$ 用两个共轭复数的商来表示

$$e^{j\theta} = \frac{\dot{C}^* + \dot{D}^* p}{\dot{C} + \dot{D} p}. \quad (283)$$

于是从(278)式和(279)式可得

$$\dot{U} = \frac{\dot{A} + \dot{B}p}{\dot{C} + \dot{D}p} = \frac{\dot{M}(\dot{C} + \dot{D}p) + \dot{R}(\dot{C}^* + \dot{D}^*p)}{\dot{C} + \dot{D}p} = \frac{(\dot{M}\dot{C} + \dot{R}\dot{C}^*) + (\dot{M}\dot{D} + \dot{R}\dot{D}^*)p}{\dot{C} + \dot{D}p},$$

从而

$$\left. \begin{aligned} \dot{A} &= \dot{M}\dot{C} + \dot{R}\dot{C}^*, \\ \dot{B} &= \dot{M}\dot{D} + \dot{R}\dot{D}^*, \end{aligned} \right\} \quad (284)$$

因此

$$\dot{M} = \frac{\dot{A}\dot{D}^* - \dot{B}\dot{C}^*}{\dot{C}\dot{D}^* - \dot{D}\dot{C}^*} \quad (285)$$

又

$$\dot{R} = \frac{\dot{B}\dot{C} - \dot{A}\dot{D}}{\dot{C}\dot{D}^* - \dot{D}\dot{C}^*}. \quad (286)$$

如果將复数的展开式

$$\dot{A} = a_1 + ja_2, \dot{B} = b_1 + jb_2, \dot{C} = c_1 + jc_2, \dot{D} = d_1 + jd_2$$

代入(285)式中并分开实数和虚数部分, 則圓心的坐标

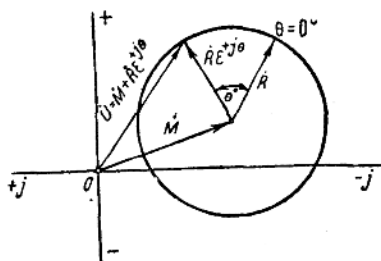


圖 188. 在任意位置的圓。

$$\dot{M} = x_m + jy_m$$

可由下式決定:

$$x_m = \frac{a_1 d_2 - a_2 d_1 - b_1 c_2 + b_2 c_1}{2(c_1 d_2 - c_2 d_1)}, \quad (287)$$

$$y_m = \frac{a_1 d_1 + a_2 d_2 - b_1 c_1 - b_2 c_2}{2(c_1 d_2 - c_2 d_1)}. \quad (288)$$

同样, 当 $\theta = 0$ 时的半徑矢量可用坐标 x_r 和 y_r 表示:

$$x_r = \frac{a_1 d_2 + a_2 d_1 - b_1 c_2 - b_2 c_1}{2(c_1 d_2 - c_2 d_1)}, \quad (289)$$

$$y_r = -\frac{a_1 d_1 - a_2 d_2 - b_1 c_1 + b_2 c_2}{2(c_1 d_2 - c_2 d_1)}. \quad (290)$$

用可变角参数 θ 的函数所表示的圓的方程式, 也可有下列形式, θ 变化在 0° 到 360° 的范围内,

$$\dot{U} = \frac{\dot{A} + \dot{B}e^{j\theta}}{\dot{C} + \dot{D}e^{j\theta}}. \quad (291)$$

实际上, 如果根据(283)式以

$$e^{j\theta} = \frac{\dot{E}^* + \dot{F}^* p}{\dot{E} + \dot{F} p},$$

代入上式內, 則可得到圓的方程式

$$\dot{U} = \frac{\dot{H} + \dot{K} p}{\dot{L} + \dot{N} p},$$

其中

$$\dot{H} = \dot{A}\dot{E} + \dot{B}\dot{E}^*, \quad \dot{K} = \dot{A}\dot{F} + \dot{B}\dot{F}^*, \quad \dot{L} = \dot{C}\dot{E} + \dot{D}\dot{E}^* \quad \text{又} \quad \dot{N} = \dot{C}\dot{F} + \dot{D}\dot{F}^*.$$

