に近い。 $\bar{u}/c$ が図の如き点線に沿つて変化すると見做せば次式を得る。

$$\frac{\bar{u}}{c} = 2.0 + 5.656 \log \frac{cr}{\nu} \dots\dots\dots (13)$$

管内の圧力降下は周知の如く次式に與へられる。

$$\frac{dp}{dx} = \lambda \frac{\rho \bar{u}^2}{2d}$$

dp は dx 間の圧力降下、 d は管の直径である。尚 λ と $\bar{u}/c$ の間には次の関係が存する事もよく知られてゐる。

$$\frac{\bar{u}}{c} = \sqrt{\frac{8}{\lambda}}$$

故に (13) 式により $1/\sqrt{\lambda}$ を與へる式を求める事が出来る。

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{\lambda}} &= \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{\bar{u}}{c} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left(2.0 + 5.656 \log \frac{cr}{\nu} \right) \\ &= 0.707, 1 + 2.0 \log \frac{cr}{\nu} \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

第 4 図に (14) 式の直線と実験値とを示す。両者は甚だよく一致してゐる。Nikuradse は $1/\sqrt{\lambda}$ を次式⁽⁷⁾にて與へてゐる。

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -0.8 + 2 \log (R_e \sqrt{\lambda}) \dots\dots\dots (15)$$

(14) 式と (15) 式とを比較するため $\log(cr/\nu)$ と $\log(R_e \sqrt{\lambda})$ との関係を求めるに

$$\log (R_e \sqrt{\lambda}) = \log \left(\frac{2\bar{u}r}{\nu} \frac{c}{\bar{u}} \sqrt{\frac{8}{\lambda}} \right) = 0.752, 6 + \log \frac{cr}{\nu}$$

この関係を (14) 式に入れば

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{\lambda}} &= 0.707, 1 + 2 \left[\log (R_e \sqrt{\lambda}) - 0.752, 6 \right] \\ &= -0.798, 1 + 2 \log (R_e \sqrt{\lambda}) \end{aligned}$$

この式は殆ど Nikuradse の式 (15) と同一の値を與へる。

4. 總 括

筆者は滑かなる管内における乱流の速度分布を表す実験式として次式を得た。

$$\begin{aligned} \frac{u}{c} &= \frac{U}{c} e^{-2n\phi} \cong \frac{U}{c} (1 - 2n\phi) \\ \phi &= \tanh^{-1} \sqrt{Y} - \tan^{-1} \sqrt{Y} \\ \frac{U}{c} &= 5.4 + 5.8 \log \frac{cr}{\nu} \\ n &= 0.218 - 0.023 \log \frac{cr}{\nu} \end{aligned}$$

次に上式を基として理論的に速度変化、混合距離 (Prandtl) の假説を採用、平均速度及び抵抗を與へる次の諸式を導いた。

$$\begin{aligned} \frac{d(u/c)}{dY} &= -2n \frac{U}{c} e^{-2n\phi} \frac{\sqrt{Y}}{1-Y^2} \cong -2n \frac{U}{c} \frac{\sqrt{Y}}{1-Y^2} \\ \frac{l}{r} &= -\sqrt{Y} \frac{d(u/c)}{dY} = \left(1/2n \frac{U}{c} \right) e^{2n\phi} (1-Y^2) \\ &\cong \left(1/2n \frac{U}{c} \right) (1-Y^2) \\ \frac{\bar{u}}{c} &= 2 \int_0^1 \frac{u}{c} Y dY \cong \frac{U}{c} \left(1 - \frac{4}{3} n + 1.492 n^2 \right) \\ &\cong 2.0 + 5.656 \log \frac{cr}{\nu} \\ \frac{1}{\sqrt{\lambda}} &= \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{\bar{u}}{c} = 0.707, 1 + 2.0 \log \frac{cr}{\nu} \end{aligned}$$

上記の諸式よりの計算値と Nikuradse の実験値とを比較するにレーノルド数の如何に拘らず管壁及び中心附近共に甚だよく一致する。

蒸 気 ター ビ ン の 限 度 出 力 に 就 て

(昭和 10 年 11 月 9 日 應用力学講演會に於て講演)

正 員 石 川 政 吉⁽¹⁾

On the Limit Power of the Steam Turbine

By Masakiti ISIKAWA, Member

1. 緒 言

すべての原動機が単位出力のなるべく大きいものまで進む傾向がある。殊に蒸気タービンでは、発電用復水タービンは益々大出力のものが要求される情勢にある。而して大出力のものにも出来得れば高速度を使ふこと、即ち或る高速度で出来得るだけの大出力まで進むことが價格や場所の点に於て極めて有利である。

