



**BİR YÜZEYİ GÖZENEKLİ SİLİNDİRİK KANALDA AKIŞ VE SICAKLIK
DAĞILIMININ NAVIER-STOKES DENKLEMLERİ KULLANILARAK
BELİRLENMESİ**

(FLUID FLOW THROUGH A POROUS SURFACE INTO CURVED CHANNEL)

Serhan KÜÇÜKA*

ÖZET/ABSTRACT

Bir yüzeyi gözenekli eğrisel kanalda akış denklemleri, Navier-Stokes bağıntıları kullanılarak yazılmış ve uygun akım fonksiyonunun tanımı yapılarak, akışın tek boyutlu diferansiyel denklemi elde edilmiştir. Diferansiyel denklemin küçük mertebeli terimleri ihmal edilerek, kanal içindeki hız dağılımı ve ısı transfer katsayısının, kanalın eğriliği ve Reynolds sayısına bağlı değişimini veren bir bağıntı türetilmiştir. Aynı zamanda akış ve sıcaklık dağılımı denklemlerinin Runga-Kutta yöntemi kullanılarak sayısal çözümü yapılmış ve sonuçlar karşılaştırılarak yapılan analizin geçerli olduğu gösterilmiştir.

A numerical approach is constructed and applied for Navier-Stokes equations in a curved channel of which one surface is porous. By defining stream function, the differential flow equation is transformed into one-dimensional form. It has been done magnitude analysis to obtain a relation for heat transfer coefficient depends on curvature and Reynolds number. Coefficients of this relation obtained from numerical solutions by using Runga-Kutta method.

ANAHTAR KELİMELER / KEY WORDS

Silindirik kanal, Hiemenz akışı, kanat soğutulması, Navier-Stokes denklemleri, gözenekli yüzey

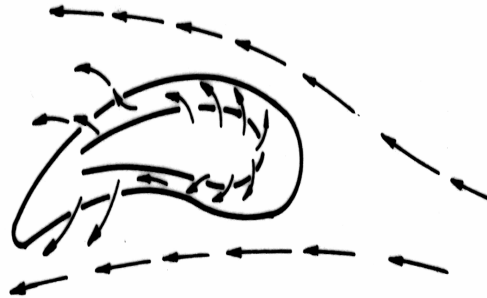
Curved channel, Hiemenz flow, blade cooling, Navier-Stokes equation, porous surface

1. GİRİŞ

Gaz türbini çevrimlerinde, yanma gazlarının türbine giriş sıcaklığının artması, çevrim verimini arttırmaktadır. Yüksek giriş sıcaklıklarında, kanatların iç yüzeylerinde çarpan hava jetleri yardımı ile soğutma yapılarak, kanat sıcaklığının aşırı artması önlenmektedir. Soğutma yapılacak yüzeye yönlendirilen jet akışı, çoğu uygulamada kanadın kuyruk kısmından doğru uzaklaşarak yanma gazlarına karışır (Şekil-1). Çarpan jetler yardımı ile olan ısı geçişi literatürde geniş şekilde incelenmiştir. Ancak çarpma yüzeyinin eğriliğinin ısı geçişine etkisini inceleyen çalışmalar sınırlı sayıdadır. Hrycak (1981), kanal etkisi olmayan serbest dairesel jet akışında, silindirik içbükey bir yüzeydeki ısı geçişini deneysel olarak incelemiştir. Bu çalışmada, çarpma yüzeyinin eğriliğinin ısı geçişine ancak sınırlı ölçüde etki ettiği gözlenmiştir. Yapılan diğer bir deneysel çalışmada, iç bükey kanalda dairesel ve iki boyutlu jetlerin etkisi ile olan ısı geçişi belirlenmiştir (Metzger vd..., 1969). Eğrisel bir kanalda iki boyutlu çarpan jet akışının incelendiği başka bir çalışma ise daha yakın tarihlidir (Kayansayan vd..., 1999). Bu çalışmada farklı genişlik, yükseklik ve eğrilikteki kanallarda çarpan jet ısı geçiş katsayısı SIMPLER algoritması kullanılarak hazırlanan bir bilgisayar programı ile sayısal olarak hesaplanmış ve sonuçlar yapılan deneysel çalışmalarla karşılaştırılmıştır.

