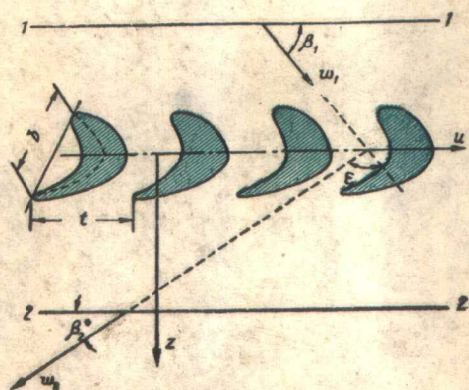


Н. М. 馬 尔 柯 夫 著

渦 輪 機 的 叶 栅 空 气 动 力 特 性 的 计 标



國 防 工 業 出 版 社

渦輪机的叶栅 空气动力特性的 計 算

H. M. 馬尔柯夫 著
刘高联、童景山、成器 译

國防工業出版社

1959

內容簡介

本書根据苏联国立机械制造科技書籍出版社 (Государственное Научно-техническое Издательство Машиностроительной Литературы) 1955年版, 馬尔柯夫 (Н. М. Марков) 著的“渦輪机的叶栅空气动力特性的計算”(Расчет аэродинамических характеристик лопаточного аппарата турбомашин) 一書譯出。

本書內容包括: 渦輪机的叶栅理論的基本問題; 无限長和有限長叶片的叶栅空气动力特性計算方法, 蒸汽輪机級的和燃气輪机級的空气动力特性計算方法等。此外書中还援引了用計算方法来求解实际問題的示例。

本書可供从事渦輪机研究、設計和实验工作的科学研究工作者和工程技术人員参考之用。

國防工業出版社 出版

北京市書刊出版业營業許可証出字第 074 号
机械工业出版社印刷厂印刷 新华書店發行

*

787×1092 $\frac{1}{25}$ 印張 6 $\frac{14}{25}$ 133 千字

1959年8月第一版

1959年8月第一次印刷

印数: 0,001~ 2,400 册 定价 (11) 1.05 元

NO. 3009

目 录

序言	5
各基本量的代表符号	7
标记	8

第一篇 无限长及有限长叶片的叶栅

第一章 无限长叶片的叶栅中叶型损失的计算	9
----------------------	---

§1 叶型损失的性质	9
§2 具有无限薄的出口边缘的叶栅的叶型损失系数	12
§3 叶片出口边缘为有限厚的叶栅中的损失系数	27

第二章 计算叶栅端部损失的公式	33
-----------------	----

§4 端部损失的性质	34
§5 关于确定端部损失问题的一般论点	37
§6 考虑叶片的有限长度时叶栅中之损失系数	39

第三章 叶栅端部损失的计算	42
---------------	----

§7 端壁上三维附面层的微分方程	42
§8 端壁上三维附面层内速度分布图形的扭转	46
§9 各特征值的确定	57
§10 端壁上附面层的近似计算方法	63
§11 端壁附面层外边界上速度分布的计算	67