6) 圓的参数标綫 正如上面所確立的, 当反演(275)式表示的直綫时, 可得到(276)式所表示的圓。为了作出此圓, 应当首先在复数平面上画出 $\dot{U}$ (圖 189), 然后画出它对实数軸的鏡像, 然后进行这一直綫的反演。如果在 $\dot{U}$ 的鏡像直綫上注出参数 p 的数值, 將坐标原点 0 ($p = \pm\infty$) 和直綫上相当于参数 p 的一定数值的一点用直綫連起来, 我們在该直綫和圓周的交点上得到有

同样 p 值的点。显然, 在这些直綫和所有其余与鏡像平行的直綫的交点上, 可得到同样的参数 p 的分布。参数的标綫在一般場合中可画在与 $p = \pm\infty$ 处的切綫平行的任意直綫上。如果已知在圓周上用来决定参数值的兩点, 例如 $p=0$ 和 $p=1$ 的兩点, 于是, 將它們和 $p = \pm\infty$ 点連接, 我們在此直綫上可得到一个綫段, 相当于这两选定点的参数值之差, 此后即可注出所有参数 p 的标度, 其中相当于 $p = +\infty$ 和 $p = -\infty$ 的兩点將位于 p 标綫的相反方向的無穷远处。

8) 高阶的曲綫 在交流电的理論中, 用下式

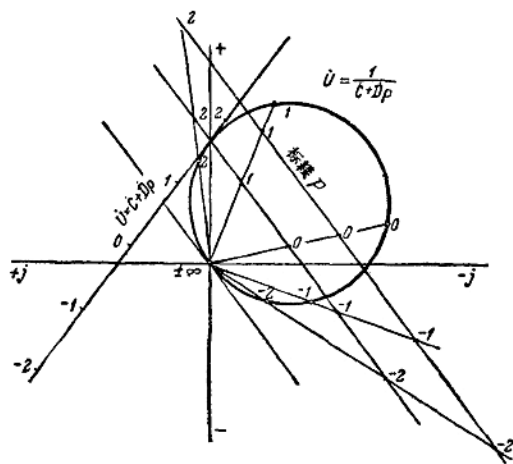


圖 189. 圓的参数标綫的作法。

$$\dot{U} = \frac{\dot{A} + \dot{B}p + \dot{C}p^2}{\dot{D} + \dot{E}p + \dot{F}p^2} \quad (292)$$

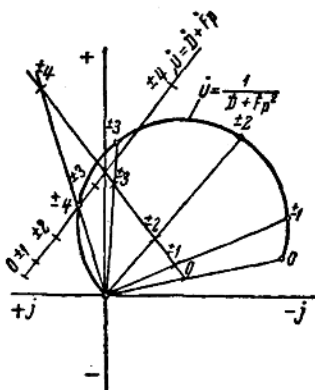


圖 190. 双迴曲綫的画法。

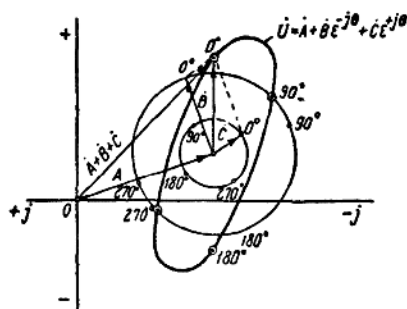


圖 191. 橢圓的画法。

表示的四阶双迴曲綫是具有意义的。表示圓周有限部分的参数 p 具有兩重符号的双迴曲綫，是具有最实际的意义。在此情况下(292)式中的常数 $\dot{B}$ 和 $\dot{E}$ 等于零，

$$\dot{U} = \frac{\dot{A} + \dot{C}p^2}{\dot{D} + \dot{F}p^2} \quad (293)$$

此曲綫的每一点相当于二个数值相等而符号相反的参数值 p 。

当常数 $\dot{C}$ 和 $\dot{F}$ 趋近于零时，(292)式將接近圓的方程式(278)。

在圖 190 中繪出当 $A=1$ 及 $C=0$ 时的双迴曲綫。

「最簡單的高阶曲綫 橢圓。橢圓的方程式可以用兩個圓的方程式表示，這兩個圓有公共圓心和不同的直徑，当 θ 角改变时半徑向不同方向移动(圖 191)：

$$\dot{U} = \dot{A} + \dot{B}\varepsilon^{-j\theta} + \dot{C}\varepsilon^{+j\theta} \quad (294)$$