Debruge vd... (1972) ise bir yüzeyi gözenekli ve bu yüzeyden kanalın içine doğru homojen bir akış olan iki boyutlu bir kanalda, çarpma yüzeyindeki ısı geçiş katsayısının hesaplanması için parametrik bir bağıntı türetmişlerdir. Akım fonksiyonu tanımlanarak, Navier-Stokes eşitlikleri bir boyutlu hale getirilmiş ve elde edilen diferansiyel denklem Runge-Kutta yöntemi ile sayısal olarak çözülmüştür. Akış denklemlerinin sayısal olarak çözülmesi ile ısı geçiş katsayıları da hesaplanmıştır.

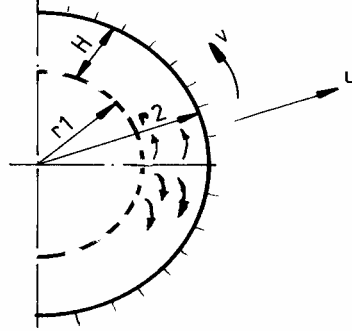
Bu çalışmada, bir yüzeyi gözenekli iki boyutlu eğri kanalda, çarpma yüzeyindeki ısı geçiş katsayısının kanalın eğriliği ile değişimi araştırılmıştır. Silindirik koordinatlarda akım fonksiyonu tanımı yapılarak Navier-Stokes denklemlerinden bir boyutlu adi diferansiyel denklem elde edilmiştir. Denklemin sayısal çözümü yapılarak ısı geçiş katsayısının kanalın eğriliğine ve Reynolds sayısına göre değişimini veren bir bağıntı türetilmiştir.



Şekil 1. Türbin kanadı etrafında gaz akışı

2. AKIŞIN MODELLENMESİ

Türbin kanadı, bir yüzeyi gözenekli iki boyutlu eğri bir kanal olarak modellenmiştir (Şekil-2). Kanalın eğriliği, kanalın yüksekliğinin iç yüzeyin yarıçapına oranı olarak tanımlanmış ve $\xi = H / r_1$ şeklinde gösterilmiştir.



Şekil 2. Eğri kanalın şematik gösterimi

Hava gözenekli yüzey boyunca sabit radyal hızla üflenmekte ve çıkış yüzeyinden uzaklaşmaktadır. Akış radyal ve açısal yönde olmak üzere iki boyutludur. Akışkan sıkıştırılamaz akışkan olup, diğer termo-fiziksel özellikleri sabit alınmıştır. Viskoz iş yok sayılmıştır. Bu şartlar altında akış denklemleri yazılarak yarı-analitik sonuçlar elde edilmiştir. Model aynı zamanda Runge-Kutta yöntemi ile sayısal olarak da çözülmüş ve sonuçlar analitik ifadeler ile karşılaştırılmıştır.

2.1. Matematik Model

Sıkıştırılamaz akışkanlar için radyal ve açısal yönlerdeki momentum denklemleri sırası ile

$$u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{v^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right] \quad (1)$$

ve

$$u \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{uv}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \theta} \right] \quad (2)$$

şeklinde dir. Akım fonksiyonu Debruge ve Han (1972) tarafından düz gözenekli kanallar için tanımlanana benzer şekilde

$$\psi = u_0 H \theta f(\eta) \quad (3)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Burada u_0 , gözenekli yüzeyden kanala radyal yöndeki üfleme hızıdır. Buradan, radyal ve açısız hızlar sırasıyla aşağıdaki gibi yazılırlar:

$$u = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = u_0 f(\eta) / \eta \quad (4)$$

$$v = -\partial \psi / \partial r = -u_0 \theta f'(\eta) \quad (5)$$

Bu eşitliklerde boyutsuz yarıçap $\eta = r / H$ olarak tanımlanır.

Tanımlanan yarıçap ve hızlar kullanılarak (1) ve (2) radyal ve açısız momentum denklemlerinden sırası ile aşağıdaki ifadeler elde edilir:

$$\frac{1}{\rho u^2_0} \frac{\partial P}{\partial \eta} = \left(\frac{1}{\eta^3} f^2 - \frac{1}{\eta^2} ff' + \frac{\theta^2}{\eta} f'^2 \right) + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{1}{\eta^2} f' + \frac{1}{\eta} f'' \right) \quad (6)$$

ve

$$\frac{1}{\rho u^2_0} \frac{1}{\theta} \frac{\partial P}{\partial \theta} = (ff'' - f'^2 + \frac{1}{\eta} ff') + \frac{1}{\text{Re}} (-\eta f''' - f'' + \frac{1}{\eta} f') \quad (7)$$

Denklem (7)'nin θ 'ya göre integrali alınarak, aşağıdaki ifade yazılır:

$$\frac{1}{\rho u^2_0} P = \frac{\theta^2}{2} \left[(ff'' - f'^2 + \frac{1}{\eta} ff') + \frac{1}{\text{Re}} (-\eta f''' - f'' + \frac{1}{\eta} f') \right] + h(\eta) \quad (8)$$

Bu ifadede, $h(\eta)$, η 'nin keyfi fonksiyonudur.