或る回転数に於て、現在の材料と製作技術とを以て進み得る最大限度と考へられる出力を有すべき蒸気タービンをその回転数に対する限度タービンと云ふ。その出力はその回転数に対する限度出力である。回転数が違へば限度出力は異なる。限度出力が問題になるのは専ら発電用復水タービンの場合であつて、工場用特殊タービンでは斯の如き大出力のものは殆ど使はれてゐないからこの問題は起らない。偕て発電用タービンの回転数は発電機の電極数と周波数とに應じて第 1 表の様

(7) 脚註 (3) S. 32

(1) 東京工業大学

今日の問題は、3,000 又は 3,600 回転で何 kW まで進み得るか云ふ点にある。その限度を越せば、1,500 又は 1,800 回転にしなければならない。1,500 又は 1,800 回転ならばかなりの大型のものまで行ける。

第 1 表

周波数	発電機電極数		
	1 対	2 対	3 対
50~	3,000 rev/mn	1,500 rev/mn	1,000 rev/mn
60~	3,600 "	1,800 "	1,200 "

$$\tau = (p - t / \sin \beta_2) / \rho$$

なる割合に狭められる。又 c_2 m/s を羽根から出る蒸気の絶対速度、 α_2 をその角度 (第 3 図) とすれば、蒸気体積は

$$V = \tau F c_2 \sin \alpha_2 \\ = \tau \pi D l c_2 \sin \alpha_2 \text{ m}^3/\text{s}$$

2. 限度出力に關係する諸因子

蒸気タービンの限度出力は先づ計算によつて推定される。今日発電用タービンとして一般に使はれてゐるのは再生抽気タービンであり、場合によつては再熱タービンも使はれるけれども、これ等は暫く置いて、先づ純復水タービンのみに就て限度出力を考へることにする。再生抽気タービン等に対しては後で適當に修正を施すものとする。

今 G kg/h を毎時の總蒸気量、 H kcal/kg を使用蒸気の復水器圧力までの理論的断熱熱降下 (ランキン熱降下)、 η をタービン効率とすれば、そのタービンの正味出力 L は

$$L = GH\eta/860 \text{ kW.}$$

L を大きくするためにこの式の因子をどこまで大きくすることが出来るかを検討して見よう。

η : 今日の大形タービンでは 0.80~0.84 の効率が得られるものと考へられる。こゝでは $\eta=0.82$ とすることにしよう。

H : 断熱熱降下 H は使用蒸気の圧力、温度及び復水器圧力 p_e が分れば蒸気表から或はモリエ線図から求められる。今 $p_e=0.04$ kg/cm² 絶対 (96% 真空) の場合に就て、種々の蒸気圧力及び温度に対する H を機械学会蒸気表から求むれば第 1 図の様になる。高压高温の蒸気を使ふほど當然 H が大きくなる。 H の中庸値は 300 kcal/kg と考へてよい。

G : 一或る段 (ステージ) の出口における毎秒の通過蒸気の總体積を V m³/s とし、蒸気の比体積を v_2 m³/kg とすれば、單流タービンの場合には

$$G = 3,600 V / v_2 \text{ kg/h.}$$

而して l m を動羽根の有効長さ、 D m を羽根輪のピッチ円直径 (第 2 図) とすれば、羽根輪の見掛けの蒸気通路面積は

$$F = \pi D l \text{ m}^2$$

となる。更に ρ を羽根の刻み、 t を羽根出口の厚さ、 β_2 を出口の角度 (第 3 図) とすれば、羽根輪の通路は羽根の厚さのために

昭和 11 年 5 月]

第 1 図 断熱熱降下 H

第 2 図 羽根車

第 3 図 動羽根

第 4 図 $i-s$ 線図

となり、従つて

$$G = 3,600 \tau \pi D l c_2 (\sin \alpha_2) / v_2 \text{ kg/h}$$

この中で v_2 は段から段へと蒸気の膨脹につれて次第に増大し、それに従つて $F = \pi D l$ を段毎に大きくして行く必要がある。然しタービンの高压部及び中圧部では一般に v_2 が左程大きくならないから、蒸気量 G の相當に大きい大型タービンでも D 及び l を左程大きくしなくとも済む。