橢圓的長軸等于 $B+C$ ，而短軸等于 $B-C$ 。

当复系数 $\dot{B}$ 和 $\dot{C}$ 的模数相等时，我們有 $C=B$ 及 $\dot{C} = \dot{B}\varepsilon^{j\alpha}$ ，則橢圓的方程式变为有限的直綫綫段的方程式，在此直綫上有参数 θ 的双重标度(圖 192)：

$$\dot{U} = \dot{A} + \dot{B}[\varepsilon^{-j\theta} + \varepsilon^{+j(\theta+\alpha)}] \quad (295)$$

因此在此情况下，短軸 $B-C=0$ 。

与此相似，正如两个具有式(279)形式的复数的商是一个具有式(291)形式的圓的方程式，两个具有式(294)形式的复数的商是一个橢圓方程式：

$$\dot{U} = \frac{\dot{A} + \dot{B}\varepsilon^{+j\theta} + \dot{C}\varepsilon^{-j\theta}}{\dot{D} + \dot{E}\varepsilon^{+j\theta} + \dot{F}\varepsilon^{-j\theta}} \quad (296)$$

当 $\dot{C} = \dot{B}\varepsilon^{-j\alpha}$ 及 $\dot{F} = \dot{E}\varepsilon^{-j\alpha}$ 时，橢圓方程式(296)变为有参数的双重标度的有限直綫綫段的方程式：

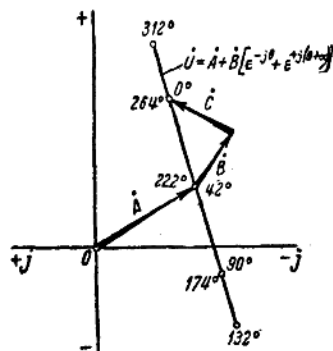


圖 192. 橢圓的特例，有限的直綫綫段的画法。

$$\dot{C} = \frac{\dot{A} + \dot{B}(e^{+j\theta} + e^{-j(\theta+\alpha)})}{D + \dot{E}(e^{+j\theta} + e^{-j(\theta+\beta)})} \quad (297)$$

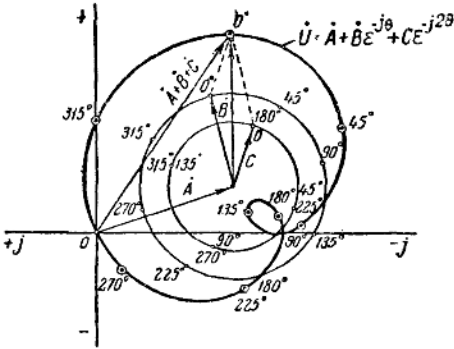


圖 193. 巴斯克尔蝸壳的画法。

方程式

表示半直綫,从矢量 $\dot{A}$ 的端点出發向矢量 $\dot{C}$ 的方向伸延。 p^2 的标度是二次的,因此对于正的和負的 p 得到同一个 $\dot{U}'$ 值。因为根据(299)式,必須在矢量 $\dot{U}'$ 上加以矢量 $\dot{B}p$ 来得到矢量 $\dot{U}$,所以每一 $\dot{U}'$ 值对应着两个绝对值相等而方向相反的矢量 $\pm \dot{B}p$ 。

在圖 194 中繪出了在各种不同的参数 p 值之下(299)式的曲綫的画法,从圖可見,这个根据抛物綫的直径和与直径相应的弦而繪制抛物綫的方法是众所周知的。

双曲綫 形式为

$$\dot{U} = \dot{A} + \dot{B}p + \dot{C}p^{-1} \quad (301)$$

的方程式是表示双曲綫的方程式(圖 195)。实际上,如果采取矢量 $\dot{B}$ 和 $\dot{C}$ 为斜坐标系統,則在此情况下現行的坐标可用下列方程式表示:

$$\begin{aligned} x &= Bp, \\ y &= Cp^{-1} \end{aligned}$$

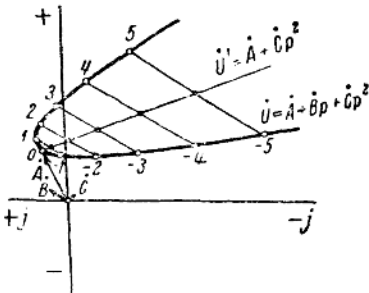


圖 194. 抛物綫的画法。

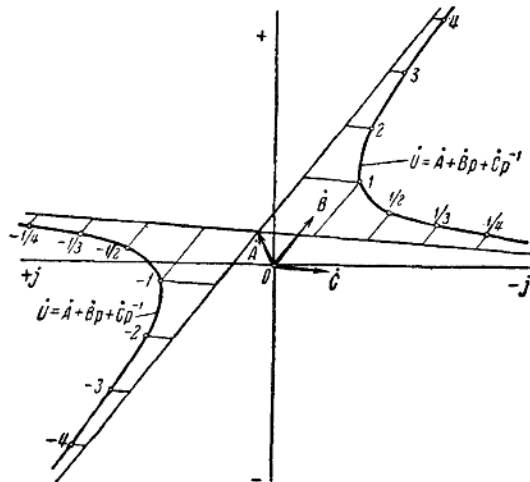


圖 195. 双曲綫的画法。

巴斯克尔蝸壳綫 如果从公共的中心画两个直径不同而半径矢量向相同方向旋轉的圓,并且一个圓的半径矢量較另一圓的半径矢量轉速快一倍,如將这样得到的矢量几何地相加,即获得所謂巴斯克尔蝸壳綫的曲綫(圖 193)。根据巴斯克尔曲綫作圖法的定义可知它的方程式可用下列形式表示:

$$\dot{U} = \dot{A} + \dot{B}e^{-j\theta} + \dot{C}e^{-j2\theta} \quad (298)$$

抛物綫 形式为

$$\dot{U} = \dot{A} + \dot{B}p + \dot{C}p^2 \quad (299)$$

的方程式表示抛物綫,关于这点可以很容易地証明。

$$\dot{U}' = \dot{A} + \dot{C}p^2 \quad (300)$$

或

$$xy = BC = \text{常数},$$

后一方程式为以其漸近綫为坐标軸的双曲綫方程式。

§ 64. 异步电机与异步系統^①的等值綫路的变换法

[参考文献 316, 329, 400, 1079]

a) 概論 在研究根据异步系統等值綫路画成的圖圖时, 等值綫路的变换具有重大的意义, 它使分析簡化。

这些系統的等值綫路包括通过工作电流的主电路元件, 以及可以通过激磁电流, 也可以通过工作电流的支路。当异步类型系統的軸上力矩增加或减小时, 將产生轉差率 s 的变化, 这种变化也影响到对应电路的感抗的数值。

用于分析的最簡單的綫路是串联的电抗和电阻, 这些阻抗和轉差率 s 成一次方的关系。因此, 如果等值綫路的某种变换能使具有与 s 有关的参数的主电路同支路分离开来, 而且又能使支路变成与 s 无关, 則这样的变换將具有重大的意义。

6) 激磁支路移至綫端 圖 196 表示应用于异步电机的变压器的完全等值綫路。其中 $z'_2 = \frac{r'_2}{s} + jx'_2$, 因此当轉差率 s 变化时, 不仅主电路中的电流变更, 而支路中的电流也要变更。

我們可以作出激磁支路被移至綫端的等值綫路(圖 197), 在从原电路吸收的有功和无功电流分量以及功率方面看, 这綫路和基本电路是等值的。然而其中的支路电流和轉差率 s 无关, 因此 s 变化时支路电流保持不变。