Denklem (8)'in η 'ya göre türevinin alınması ile aşağıdaki bağıntı elde edilir:

$$\frac{1}{\rho u^2_0} \frac{\partial P}{\partial \eta} = \frac{\theta^2}{2} \left[(ff''' - ff'' - \frac{1}{\eta^2} ff' + \frac{1}{\eta} f'^2 + \frac{1}{\eta} ff'') + \frac{1}{\text{Re}} (-\eta f^{IV} - 2f''' + \frac{1}{\eta} f'' - \frac{1}{\eta^2} f') \right] + h'(\eta) \quad (9)$$

Denklem (6) ve (9)'un özdeş olabilmesi için, sağ taraflarındaki θ teriminin katsayıları eşit olmak zorundadır. Bu katsayıların eşitliğinden akış için aşağıdaki diferansiyel denklem elde edilir.

$$f'''f - ff'' - \frac{1}{\eta^2} ff' - \frac{1}{\eta} f'^2 + \frac{1}{\eta} ff'' + \frac{1}{\text{Re}} (-\eta f^{IV} - 2f''' + \frac{1}{\eta} f'' - \frac{1}{\eta^2} f') = 0 \quad (10)$$

Sınır Şartları:

$\eta=\eta_1$ ($\eta=r_1/H$) için $u=u_0$; $v=0$ ve $f(\eta)=\eta_1=r_1/H$; $f'(\eta)=0$

$\eta=\eta_2$ ($\eta=r_2/H = 1+ \eta_1$) için $u=v=0$ ve $f(\eta)=0$; $f'(\eta)=0$ olarak yazılır.

2.2 Basınç Denklemi

Denklem (8)'in yeniden düzenlenmesi ile, basınç denklemi

$$\frac{2}{\rho u_0^2} P = \theta^2 \left[(ff'' - f'^2 + \frac{1}{\eta} ff') + \frac{1}{\text{Re}} (-\eta f''' - f'' + \frac{1}{\eta} f') \right] + 2h(\eta) \quad (11)$$

şekline gelir. Denklem (6) ve (9)'un sağ tarafları eşitlenerek, keyfi $h(\eta)$ fonksiyonunun türevi aşağıdaki gibi bulunur.

$$h'(\eta) = \frac{1}{\eta^3} f^2 - \frac{1}{\eta^2} ff' + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{1}{\eta^2} f' + \frac{1}{\eta} f'' \right) \quad (12)$$

Denklem (11) ve (12) sayısal olarak çözülerek basınç dağılımı elde edilir.

2.3 Enerji Denklemi

Sıkıştırılamaz akışkanlar için viskoz işin yok sayılması durumunda enerji denklemi

$$u \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} = \frac{k}{\rho c_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} \right) \quad (13)$$

şeklinde yazılır. Boyutsuz değişkenlerin kullanılması halinde, enerji denklemi aşağıdaki boyutsuz denkleme dönüşür:

$$u^* \frac{\partial \Theta_T}{\partial \eta} + \frac{v^*}{\eta} \frac{\partial \Theta_T}{\partial \theta} = \frac{1}{\text{RePr}} \left(\frac{\partial^2 \Theta_T}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\eta} \frac{\partial \Theta_T}{\partial \eta} + \frac{1}{\eta^2} \frac{\partial^2 \Theta_T}{\partial \theta^2} \right) \quad (14)$$

Enerji denkleminde kullanılan boyutsuz değişkenler aşağıda tanımlanmıştır:

$$\Theta_T = \frac{T - T_0}{T_{w,0} - T_0}, \quad u^* = \frac{u}{u_0}, \quad v^* = \frac{v}{u_0}$$

Burada T_0 kanala üflenen havanın, $T_{w,0}$ ise çarpma yüzeyinin simetri eksenindeki sıcaklığıdır. Sınır Şartları Debruge ve Han (1972) tarafından tanımlanan probleme benzer şekilde aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\eta = \eta_1 \text{ için, } \Theta_T = 0$$

$$\eta = \eta_2 \text{ için } \Theta_{T,w} = \sum C_m \theta^m$$

Bu durumda, kanal içinde akışkan sıcaklığının aşağıdaki gibi değiştiği öngörülmektedir.

$$\Theta_T = \sum_{m=0} C_m \theta^m \phi_m(\eta) \quad (15)$$

ve

$$\Theta_{T,m} = C_m \theta^m \phi_m(\eta) \quad (16)$$

Enerji denklemi (14) her m değeri için ayrı ayrı geçerlidir. Denklem (4) ve (5) ile tanımlanan hızların yerine konulması ile denklem (14)' ten aşağıdaki ifade elde edilir.