第四章 计算端部损失的經驗方法。计算结果和	
-----------------------	--

实验数据的比较	69
---------	----

§12 计算端部损失的經驗方法	69
§13 端部损失的实验研究概述。计算结果和实验数据的比较	73

第五章 叶栅气流出口角的计算	78
----------------	----

§14 二维绕流时叶栅气流出口角的确定	78
§15 叶片的有限长度对叶栅气流出口角的影响	81

第六章 叶栅空气动力特性的计算例题	84
-------------------	----

§ 16 二維繞流时, 叶栅空气动力特性的計算例题	84
§ 17 端部損失的計算步驟	87

第二篇 渦輪級

第一章 基元級概述	91
§ 1 基本概念, 基元級	91
§ 2 作用在基元級叶片上的力	95
§ 3 基元級的空气动力特性	96
§ 4 基元級控制截面上气流参数的計算。基元級的作圖	98
第二章 关于二維叶栅和渦輪級的空气动力特性的 相互适应关系	106
§ 5 渦輪基元級的空气动力特性和二維叶栅的特性之間的关系	106
§ 6 按二維叶栅特性計算的渦輪級特性与实验数据的比較	109
§ 7 使渦輪級的計算特性与实验特性之間發生差别的因素	125
第三章 当轉子旋轉时叶片上附面層中流体的运动	128
§ 8 同心截面假說的破坏	128
§ 9 叶片上三維附面層的方程式	133
§ 10 叶片上三維附面層中速度分布曲綫扭轉的表达式	138
§ 11 特征量的确定	147
§ 12 三維附面層的計算	148
第四章 沿渦輪級的空气动力特性計算示例	150
§ 13 渦輪級空气动力特性的計算	150
§ 14 关于各种因素对渦輪級空气动力特性的影响	162

序 言

近十年來，蒸汽輪机和燃气輪机叶栅的空气动力学研究在苏联已經获得了广泛的发展。除了在实验研究方面的成就以外，在理论研究方面也取得了極大的进展。在这方面起着促进作用的是机翼理論的巨大成就，特別是杰出的苏联学者們 H. E. 儒可夫斯基，C. A. 查普萊金，C. A. 赫立斯捷諾維奇和 H. E. 柯欽等的研究成果。目前，以叶輪机叶栅之二維繞流問題的研究为最完善，而对于叶栅中靠近叶片端头处所發生的一些現象以及輪級中气流之研究，則远觉不够。

本書的目的在于闡明与蒸汽輪机和燃气輪机叶栅以及实际渦輪机的基本空气动力特性的計算有关的綜合問題。鑒于叶栅二維繞流問題我們已經在另一專著中討論了，所以在本書中，对这一問題仅援引一些补充材料以便于簡要地說明問題。本書主要在研究叶片有限長度对能量損失和叶栅气流出口角的影响的計算方法以及其他与決定渦輪机基本空气动力特性有关的一些問題。

本書共分兩篇。第一篇是討論叶栅基本空气动力特性的計算。其中第一章是关于二維流动中这些特性計算的扼要叙述；以后各章則討論叶栅端部損失的計算以及叶片有限長度对能量損失和气流流出角偏差的影响的估計方法。

在第二篇中，研究一些与渦輪机基本特性計算以及轉子旋轉对循动部分中气流結構的影响有关的問題。其中第一章叙述关于渦輪級工作的一般知識，并討論了基元級的計算。在第二章里，确定基元級各項特性与导向叶栅和工作叶栅各項特性之間的相互关系。这里还研究了关于輪級特性的計算值与其实驗值是否相符的問題。第三章是闡明轉子旋轉对工作介質在叶片附面層內运动性質的影响，并引述附面層的計算方法。第四章包括一些計算例

6
題，用以說明以上所提出的各種計算方法的實際應用。

在本書中，我們是在氣流以不太高的亞音速流過葉柵的情況下來研究有關葉柵和輪級空氣動力特性計算的一切問題。應當注意，近代蒸汽輪機及燃氣輪機的大部分壓力級也就是在這種速度下工作的。至於在接近臨界速度或超臨界速度下，例如，在疊速級中發生的速度下，有關空氣動力特性計算的各項問題，在本書中不予討論；因為這些問題又構成了一個規模相當大的獨立研究的領域。