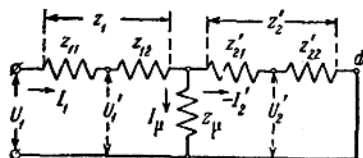


圖 196. 异步电机的等值綫路。

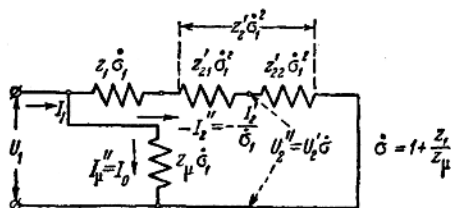


圖 197. 变换后的异步电机的等值綫路, 其中激磁支路被移至綫端。

我們將求出变换后的綫路中的主电路电流 $-I'_2$ (圖 197), 这电流等于基本綫路(圖 196)中主电路电流 I_1 及空载电流 I_0 的几何差。得:

$$I_1 = \frac{\dot{U}_1}{z_1 + \frac{z'_2 z_\mu}{z'_2 + z_\mu}} = \dot{U}_1 \frac{z'_2 + z_\mu}{z_1 z'_2 + z_1 z_\mu + z'_2 z_\mu}, \quad (302)$$

$$I_0 = \frac{\dot{U}_1}{z_1 + z_\mu} = -\frac{\dot{U}_1}{z_\mu \left(1 + \frac{z_1}{z_\mu}\right)} = \frac{\dot{U}_1}{z_\mu \sigma_1} = \frac{\dot{U}_1}{z_\mu''}, \quad (303)$$

① 凡在稳定工作状态下, 其軸上力矩变化时其机械轉速变化很少的交流电机, 以及它們的机群組合均属于异步系統。属于这种系統的有各种型式的异步电动机, 多相并激整流子电动机以及这些电动机的許多不同組合方式的串級連接。

$$\begin{aligned}
 -I_2'' = I_1 - I_0 &= \dot{U}_1 \left(\frac{z_2' + z_\mu}{z_1 z_2' + z_1 z_\mu + z_2' z_\mu} - \frac{1}{z_1 + z_\mu} \right) = \dot{U}_1 \frac{z_\mu^2}{(z_1 + z_\mu)(z_1 z_2' + z_1 z_\mu + z_2' z_\mu)} = \\
 &= \frac{\dot{U}_1}{z_1 \left(1 + \frac{z_1}{z_\mu} \right) + z_2' \left(1 + \frac{z_1}{z_\mu} \right)^2} = \frac{\dot{U}_1}{z_1 \sigma_1 + z_2' \sigma_1^2} = \frac{\dot{U}_1}{z_1'' + z_2''}, \quad (304)
 \end{aligned}$$

式中

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= 1 + \frac{z_1}{z_\mu}, \\ z_1'' &= z_1 \sigma_1, \\ z_2'' &= z_2' \sigma_1^2, \\ z_\mu'' &= z_\mu \sigma_1. \end{aligned} \right\} \quad (305)$$

基本綫路(圖 196)中支路以后的主电路中的电流等于

$$\begin{aligned}
 -I_2' &= \frac{\dot{U}_1 - I_1 z_1}{z_2'} = \frac{\dot{U}_1}{z_2'} \left[1 - \frac{(z_2' + z_\mu) z_1}{z_1 z_2' + z_1 z_\mu + z_2' z_\mu} \right] = \\
 &= \frac{\dot{U}_1}{z_1 + z_2' \left(1 + \frac{z_1}{z_\mu} \right)} = \frac{\dot{U}_1}{z_1 + z_2' \sigma_1} = \frac{\dot{U}_1 \sigma_1}{z_1'' + z_2''}. \quad (306)
 \end{aligned}$$

于是电流比將为

$$\frac{I_2'}{I_2''} = 1 + \frac{z_1}{z_\mu} = \sigma_1. \quad (307)$$

在异步电机的等值綫路(圖 196)中我們有

$$z_2' = \frac{r_2'}{s} + jx_2'.$$

当空載时,即相当于轉差率 $s=0$ 时,主电路的副边等值阻抗將为 $z_2' \sigma_1^2 = \infty$, 因此主电路电流 $I_2'' = 0$ 而对应的原电流 $I_1 = I_0$ 。因此变换过的电路的空載电流和基本电路的空載电流相等。