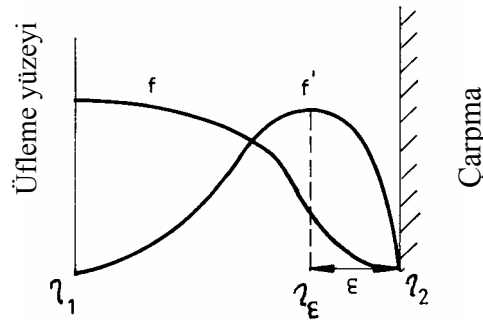
$$\frac{1}{\eta} f \phi'_m - \frac{1}{\eta} f' m \phi_m - \frac{1}{\text{Re Pr}} (\phi''_m + \frac{1}{\eta} \phi'_m) - \frac{1}{\text{Re Pr}} \frac{1}{\eta^2} m(m-1) \theta^{-2} \phi_m = 0 \quad (17)$$

$$\eta = \eta_1 \text{ için, } \phi_m = 0$$

$$\eta = \eta_2 \text{ için, } \phi_m = 1$$

3. YÜKSEK REYNOLDS SAYILARINDA ÇARPMA YÜZEYİ YAKININDA AKIŞ

Yüksek Reynolds sayılarında, radyal hızın üfleme yüzeyinden çarpma yüzeyi yakınına kadar yaklaşık sabit kalması ve sonra azalarak sıfıra düşmesi beklenir. Açısal hız ise en büyük değerine çarpma yüzeyi yakınına ulaşır. Böylece, f ve f' fonksiyonlarının kanal içindeki değişimi şekil-3 te gösterildiği gibi olur.



Şekil 3. f ve f' nün kanal içindeki değişimi

Çarpma yüzeyindeki sınır şartları ise

$$\eta = \eta_2 \text{ için, } f(\eta) = 0 \text{ ve } f'(\eta) = 0 \quad (18)$$

şeklinde yazılır. Diğer yandan, η_ε 'nin tanımı kullanılarak

$$f'(\eta_\varepsilon) = f'_{\max} \quad (19)$$

ve

$$f''(\eta_\varepsilon) = 0 \quad (20)$$

yazılır. Böylece, $\eta_\varepsilon < \eta < \eta_2$ aralığında, f , f' and f'' değerleri bu bölgenin genişliği ve kendi türevlerinin çarpımı ile orantılı bir büyüklükte dirler.

$$f \propto \varepsilon \times f' \quad (21)$$

$$f' \propto \varepsilon \times f'' \quad (22)$$

$$f'' \propto \varepsilon \times f''' \quad (23)$$

Bu şekilde, yine bu bölgede geçerli olmak üzere

$$|f| < |f'| < |f''| < |f'''| \quad (24)$$

yazılır. Bu terimler denklem (10)'da yerine konular ve ε 'nın yüksek mertebeli terimleri ihmal edilerek, aşağıdaki basitleştirilmiş ifade elde edilir:

$$\eta f^{IV} + 2f''' - \text{Re}(ff''' - f'f'') = 0 \quad (25)$$

Bu denklemin integrali alınır ve ε 'nın yüksek mertebeli terimleri birkez daha ihmal edilerek C integral sabiti olmak üzere aşağıdaki hale dönüşür:

$$\eta f''' - \text{Re}(ff'' - f'^2) = C \quad (26)$$

Diğer yandan, çarpma bölgesinde f' 'nin ortalama değeri için

$$f' \approx \frac{f(\eta_1) - f(\eta_2)}{\eta_1 - \eta_2} = \frac{r_1}{H} \quad (27)$$

yazılır ve f , f' , and f'' nün ortalama değerleri denklem (21), (22), and (23) kullanılarak hesaplanır. Kanalın eğriliği $\xi = H/r_1$ şeklinde tanımlanır ve bulunan değerler denklem (26) da yerine konularak çarpma bölgesinin genişliği Reynolds sayısı ve eğriliğe bağlı olarak aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$\varepsilon \propto \sqrt{\frac{\eta_2 \xi}{C \xi^2 + \text{Re}}} \quad (28)$$

yüksek Reynolds sayıları için

$$\varepsilon \propto \sqrt{\frac{1 + \xi}{\text{Re}}} \quad (29)$$

Denklem (10) $\xi=0.1$ ve $\text{Re}=100$ için Runga-Kutta yöntemi ile sayısal olarak çözülmüş ve sonuçlar denklem (21), (22), (23), (27) ve (29)'de öngörülen mertebelerle karşılaştırılarak, uyumlu olduğu görülmüştür (Çizelge-1).