本書所敘述的有關計算渦輪機葉柵空氣動力特性的方法，也可以推廣到其他軸流式的葉輪機上。

著 者

各基本量的代表符号

- p ——压力, 公斤/公尺²;
 ρ ——流体的密度, 公斤·秒²/公尺⁴;
 γ ——流体的重量, 公斤/公尺³;
 g ——重力加速度, 公尺/秒²;
 ν ——运动粘性系数, 公尺²/秒;
 c_p ——流体的等压比热, 大卡/公斤·度;
 R ——气体常数, 公斤·公尺/公斤·度;
 A ——功的热当量 ($A = \frac{1}{J} = \frac{1}{427}$ 大卡/公斤·公尺; 其中 J 是热的功当量——譯者), 大卡/公斤·公尺;
 k ——絕热指数;
 n ——多变过程指数;
 i_0 ——流体之总能量, 公斤·公尺/公斤;
 T ——流体绝对温度, °K;
 u ——沿叶栅轴向之座标軸;
 z ——与叶栅軸垂直的座标軸;
 x ——沿叶片周綫自进口临界点起算的座标;
 y ——与表面外法綫重合的座标軸;
 δ ——附面层厚度, 公尺;
 δ^{**} ——附面层的假想厚度, 公尺;
 c ——绝对运动中的流速, 公尺/秒;
 w ——相对运动中的流速, 公尺/秒;
 $\omega_{\text{окр}}$ ——圆周速度, 公尺/秒;
 U ——在二維附面层外边界上的速度 (在三維附面层中, 则表示縱向分速), 公尺/秒;
 V ——三維附面层外边界上的橫向分速度, 公尺/秒;
 a_1 ——音速, 公尺/秒;
 c_{00}^* ——气流的等熵滞流音速, 公尺/秒;
 α ——绝对运动中气流方向角, 度;
 β ——在相对运动中气流方向与栅軸間的夹角, 度;
 $\beta^* = 180^\circ - \beta$, 度;
 φ ——三維附面层中速度方向与其外边界上的速度方向間的夹角, 度;
 ω ——轉子角速度, 1/秒;
 F ——面积, 公尺²;
 G ——叶栅每一气道所通过的流量, 公斤/秒; 当研究无限长叶片的叶栅时, 流量 G 是对 1 公尺叶片长度而言, 公斤/秒·公尺;
 τ ——摩擦应力, 公斤/公尺²;
 D ——叶栅的平均直径, 公尺;
 r ——半径, 当考虑二維叶栅时, 则代表叶片之母綫方向的座标軸, 公尺;

- l —— 叶片長度, 公尺;
 b —— 叶片的弦長, 公尺;
 $\overline{l} = \frac{l}{b}$ —— 叶片的相对長度;
 B —— 叶片的寬度, 公尺;
 t —— 叶栅的間距, 公尺;
 $\overline{t} = \frac{t}{b}$ —— 叶栅的相对間距;
 s —— 叶片出口邊緣的厚度, 公尺;
 φ^* —— 流量系数;
 φ^{**} —— 速度系数;
 ζ_0 —— 二維流动中的損失系数;
 ζ —— 按照叶片有限長度的損失系数;
 η —— 效率;
 R —— 雷諾数;
 M —— 馬氏数 (Число маневского) ●
 $R_\delta = \frac{U\delta}{\nu}$ —— 該处局部雷諾数;
 $R^{**} = \frac{U\delta^{**}}{\nu}$ —— 按假想厚度 δ^{**} 計算的該处局部雷諾数。

标 記

- вх —— 导向叶栅前的截面;
 1 —— 导向叶栅后的截面 (或單个叶栅前的截面);
 2 —— 工作叶片邊緣后的截面 (或單个叶栅后之截面);
 н —— 表明各該量是属于导向叶片的叶栅的;
 р —— 表明各該量是属于工作叶片的叶栅的;
 ст —— 輪級;
 э. ст —— 基元級;
 ср —— 各項平均值;
 0 —— 等熵流动;
 00 —— 等熵滞流;
 κ —— 叶型出口邊緣处附面層的截面。
 其余各种符号所代表的意义見正文中的說明。

● 在其他国家的文献中, 通称为馬赫数 (Число маха), 实际上 Маневский 引
用此数較 Мах 为早。——譯者

第一篇 无限長及有限長叶片的叶栅

为了評定渦輪导向叶栅及工作叶栅工作的优劣程度，必須而且也只要知道它們的两个基本空气动力特性，即損失系数和叶栅的气流出口角度。当工作介質●在叶栅入口处的运动方向为已知时，这些特性就完全决定了叶栅內的能量損失以及叶栅与气流之間相互力的作用。