蒸気が大気圧以下に膨脹して来ると v_2 の増大が急激になり、復水器圧力に下れば極めて大きいものになる。従つて大量の蒸気を通す場合には最終段の D 及び l は非常に大きくしなければならない。終には強さ又は構造の点から制限を受ける様になる。即ち復水タービンを通過し得る蒸気量は、最終段に於て強さの点から許され得る $D_{\max}$ 及び $l_{\max}$ 又はこれ等に相當する $F_{\max}$ で制限される。

今 v, c, τ, α を最終段の出口における値とすれば蒸気量の最大限度は

$$G_{\max} = 3,600 \tau \sin \alpha \cdot c (\pi D_{\max} l_{\max}) / v.$$

$G_{\max}$ を流し得るタービンは限度タービンであり、その限度出力は

$$L_{\max} = 3,600 \eta \tau \sin \alpha \cdot c H (\pi D_{\max} l_{\max}) / 860 v \text{ kW.}$$

こゝで v は第 4 図に示す様に蒸気の初状態 A と復水器圧力 p_e と内部効率 η_i とが分れば膨脹の最終点 E における比体積として定められる。今 $p_e=0.04$ kg/cm² 絶対、 $\eta_i=0.82$ ($\equiv \eta$) とし種々の蒸気状態に対して v を求めれば第 5 図の様になる。 v の中庸値は 30 m³/kg と考へてよい。

c は最終段に於ては残焓損失として失はれるのであるから、この損失が熱降下 H に対して余り大きな割合にならない様にする。残焓損失の H に対する割合を δ とすれば

$$c^2 / (427 \times 2 \text{ g}) = \delta H$$

$$c = 91.51 \sqrt{\delta H}.$$

δ は限度タービンでは 0.03~0.05 (3~5%) 程度である。

今 $\eta=0.82$, $\tau=0.95$, $\sin \alpha=1$ にとり、 H , v 及び δ に対しては夫々中庸値を標準にとつて

$$H=300(H/300), \quad v=30(v/30)$$

及び $c=91.51\sqrt{0.04 \times 300} \sqrt{\delta/0.04} \sqrt{H/300}$

と置けば

$$L_{\max}=10,340(\pi D_{\max} l_{\max}) \frac{(H/300)^{3/2}}{(v/30)} (\delta/0.04)^{1/2} \text{ kW} \dots (1)$$

$D_{\max}$ 及び $l_{\max}$ を cm で表し $F_{\max}=\pi D_{\max} l_{\max}$ を cm^2 で

第5図 最終段における比体積

表せば

$$L_{\max}=1.034(\pi D_{\max} l_{\max}) \frac{(H/300)^{3/2}}{(v/30)} (\delta/0.04)^{1/2} \dots (1')$$

この中 $1.034(\pi D_{\max} l_{\max})$ は $H=300$, $v=30$ 及び $\delta=0.04$ なる中庸状態のときの限度出力であり、 $F_{\max}$ に比例する (略等しい)。最終段の羽根輪面積の 1cm^2 につき略 1kW が得られる勘定になる。

$(H/300)^{3/2}(v/30)^{-1}(\delta/0.04)^{1/2}$ は実際の蒸気状態における限度出力に直すための修正係数である (第9図及び第10図)。

併て限度出力は $F_{\max}=\pi D_{\max} l_{\max}$ に比例することが分つた。而して $D_{\max}$ 及び $l_{\max}$ は主として羽根の強さで制限される。この際他の条件、例へばタービン円板の強さ等の問題は二次的な制限を與へるに過ぎない⁽²⁾。従つて羽根の強さの見地のみから $D_{\max}$ 及び $l_{\max}$ を求めて $L_{\max}$ を推定することにしよう。

3. 限度出力の大きさ

先づ強さの点から許される羽根の最大寸法を求めよう。羽根には主として遠心力による引張応力が働く。第6図に於て l cm を羽根の有効長さ、

$$l=r_2-r_1,$$

D cm を羽根輪のピッチ円直径、

$$D=r_1+r_2,$$

ρ kg/cm³ を羽根材の密度、

$$\rho=7.85 \times 10^{-3}$$

⁽²⁾ Kluge, Die Grenzleistung von Dampfturbinen, Archiv f. Wärmew. u. Dampf., 1931, S. 49.