Çizelge 1. f , f' , f'' , f''' ve ε terimlerinin çarpma bölgesindeki mutlak ortalama değerleri ve beklenen mertebeleri

Terim	Sayısal Değeri ¹	Beklenen Mertebe ²
$ \varepsilon $	0.20	0.105
$ f $	1.18	1.05
$ f' $	7.85	10
$ f'' $	121.3	95.2
$ f''' $	1287.0	907.0

¹: Denklem (10)'un sayısal çözümünden elde edilen çarpma bölgesindeki ortalama değer,

²: Denklem (21, 22, 23, 27 ve 29)'un çözümünden elde edilen mertebeler.

3.1. Kayma Gerilmesi

Açısal yöndeki kayma gerilmesi

$$\tau = -\mu \frac{\partial v}{\partial r} \quad (30)$$

şeklindedir. Yüksek Reynolds sayılarında, boyutsuz terimlerin kullanılması ve sadeleştirmelerin yapılması ile

$$\frac{1}{\rho u_0^2} \tau_w \propto \frac{\theta}{\xi \sqrt{\text{Re}}} (1 + \xi)^{-1/2} \quad (31)$$

ifadesi elde edilir.

3.2. Isı Geçiş Katsayısı

Küçük Prandtl sayısı ve yüksek Reynolds sayılarında akışkan sıcaklığı çarpma yüzeyi yakınlarına kadar üfleme sıcaklığı olarak sabit kalır. Böylece, boyutsuz sıcaklık faktörü ve türevinin değeri $\eta = \eta_\varepsilon$ noktasında sifira eşittir.

$$\eta = \eta_\varepsilon, \quad \phi_m=0 \quad \text{ve} \quad \frac{\partial \phi_m}{\partial \eta} = 0 \quad (32)$$

Çarpma yüzeyinde sıcaklık faktörünün 1 olduğu dikkate alınarak, $\eta_\varepsilon < \eta < 1$ aralığında,

$$\frac{\partial \phi_m}{\partial \eta} \propto \varepsilon^{-1} \quad (33)$$

ve

$$\frac{\partial^2 \phi_m}{\partial \eta^2} \propto \varepsilon^{-2} \quad (34)$$

yazılır. Çarpma yüzeyindeki ısı akısı ise her m değeri için

$$q_m = -k \left(\frac{\partial T_m}{\partial r} \right)_{r=r_2} = -\frac{k}{H} (T_{w0} - T_0) \left(\frac{\partial \Theta_{T,m}}{\partial \eta} \right)_{\eta=\eta_2} \quad (35)$$

veya

$$q_m = h_m (T_0 - T_{w,m}) = -h_m (T_{w0} - T_0) \Theta_{T,w,m} \quad (36)$$

şeklinde ifade edilir. Her m değeri için Nusselt boyutsuz ısı geçiş katsayısı

$$Nu_m = \frac{h_m H}{k} \quad (37)$$

olarak tanımlanır ve

$$Nu_m = \left(\frac{1}{\Theta_{T,m}} \frac{\partial \Theta_{T,m}}{\partial \eta} \right)_{\eta=\eta_2} = \left(\frac{\partial \phi_m}{\partial \eta} \right)_{\eta=\eta_2} \quad (38)$$

bağıntısı kullanılarak elde edilir. Böylece, boyutsuz ısı geçiş katsayısı, C_T sabit olmak üzere

$$Nu = C_T \sqrt{\frac{Re}{1 + \xi}} \quad (39)$$

şeklinde yazılır.