第一章 无限長叶片的叶栅中 叶型損失的計算

§1 叶型損失的性質

当气流流过由无限長叶片組成的叶栅时，气流中所产生的能量損失，也就是繞流叶栅时在气流之二維流动部分所产生的損失，通常称为叶型損失。这种損失的量由叶型損失系数来决定。

叶栅叶型損失計有：

- 1) 在叶片表面上所形成的附面層中的摩擦損失；
- 2) 在叶栅出口边緣后渦迹中的損失。

应当注意：在一定的条件下，附面層可能与叶片表面發生分离，也可能产生激波。这就造成能量的副損失。

附面層內的摩擦損失 当粘性流体流过叶栅时，在叶片表面附近流体受到阻滯——形成所謂附面層。附面層中的流速不等于主流的速度；叶片表面上的流速等于零，而只有在距表面某一距

● 以下称工作介質为“流体”，“流体”这个名称在广义上可同时用于不可压缩及可压缩的介質。凡是在不考虑压缩性的地方，則注明“不可压缩流体”。

离的地方（即在附面層的外部边界上），才逐渐与主流的速度相等。由于在附面層的厚度中流体以各种不同的速度运动，所以在附面層中各層流体之間就發生摩擦。为了克服这种摩擦，就需要耗費流体的可用能量。換句話說，附面層中發生摩擦，就会引起能量的損失。

不管主流的运动性質怎样，附面層內流体的运动，可以是層流，也可以是紊流。附面層中介質运动的性質与下列一些因素有关：沿叶片表面雷諾数 $R = \frac{Ux}{\nu}$ 的变化范围，压力梯度的大小和方向，叶片表面的粗糙度以及流向叶栅的流体紊流度。雷諾数 R 的增大和叶片表面压力沿流向的增高，都会促使附面層內的流动由層流变为紊流。表面粗糙度以及滞积到叶栅的气流紊流度的增大，也会促使層流变为紊流。对于層流和紊流的特点不准备詳細研究，但必須指出，紊流附面層內的能量損失，可能超过層流附面層內的能量損失若干倍。

当二維气流繞流叶栅时，由于流体与叶片表面的摩擦所引起的能量損失一般取决于下列因素：

- 1) 叶型的几何参数和叶片位置，即叶片的型面，栅距及安装角；
- 2) 气流的入口方向；
- 3) 雷諾数 $R = \frac{w_2 b}{\nu}$ ；
- 4) M 数；
- 5) 表面粗糙度和滞积到叶栅的气流的紊流度。

应当注意，实际上只有当叶片表面在渦輪运转过程中叶片上出現銹蝕痕迹或在燃气輪机中出現侵蝕痕迹以后，表面粗糙度才会發生影响。經過适当加工的新制叶片，它的表面粗糙度極其微小，实际上对附面層內的摩擦不起什么影响。

緣后損失 我們知道，当粘性流体流过叶栅时，在叶片出口邊緣后面就会形成渦迹。

当叶片出口邊緣具有有限厚度时，叶栅出口处的气流总是与

出口邊緣分离。結果就在每一出口邊緣后面形成一个旋渦区，这就引起能量的損失。这部分損失即称为緣后損失。

緣后損失的大小与叶片出口邊緣的厚度、形状、附面層的厚度以及附面層下流的性質有关。

在研究出口邊緣極薄的叶片时，在渦迹中只由于使气流均匀化所引起的能量損失，比附面層內摩擦損失要小，因此可以略去不計。

附面層的分离 当沿叶片周綫的压力分布中出现扩压段时，则在一定条件下附面層可能产生与叶片表面的分离。

在这种扩压段上，附面層內沿任一流綫运动着的流体質点的速度，随着它們沿流体往下的运动而逐漸减低。同时，这些質点的动能也随之减小。可能在扩压段某一截面的叶片表面上，阻滯流体質点运动的各項力的总和，也就是正压力梯度与摩擦的共同作用，将会超过气流的动能[●]，于是質点停止运动，然后就能朝着与主流相反的方向移动。在附面層中流体質点的这种运动会使流体与叶片表面分离；我們知道，这样就会引起能量的損失。在某些繞流状态下，由于气流分离所引起的能量損失可能大大超过摩擦損失。此外，附面層的分离也会使气流的有效截面减小，結果（当叶栅中的压力降一定时）就会使通过叶栅的流体的流量减小。