n を毎分回転数、

$\omega=2\pi n/60$ 毎秒角速度、

$f\text{cm}^2$ を羽根車中心から半径 r cm なる点における羽根の断面積、

σ kg/cm² を f なる断面における應力、

σ_0 kg/cm² を先端における應力

とする。 σ_0 はシュラウドの遠心力が羽根の先端断面に一樣に分布されてゐるものと考へ、それによる應力である。

長さ dr なる微小部における應力と遠心力との釣合の関係

第6図 羽根に働く力

第7図 強さ一樣な羽根

からして

$$f\sigma=(f+df)(\sigma+d\sigma)+(\rho f dr/g)r\omega^2$$

故に $\sigma df+f d\sigma+(\rho f dr/g)r\omega^2=0 \dots (2)$

(2) 式を基にして二三の型の羽根に就て最大寸法を定めよう。

(a) 断面積一樣な羽根

(2) 式に $f=\text{一定}, df=0$

を入れて積分し、先端 $r=r_2$ に於て $\sigma=\sigma_0$ になるといふ条件によつて積分恒数を決定すれば、

$$\sigma-\sigma_0=\rho(r_2^2-r^2)\omega^2/2g \dots (3)$$

應力は根元 $r=r_1$ に於て最大になり、それを σ_1 とする。

$r_2-r_1=l$, $r_2+r_1=D$ なる関係を使い、且常数を整理すれば

$$\sigma_1-\sigma_0=1.40 \times 10^{-8} \pi D l n^2 \dots (4)$$

σ_1 を材料の許し應力 $\sigma_{\max}$ まで上げれば、 D 及び l は強さの点から許される最大のものとなる。即ち

$$F_{\max}=\pi D_{\max} l_{\max}=7.95(\sigma_{\max}-\sigma_0)/(n/3,000)^2 \text{ cm}^2 \dots (5)$$

n は 3,000 を基準にとり、7.95 は 3,000 回転のときの値である。

(b) 強さ一樣な羽根

先端断面におけるシュラウドの遠心力による應力 σ_0 は一般に材料の許し應力より小さい。こゝでは先端から或る長さは断面を一樣にし、應力が許容値に達した断面から根本までを、一樣な應力になる様な形で太くした羽根を強さ一樣な羽根と考へる (第7図)。

断面が一樣な先端部分に対しては (3) 式がその儘當嵌る。而して $r=r_3$ の所では應力が根元部分における一樣な應力 σ_1 と等しくなる譯であるから

$$\sigma_1 - \sigma_0 = \rho(r_3^2 - r_1^2)\omega^2/2g \quad \dots\dots\dots(6)$$

次に應力が一樣な部分に対しては、根本式 (2) に $d\sigma=0$ を入れて積分し、 $r=r_3$ に於て $f=f_2$ (先端の断面積) となると云ふ條件によつて積分恒数を決定すれば

$$\sigma_1 \log_e(f_1/f_2) = \rho(r_3^2 - r_1^2) \cdot \omega^2/2g \quad \dots\dots\dots(7)$$

但し

$$r_3 \geq r \geq r_1$$

この式は断面の変化を計算するのに使はれる。尙羽根の根元 $r=r_1$ に於ては $f=f_1$ となるから

第 8 圖 強さ一樣な羽根を使った場合の限度出力

$$\sigma_1 \log_e(f_1/f_2) = \rho(r_3^2 - r_1^2)\omega^2/2g \quad \dots\dots\dots(8)$$

(6) 式と (8) 式とから r_3 を消去し常数を整理すれば

$$\sigma_1(1 + \log_e m) - \sigma_0 = 1.40 \times 10^{-8} \pi D l n^2 \quad \dots\dots\dots(9)$$

但し

$$m = f_1/f_2$$

σ_1 を許し應力 $\sigma_{\max}$ まで上げた場合の羽根の最大寸法は

$$F_{\max} = \pi D_{\max} l_{\max} = 7.95 \{ \sigma_{\max}(1 + \log_e m) - \sigma_0 \} / (n/3,000)^2 \quad \dots\dots\dots(10)$$

$m=1$ なる場合は断面一樣な羽根となり、當然 (10) 式は (5) 式と一致する。

(10) 式を (1') 式に入れれば強さ一樣な羽根を使った場合の限度出力が求められる。即ち

$$L_{\max} = 8.22 \left\{ \sigma_{\max}(1 + \log_e m) - \sigma_0 \right\} \frac{(H/300)^{3/2} (\delta/0.04)^{1/2}}{(v/30)(n/3,000)^2} \quad \dots\dots\dots(11)$$

$$\text{今 } L_0 = 8.22 \left\{ \sigma_{\max}(1 + \log_e m) - \sigma_0 \right\} \quad \dots\dots\dots(12)$$