4. SAYISAL SONUÇLAR

4. mertebeden Runge-Kutta yöntemi kullanılarak denklem (10)'un sayısal çözümleri yapılmış ve kanal içinde hız dağılımları elde edilmiştir. Daha sonra elde edilen hız fonksiyonları denklem (17)'de yerine konularak sıcaklık dağılımı elde edilmiştir. Sayısal çözümlere çarpma yüzeyinden başlanarak üfleme yüzeyine doğru gidilmiştir. Denklem (10)'un Runge-Kutta yöntemiyle çözülebilmesi için, f , f' , f'' , and f''' terimlerinin çarpma yüzeyindeki değerleri bilinmelidir. f ve f' sınır koşullarından bilinmekle birlikte, f'' ve f''' değerleri başlangıçta belli değildir. Problemin çözümü için, f'' ve f''' değerleri çözümün başlangıcında öngörülmektedir. Çözüm üfleme yüzeyine kadar ilerletildiği zaman, f ve f' nün üfleme yüzeyinde olması gereken değerlerine ulaşmak için, f'' ve f''' değerleri Newton-Rapson yöntemine göre iterasyon yapılarak tekrar hesaplanmakta ve çözüme yeniden başlanmaktadır. Fakat bu yöntem kullanılarak doğru değerlere ulaşmak oldukça zordur. Çünkü diğer terimlerin değerleri f'' ve f''' nün başlangıç değerleriyle hızla değişmektedirler. Bu nedenle en çok Reynolds sayısı 100 iken sayısal çözümler elde edilmiştir. Sayısal çözümlerde, çarpma yüzeyi yakınlarında ΔH artışı kanal yüksekliğinin 0.001'ine eşit alınmış ve toplam 200 adım kullanılmıştır. Çizelge-2 de f'' ve f''' nün çarpma yüzeyindeki bazı değerleri verilmiştir.

Sayısal çözümler yapılarak bulunan sonuçlar şekillerde gösterilmiştir. Radyal ve açısız yöndeki hızların kanal kesiti boyunca dağılımları gösterilmiştir (Şekil 4 ve 5). Üfleme hızının sıfır alınması ($Re=0$), eğrisel kanalda tam gelişmiş laminer akış durumuna karşılık gelmektedir. Bu durumdaki hız dağılımı şekil (6) de gösterilmektedir.

Kanal içindeki radyal yönde basınç dağılımı ise şekil (7)'de verilmiştir. Hızın yavaşlamasından dolayı statik basınç artmakta, ancak viskozite kayıpları nedeniyle üfleme yüzeyindeki dinamik basınçtan küçük kalmaktadır. Kanal içindeki sıcaklık dağılımı ise, çarpma yüzeyinde kabuledilen sıcaklık profiline bağlı olarak, eğriliğin iki durumu için şekil (8) ve (9) da gösterilmiştir. Şekil (8) da, eğriliğin küçük olduğu hemen hemen düz bir kanalda, kanal yüzeyinden içeri üfleme olmadığı zaman sıcaklık profiline beklenildiği gibi doğrusal olduğu görülmektedir.

Çizelge2. f'' ve f''' nün çarpma yüzeyindeki değerleri.

Re	ξ	f''	f'''
40	0.1	161.75	1032.65

40	0.5	26.007	133.37
40	1	10.877	45.94
100	0.1	242.65	2387.4
100	0.5	38.30	304.48
100	1	15.75	103.53

5. SONUÇ

Hız ve sıcaklık denklemlerinin Prandtl sayısı 0.7 için, Reynolds sayısı 10 ve 100 arasında ve eğrilik 0.1 ile 1 arasında değiştirilerek sayısal çözümleri elde edilmiştir. Sıcaklık dağılımından elde edilen sayısal sonuçlar kullanılarak denklem (39) da verilen boyutsuz ısı geçiş bağıntısının katsayıları hesaplanmıştır. Buna göre, sayısal çözümlerin elde edildiği aralıkta, %5 hata ile, boyutsuz ısı geçiş katsayısı $m=0$ için

$$Nu = 0.62 \sqrt{\frac{Re}{1 + \xi}}$$

(40)

ve $m=1$ için

$$Nu = 0.89 \sqrt{\frac{Re}{1 + \xi}}$$

(41)

olarak belirlenmiştir (Şekil-10).

Kullanılan yarı-analitik yöntem ile, akış ve ısı geçişi için parametrik çözümler elde edilmiştir. Benzer yöntem, akış denklemlerinin tek boyuta indirgenebildiği diğer akış problemlerine de uygulanabilir.