在大多数情况下，要在叶栅入口处整个具有实际意义的气流方向变化範圍內都避免气流分离現象，是无法办到的。通常在設計叶栅的型面时，保証在計算工作状态的範圍內能够得到无分离的繞流。若在計算工作状态下叶栅中的压力降很大，同时叶片型面的設計以及栅距的选择又很适当，則可以在相当广的 β_1 角变化範圍內获得无分离的流动。在压力降不大的工作叶栅中，无分离繞流的区域照例是比較小的。

● 即在该截面上靠近物壁处将有 $\left(\frac{\partial v}{\partial n}\right)_{n=0}=0$ ；其中 n 表示物壁之法綫

方向。——譯者

由激波所引起的能的損失 我們知道，当流向叶栅气流的速度达到所謂临界值时，在叶片凸面上，流速就会达到音速。若再将速度 w_1 提高，則在气道中将形成一个超音速区。由超音速回到亞音速的轉变是跃进式地發生的，同时形成所謂激波，而且总是同时使熵增加，因而也就引起能量的損失。此外，激波中的很大压力梯度常常会使附面層分离，而这也会增加能量的損失。

从以上所述可以看到，在叶栅中發生分离現象或激波都会导致叶栅空气动力特性的急剧惡化。可惜目前还没有計算这些損失的解析方法。当設計叶栅型面时，选择叶栅的各几何参数和入口条件，应使在計算工作状态下既可避免附面層的分离，又可避免激波的形成。

应当注意：直到現在，对于渦輪的循动部分的計算，在工厂中以及在教学用書籍中，除了上述的能量在叶型損失中的各組成部分外，还往往采用关于“冲击”損失的概念。必須指出，这种損失的概念，特別是計算这种損失的方法都是不可靠的，并且与叶栅中实际的流动性質，也是不相符合的。

当气流不是沿着最合适方向(所謂无冲击的方向)流入叶栅时，不会在叶栅中引起任何其他額外的部分能量損失；只是叶型損失的量可能發生变化。其原因如下：当 β_1 角大于或小于其計算值时，压力沿叶型周綫的分布，自然也有所改变。这就可能导致能的摩擦損失值的改变以及附面層的分离或激波的产生，結果，叶型損失量也發生变化。

§2 具有无限薄的出口边緣的叶栅的叶型損失系数

在苏联的文献中，关于計算叶栅中叶型損失的問題，已經获得完全适于实际应用的解法。

对于具有无限薄的出口边緣的渦輪叶栅（即减压式叶栅——譯者），最初解决这个問題时，沒有考虑到附面層中流体的可压缩性。后来又找到了同时考虑到附面層內流体可压缩性的解法，嗣

后又曾把这种解法推广到扩压式叶栅繞流的情况中。

除上述外, Л. Г. 罗强斯基及 И. Л. 波夫赫也都研究过叶栅的叶型阻力的計算問題。在外国也可以看到有关这个問題的一些著作。

下面引述叶型损失的概括性计算方法, 它对于减压式叶栅和扩压式叶栅的繞流問題均能适用。

叶栅中的能量损失, 可用损失系数 ζ 来估計:

$$\zeta = \frac{E_n}{G \cdot E_0},$$

这个系数是叶栅中能量损失与实际流过叶栅的流体可用能量的比值。

为了决定 ζ 值, 必須預先求出損失。現在讓我們就叶片表面沒有附面層分离現象和气流中不产生击波的情况来考察这个問題。如上所述, 在这种情况下的能量损失, 是由于附面層中的摩擦与叶片出口边缘后渦迹中的旋渦而引起的。