と置けば、これは $H=300$, $v=30$, $\delta=0.04$, $n=3,000$ なる標準状態のときの限度出力である。(11) 式の残りの分数式で表された項は標準状態以外のときの限度出力に直す場合の修

正係数である。

大型羽根に対しては引張強さ 8,000 kg/cm² 程度の不銹鋼

第 9 圖 修正係数 $\phi = (H/300)^{3/2} (v/30)^{-1}$

第 10 圖 修正係数

$$\phi = (\delta/0.04)^{1/2} (n/3,000)^{-2}$$

$\phi = (H/300)^{3/2} (v/30)^{-1}$ 及び $\phi = (\delta/0.04)^{1/2} (n/3,000)^{-2}$ に分けて、 $p_e=0.04$ kg/cm² (絶対)、 $\eta_s=0.82$ なる場合に就て求めれば第 9 図及び第 10 図のようになる。

限度出力は回転数の 2 乗に逆比例して増減する。即ち 1,500 回転にすれば限度出力は 3,000 回転のときの 4 倍になり、1,800 回転のときには 2.78 倍になり、又 3,600 回転のときには 0.694 倍になる。

尙又 (10) 式に $D_{\max} = l_{\max}(D/l)$ と入れれば

$$l_{\max}^2 = 2.53 \{ \sigma_{\max}(1 + \log_e m) - \sigma_0 \} / (D/l)(n/3,000)^2 \quad \dots\dots\dots(13)$$

となり、これによつて $n=3,000$ のときの限度タービンの $l_{\max}$ 及び $D_{\max}$ を計算すれば第 11 図のようになる。これ等は何れも回転数に逆比例して変る。

最後に一樣な強さの部分の長さ l' を求める (第 7 図)。

(6) 式と (8) 式とから ω を消去し、 $r_3 - r_1 = l'$, $r_3 + r_1 = D - l + l'$, $r_2 - r_3 = l - l'$, $r_2 + r_3 = D + l'$ なる関係を入れれば

を使ふのが一般であつて、羽根に起るべき曲げ作用をも加味して、許し應力を 1,600 kg/cm² にとることにする。

標準状態に対する限度出力 L_0 は m 及び σ_0 の種々な値に就て第 8 図のやうになる。

$m=1$ は断面一樣な羽根の場合であり、 $\sigma_0=1,600$ なる条件は先端に断面一樣な部分を有せず羽根全体が一樣な應力になる極限の場合である。

修正係数は

第 11 図 $l_{\max}$ 及び $D_{\max}$

$$\sigma_1 (\log_e m) / (\sigma_1 - \sigma_0) = (r_3^2 - r_1^2) / (r_2^2 - r_3^2) \\ = l' (D - l + l') / (l - l') (D + l').$$

$\lambda = \sigma_1 (\log_e m) / (\sigma_1 - \sigma_0)$ と置けば

$$l'/l = -\frac{1}{2}(D/l - 1) + \sqrt{\frac{1}{4}(D/l - 1)^2 + \{\lambda / (\lambda + 1)\} D/l} \dots (14)$$

$\sigma_1 = \sigma_{\max} = 1,600$ のときの l'/l を上の式で計算すれば、第 12 図のようになる。この値は D/l の値によつて殆ど変らないものである。

(c) 断面積が半径に比例して先細になる羽根

羽根の断面積 f が $f = a + br$

で表される様な形のものを考へる (第 13 図)。

今 f_1 及び f_2 を羽根の根元及び先端の断面積とし、 $m = f_1/f_2$ として a 及び b を定めれば

$$f = f_2 + f_2(m-1)(r_2-r)/l \dots (15)$$

となる。この関係を根本式 (2) に入れれば

$$d(\sigma f) + \rho f_2 \{ [l + (m-1)r_2] r dr - (m-1)r^2 dr \} \omega^2 / gl = 0.$$

これを積分して、 $r = r_2$ のとき $\sigma = \sigma_0$ になる様に積分恒数を決定する。而して羽根の根元 ($r = r_1$, $f = f_1 = mf_2$) における応力 σ_1 を出せば

第 12 図 l'/l

第 13 図

$$\sigma_1 - \frac{\sigma_0}{m} = \rho \omega^2 l D \left\{ \frac{m+1}{2m} - \frac{m-1}{6m} \left(\frac{l}{D} \right) \right\} / 2g \dots (16)$$