校正系数 σ_1 变更原边和副边电路的主要参数 z_1 和 z_2' 的大小和相位角,而和轉差率 s 无关,因此研究变换过的綫路较为容易。

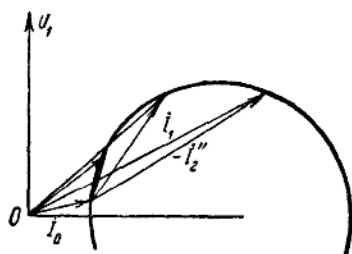


圖 198. 对应于圖 197 的等值綫路的异步电机的圓圖。

和基本电路(圖 196)比較,变换过的电路(圖 197)的巨大优点在于它完全符合于异步电机的圓圖(圖 198),因为这一电路使我們能求到电流矢量 I_1 , I_0 和 $-I_2''$, 这些矢量也能在圓圖中直接得到。在基本电路(圖 196)中主电路内通过电流 $-I_2'$, 这电流就不能从圓圖中直接求得而仅在借助于某些附加变换时才能求出。

校正系数 σ_1 等于

$$\sigma_1 = 1 + \frac{z_1}{z_\mu} \approx \left(1 + \frac{x_1}{x_\mu} \right) - j \frac{r_1}{x_\mu} = \sigma_1 - j \frac{r_1}{x_\mu}. \quad (307a)$$

由于在大多数情况下比值 $\frac{r_1}{x_\mu}$ 很小,于是可略去 σ_1 的虛数部分而仅考虑其实数部分,等于

$$\sigma_1 = 1 + \frac{x_1}{x_\mu}. \quad (307b)$$

上述基本等值綫路(圖 196)的变换在極限 $\pm\infty$ 間的任意 s 数值时都是可行的。变换的綫路的某种缺点就是它仅提供直接求出电流 $-I_2''$ 和 I_0 的可能性, 而为了求得原边电流还需要把电流 I_0 和 $-I_2''$ 几何地相加:

$$I_1 = I_0 + (-I_2'')$$

由于电流 I_0 当 $\dot{U}_1 = \text{常数}$ 时是不变的, 于是决定不同 s 数值下的电流 I_1 , 以及相应地求出 $-I_2''$ 的不同数值, 就没有什么困难了。

В) 激磁支路的部分移出 現在我們研究一种把激磁支路移到介于綫端和激磁支路結点間的位置上去的方法(圖 199)。在这情况下支路兩端的电压等于

$$\dot{U}'_1 = \dot{U}_1 - I_1 z_{11},$$

同时相应地在(302), (303), (304)和(306)諸式中必須用 $\dot{U}'_1$ 代替 $\dot{U}_1$ 。这样:

$$I_1 = (\dot{U}_1 - I_1 z_{11}) \cdot \frac{z'_2 + z_\mu}{z_{12} z'_2 + z_{12} z_\mu + z'_2 z_\mu}, \quad (308)$$

$$I_0 = \frac{\dot{U}_1 - I_1 z_{11}}{z_{12} + z_\mu} = \frac{\dot{U}_1 - I_1 z_{11}}{z''_\mu}, \quad (309)$$

$$-I_2'' = \frac{\dot{U}_1 - I_1 z_{11}}{z_{12} \sigma_{12} + z'_1 \sigma_{12}^2} = \frac{\dot{U}_1 - I_1 z_{11}}{z''_{12} + z''_2}, \quad (310)$$

$$-I_2' = \frac{\dot{U}_1 - I_1 z_{11}}{z_{12} + z'_2 \sigma_{12}} = \frac{\dot{U}_1 - I_1 z_{11}}{z_{12} + \frac{z''_2}{\sigma_{12}}}, \quad (311)$$

式中

$$\sigma_{12} = 1 + \frac{z_{12}}{z_\mu},$$

$$z''_{12} = z_{12} \sigma_{12},$$

$$z''_2 = z'_2 \sigma_{12}^2,$$

$$z''_\mu = z_\mu \sigma_{12}.$$

激磁支路不仅可向原綫端移近, 而且也可从那里移远。变换过的电路的参数可用下列从圖 199 电路化成圖 196 电路的倒逆程序的方法获得, 在此情况下(圖 200):

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{21} &= 1 + \frac{z'_{21}}{z_\mu}, \\ z''_{21} &= \frac{z'_{21}}{\sigma_{21}}, \\ z''_{22} &= \frac{z'_{22}}{\sigma_{21}^2}, \\ z'_\mu &= \frac{z_\mu}{\sigma_{21}}, \\ -I_2'' &= -I'_2 \sigma_{21}, \\ \dot{U}_2'' &= \frac{\dot{U}'_2}{\sigma_{21}}. \end{aligned} \right\} \quad (312)$$