实验表明, 如果叶型的出口边缘很薄, 那末由于使叶栅后气流均匀化以及渦迹中形成旋渦所造成的能量损失是極其微小的,

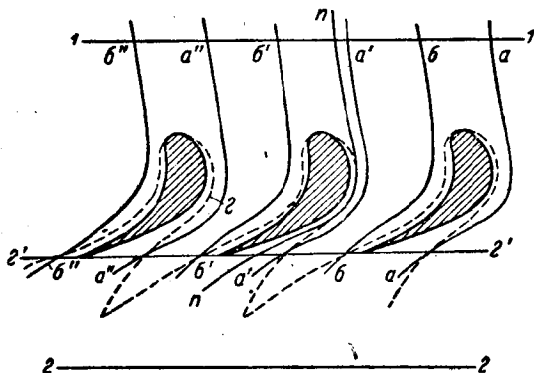


圖 1 粘性流体繞流叶栅簡圖。

以致可以把它略去不計。这就使我們有权用測定截面 1—1' 与 2'—2' 間的能量损失来代替測定截面 1—1' 与 2—2' 間的能量损失(圖 1)。

圖 1 为实际流体 (即有粘性的可压缩流体) 流过二维叶栅的简图。

在叶栅出口截面上通过附面层外边界 2 的流线 aa' , bb' 等把无能量损失的中央位流区划分出来。这样, 确定叶栅中的能量损失, 就归结为确定 $abba'$, $a'b'b'$, a' 等各边界区内的能量损失了。

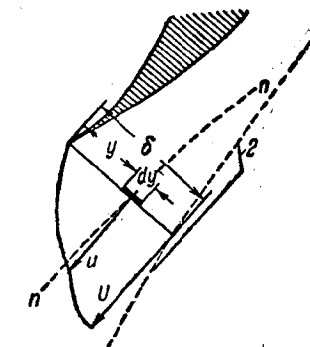


圖 2 叶栅出口截面上附面层厚度中的速度分布。

我們注意: 由于附面层厚度很小, 通常假定层内厚度中的压力 p 为常数, 而且等于附面层外边界上的压力; 于是截面 $2'-2'$ 上的压力可以近似地认为与叶片出口边缘处的压力 p_k 相等。

据此, 可以写出表示通过出口边缘处附面层微元截面积的流体由摩擦所引起的能量损失的式子:

$$dE_T = \left[\left(\int_{p_k}^{p_1} \frac{dp}{\rho} + \frac{w_1^2}{2} \right) - \frac{u_k^2}{2} \right] \rho_k u_k dy, \quad (1)$$

式中 u —— 附面层内流体的速度。

由于在附面层外面流体的运动没有损失, 所以下列等式成立:

$$\int_{p_k}^{p_1} \frac{dp}{\rho} = \frac{U_k^2}{2} - \frac{w_1^2}{2}.$$

于是方程 (1) 可写成

$$dE_T = \frac{1}{2} (U_k^2 - u_k^2) \rho_k u_k dy.$$

求此方程式积分, 即得:

$$E_T = \frac{1}{2} \sum_0^{\delta_k} \int \rho_k (U_k^2 - u_k^2) u_k dy.$$

符号 Σ 在这里和以后都意味着把求和号下的表示式分别对叶片凹、凸二面算出, 然后再将两者结果相加。

可用能量 E_0 为:

$$E_0 = \frac{(w_2)^2}{2g} \circ$$

对于長一公尺的叶片而言, 通过叶栅通道的流体的实际流量可用下式表示:

$$G = G_0 - g \Sigma \left(\rho_{K,0} U_{K,0} \int_0^{\delta_K} dy - \int_0^{\delta_K} \rho_K u_K dy \right),$$

式中 G_0 ——在等熵流动下的流量;