σ_1 を許し応力 $\sigma_{\max}$ まで上げれば l 及び D は $l_{\max}$ 及び $D_{\max}$ になり、羽根輪の通路面積及び限度出力は次の様になる。

$$\pi D_{\max} l_{\max} = 7.95 \left(\sigma_{\max} - \frac{\sigma_0}{m} \right) \left\{ \frac{m+1}{2m} - \frac{m-1}{6m} \left(\frac{l}{D} \right) \right\}^{-1} \left(\frac{n}{3,000} \right)^{-2} \dots (17)$$

$$L_{\max} = 8.22 \left(\sigma_{\max} - \frac{\sigma_0}{m} \right) \left\{ \frac{m+1}{2m} - \frac{m-1}{6m} \left(\frac{l}{D} \right) \right\}^{-1} \cdot \frac{(H/300)^{3/2} (\delta/0.04)^{1/2}}{(v/30) (n/3,000)^2} \dots (18)$$

而して $H = 300$, $v = 30$, $\delta = 0.04$, $n = 3,000$ なる標準状態のときの限度出力は

$$L_0 = 8.22 \left(\sigma_{\max} - \frac{\sigma_0}{m} \right) \left\{ \frac{m+1}{2m} - \frac{m-1}{6m} \left(\frac{l}{D} \right) \right\}^{-1} \dots (19)$$

である。 $\sigma_{\max} = 1,600 \text{ kg/cm}^2$ として、 m , σ_0 及び l/D の種々な値に対して L_0 を求めれば第 14 図のようになる。

$m = 1$ は断面一様な羽根の場合である。

標準状態以外のときの限度出力を求めるために L_0 に乗すべき修正係数

$\phi = (H/300)^{3/2} (v/30)^{-1}$ 及び $\psi = (\delta/0.04)^{1/2} (n/3,000)^{-2}$
は第9図及び第10図に與へられるものと同一である。

次に (17) 式から

$$l_{\max}^2 = 2.53 \left(\sigma_{\max} - \frac{\sigma_0}{m} \right) \left\{ \frac{m+1}{2m} \left(\frac{D}{l} \right) - \frac{m-1}{6m} \right\}^{-1} \left(\frac{n}{3,000} \right)^{-2} \quad \dots\dots\dots (20)$$

第14図 限度出力

これによつて $n=3,000$ の場合に就て、 $l_{\max}$ 及び $D_{\max}$ を計算すれば第15図の様になる。

今度の羽根は強さ一様な羽根よりも弱いのであるから、限度出力及び羽根の最大寸法が強さ一様な羽根の場合より小さい。

4. 廃気口数及び抽出蒸気量による修正

これまで論じたのは単流タービンで廃気口が一つの場合の限度出力及び羽根の最大寸法に就てである。

低圧部を双流にし廃気口を二つに分けたタービンでは、最終段の羽根輪通路面積を2倍まで高め得る譯であるから、限度出力は2倍になる。尚3流又は4流に分けたタービンでは限度出力は3倍又は4倍になる。

又発電用タービンに於ては一般に給水加熱のためにタービンの途中から蒸気を抽出する。抽出蒸気は高圧部乃至中圧部で仕事をするのであるから、最終段を通る蒸気量から求められた限度出力は、抽出蒸気による分を加算して修正しなければならない。抽出蒸気量は復水量の25~45%であり、それによる限度出力の増加は大体12~20%であると考へられる。

昭和11年5月]

第15図 $l_{\max}$ 及び $D_{\max}$

5. 大型羽根を有するタービンの実例

現存の限度タービン又はそれに近いものゝ出力と最終段の羽根の大きさを例示すれば第2表の様である。

第2表

回転数 rev/min	出力 kW	廃気 口数	D cm	l cm	最終段面積 cm ²	先端速度 m/s
3,600	18,000	2	139	32.5	2×14,200	323
	26,200	2	142	34.0	2×15,200	332
3,000	15,000	1	159	40.0	20,000	312
	30,000	2	164	39.3	2×20,200	320
	37,500	2	169	40.0	2×21,200	327
	30,000	2	151	41.9	2×19,900	303
1,800	75,000	1	277	99.1	86,200	355
	75,000	1	295	94.0	87,000	367
	160,000	2	291	96.5	2×88,100	365
	165,000	2	285	88.9	2×79,500	352
	165,000	2	295	96.4	2×89,200	369
1,500	160,000	2	310	81.3	2×79,100	308

1,800 回転のタービンは現に限度出力に相當近い所まで進んでゐると考へられる。その他の回転数のものは更に大出力まで進む可能性がある。

— 11.1.3 —