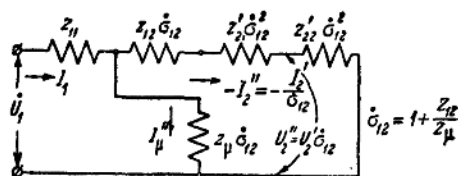


圖 199. 当激磁支路部分移出时异步电机的变换过的等值綫路圖。

最后,如果在圖 196 的綫路中將激磁支路的上端移至阻抗 z'_2 后的 d 点,則变换过的綫路变成两个串接的阻抗,圖 201,而激磁支路被短接因此可以不加考虑。在此情况下圖 196 的全部电路的等值阻抗等于

$$z_u = z_1 + \frac{1}{\frac{1}{z'_2} + \frac{1}{z_u}} = z_1 + \frac{z'_2}{1 + \frac{z'_2}{z_u}} = z_1 + \frac{z'_2}{\dot{\sigma}_2} = z_1 + z''_2, \quad (313)$$

式中

$$\dot{\sigma}_2 = 1 + \frac{z'_2}{z_u}$$

又

$$z''_2 = \frac{z'_2}{\dot{\sigma}_2}.$$

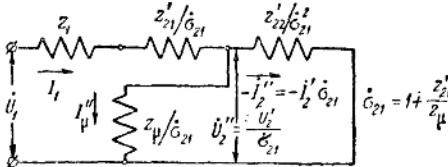


圖 200. 当激磁支路从原綫路部分移近时异步电机的变换过的等值綫路。

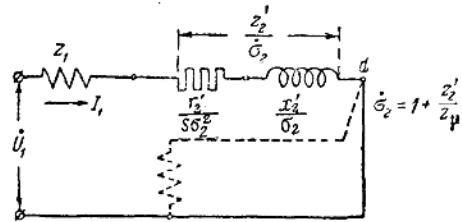


圖 201. 將激磁支路移至副边短接电路端的变换过的等值綫路。

如果略去激磁支路阻抗 z_u 中的有功分量 r_u (圖 201),則

$$\dot{\sigma}_2 = 1 + \frac{z'_2}{jx_u} = 1 + \frac{\frac{r'_2 + jx'_2}{s}}{jx_u} = \left(1 + \frac{x'_2}{x_u}\right) - j\frac{r'_2}{sx_u} = \sigma_2 - j\frac{r'_2}{sx_u}, \quad (314)$$

从上式可得

$$\frac{z'_2}{\dot{\sigma}_2} = \frac{\frac{r'_2 + jx'_2}{s}}{\left(1 + \frac{x'_2}{x_u}\right) - j\frac{r'_2}{sx_u}} = \frac{\left(\frac{r'_2 + jx'_2}{s}\right) \left[\left(1 + \frac{x'_2}{x_u}\right) + j\frac{r'_2}{sx_u} \right]}{\left(1 + \frac{x'_2}{x_u}\right)^2 + \left(\frac{r'_2}{sx_u}\right)^2}. \quad (315)$$

如轉差率 s 如此之大,以至于可略去分子中的 $\left(\frac{r'_2}{s}\right)$ 項以及分母中的 $\left(\frac{r'_2}{sx_u}\right)^2$ 項,則

$$z''_2 = \frac{z'_2}{\dot{\sigma}_2} \approx \frac{s}{\dot{\sigma}_2} + j\frac{x'_2}{\sigma_2}, \quad (316)$$

式中

$$\sigma_2 = 1 + \frac{x'_2}{x_u}. \quad (317)$$

当軸上轉矩变化而轉差率 s 不经过等于或很接近于零的数值(空載或額定負載)的情况下將 z'_2 和 z_u 并入 z''_2 中是适宜的,因为在这些情况中 σ_2 和轉差率 s 有重大的关系,当 $s=0$ 时 σ_2 成为無穷大。当 s 和零相差頗远时,尤其当制動負載时 $s>1$,这种变换較之將激磁支路移至綫端是有卓越的优点的。