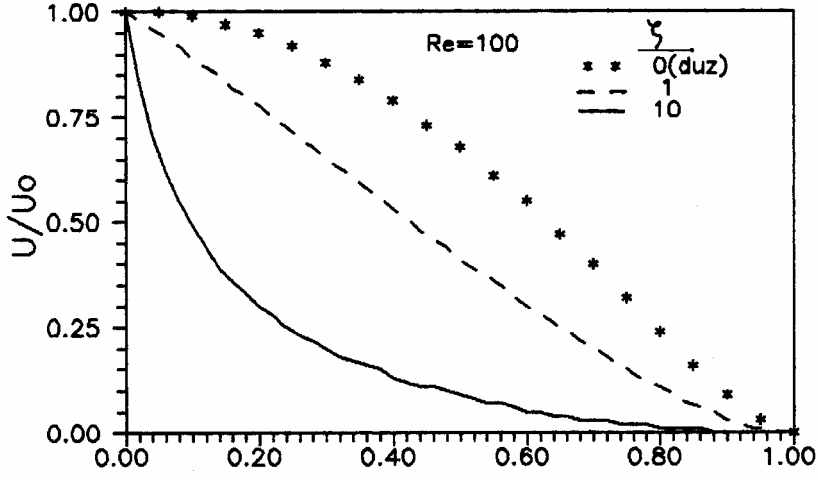
KAYNAKLAR

Debruge, L. L., and Han L. S., 1972, "Heat Transfer in a Channel with a Porous Wall for turbine Cooling Application", ASME Journal of Heat Transfer, pp.385-390

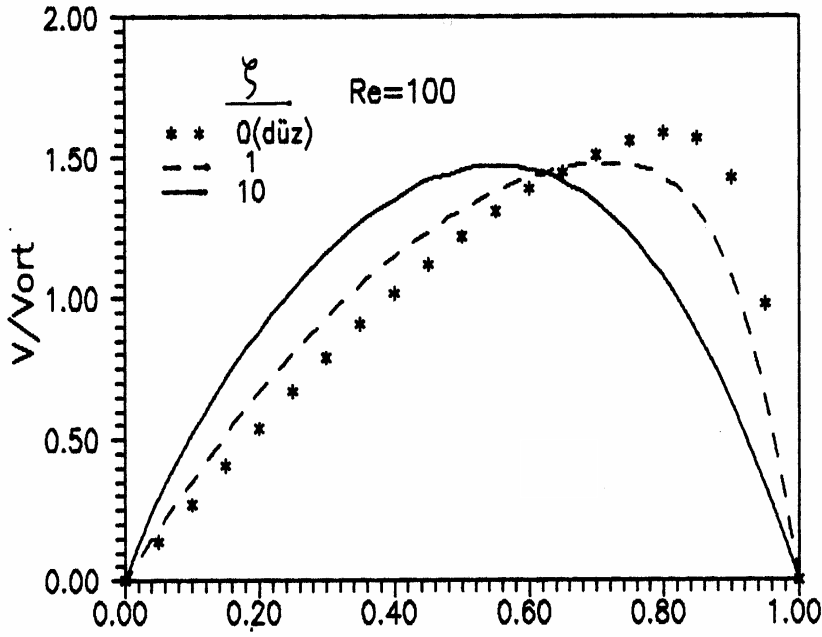
Hrycak, P., 1981, "Heat Transfer From a Row of Impingement Jets to Concave Cylindrical Surfaces", Int. J. of Heat and Mass Transfer, v.24, pp.407-419

Kayansayan, N., and Küçüka, S., 1999, "Impingement cooling of a Semi-cylindrical Concave Channel by Confined Slot-Air-Jet", not yet printed.

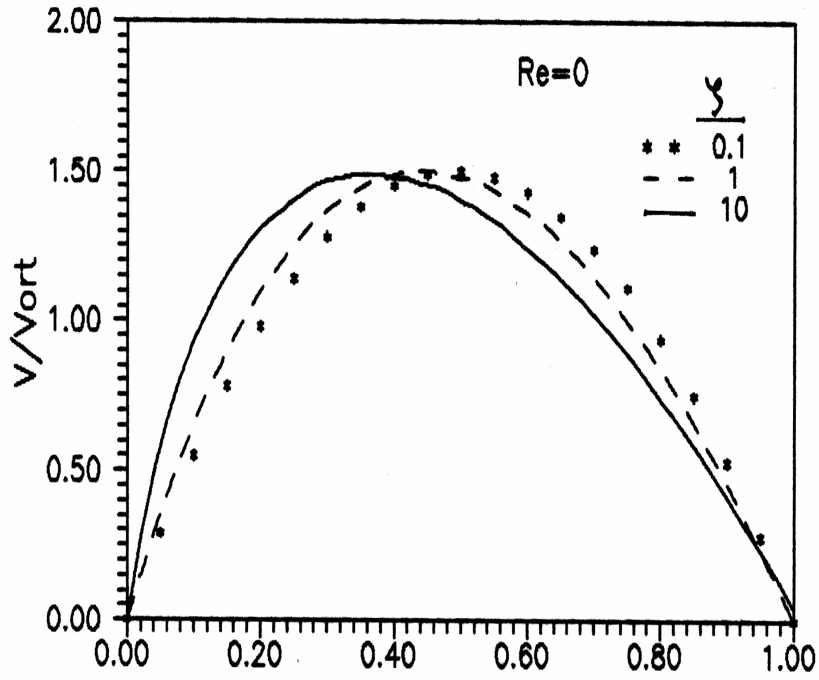
Metzger, D. E., Yamashita, T., and Jenkins, C. W., 1969, "Impingement Cooling of Concave Surfaces with Lines of Circular Air Jets", ASME Journal of Engineering for Power, v.91, n.3, pp.149-158