$\rho_{K,0}$ ——在等熵流动下, 出口截面上靠近出口边缘处 ($0 \leq y \leq \delta_K$) 的流体密度。

$\rho_{K,0}$ 值可以相当准确地等于实际流动中流体在距离叶片表面 $y = \delta_K$ 处的密度。必须指出, $U_{K,0}$ 也应理解为在等熵流动下靠近叶片出口边缘处的流体速度。假定在 $y = \delta_K$, 也就是 $U_{K,0} = U_K$ 时, 这个速度与实际流动的速度相等。

经过换算, 并引用附面层的假想厚度的概念, 可得:

$$\zeta_0 = \frac{\rho_{00} \sum H_{K,CSE}^{***} U_{K,0}^3}{\left(\frac{G_0}{g} - \rho_{00} \sum H_{K,CSE}^* U_K \delta_{K,CSE}^{**} \right) (w_2)^2}, \quad (2)$$

式中

$$\delta_{K,CSE}^{**} = \int_0^{\delta} \frac{(1-\alpha^2)^{\frac{k}{k-1}}}{1-\alpha^2} \cdot \left(1 - \frac{u}{U} \right) \frac{u}{U} dy \left(\alpha_0 = \frac{U}{\sqrt{2} i_0}; \text{又 } \alpha = \frac{u}{\sqrt{2} i_0} \right)$$

——在考虑流体可压缩性时的附面层计算中所得到的附面层假想厚度;

$H_{K,CSE}^{***}$ 和 $H_{K,CSE}^*$ ——特性值, 它们分别表示附面层在出口边缘上的某两个假想厚度的比。

当不可压缩流体通过叶栅时, 我们可以得出下式以求损失系数 ζ_0 :

$$\zeta_0 = \frac{\sum \rho_K H_K^{***} U_K^3}{\left(\frac{G_0}{g} - \sum \rho_K H_K^* U_K \delta_K^{**} \right) (w_2)^2} \circ \quad (3)$$

决定这公式中所包含的量 δ^{**} 、 H^{***} 和 H^* 时，都不考虑流体的可压缩性。这时，附面层假想厚度 δ^{**} 的表示式如下：

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{U}\right) \frac{u}{U} dy。$$

应注意，流体的实际流量也可以用下式表示：

$$G = G_0 \cdot \varphi^*,$$

式中 φ^* ——流量系数。

流量系数的表示式应写成：

$$\varphi^* = \frac{\rho_2 \sin \beta_2 \omega_2}{(\rho_2)_0 \sin(\beta_2)_0 (\omega_2)_0} = \varphi^{**} \frac{\rho_2}{(\rho_2)_0} \frac{\sin \beta_2}{\sin(\beta_2)_0}。$$

不过，在实际确定等熵流动下的流量时，都略去附面层对翼栅绕流情况所产生的反影响，而按下式计算：

$$G_0 = g(\rho_2)_0 t \sin \beta_2 (\omega_2)_0。$$

那末

$$\varphi^* = \varphi^{**} \frac{\rho_2}{(\rho_2)_0}。$$

假若是不可压缩流体的流动，并将控制截面放置在叶栅后无限远处时，就得到 $\varphi^* = \varphi^{**}$ 。在解决上述问题时，对于可压缩流体的流动也可以采用系数作 φ^* 和 φ^{**} 的方程，这对于实际应用具有足够的准确度。

于是可以写成

$$G = G_0 \sqrt{1 - \zeta_0}。$$

公式 (2) 和 (3) 可分别改写成

$$\zeta_0 = \frac{\rho_{00} \sum H_{K, \text{CPE}}^{***} U_K^3 \delta_{K, \text{CPE}}^{***}}{\frac{G_0}{g} \sqrt{1 - \zeta_0} (\omega_2)_0^2}； \quad (4)$$

$$\zeta_0 = \frac{\sum \rho_K H_K^{***} U_K^3 \delta_K^{***}}{\frac{G_0}{g} \sqrt{1 - \zeta_0} (\omega_2)_0^2}。 \quad (5)$$

按照公式 (4) 与 (5) 求 ζ_0 时，应采用逐步近似法。在计算损失系数 ζ_0 的一级近似值时，可以使 $\sqrt{1 - \zeta_0}$ 的值等于 1。