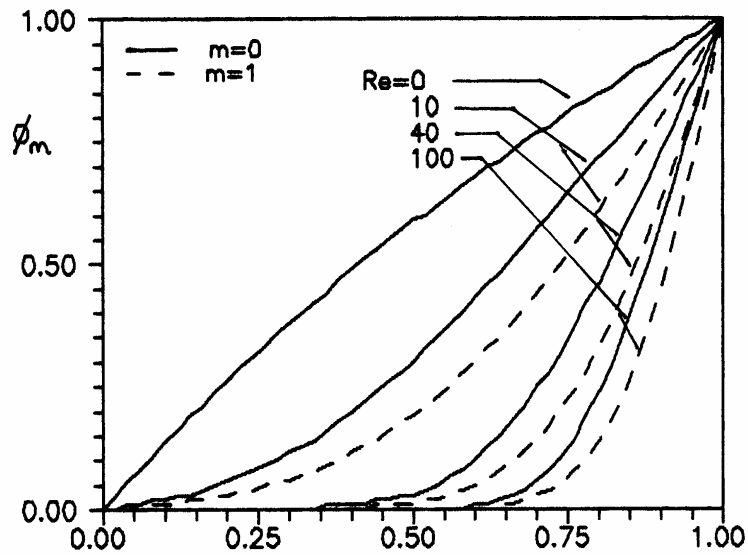
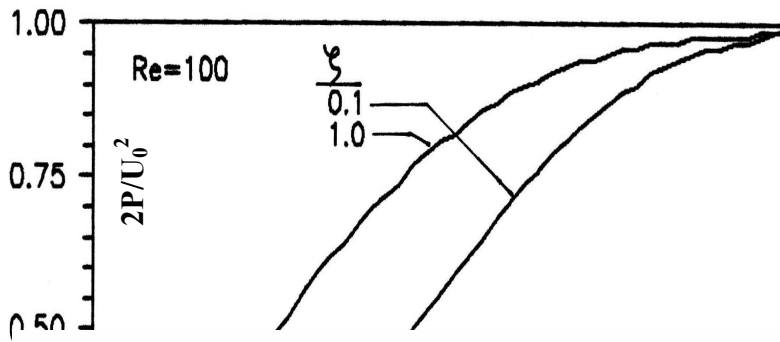
Şekil 4. Radyal yöndeki hızın kanal kesiti boyunca değişimi



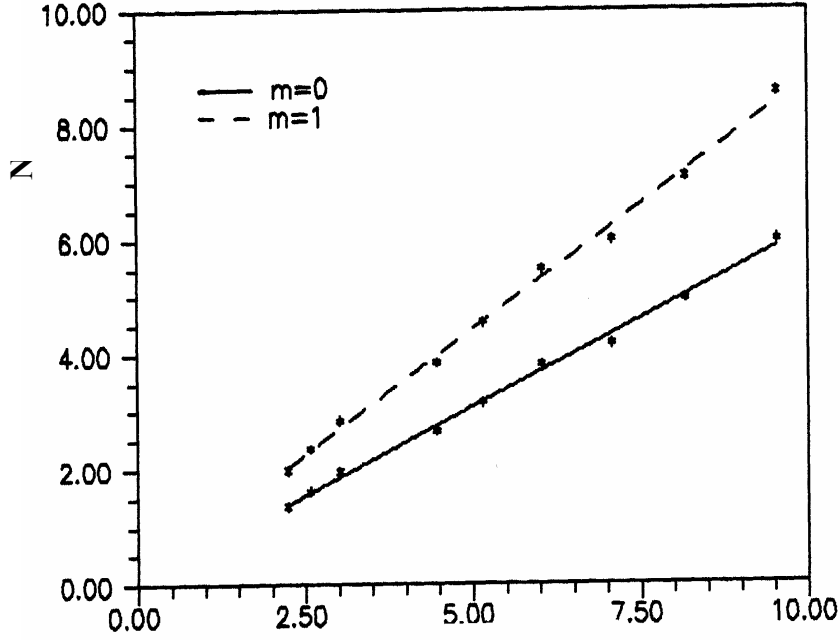
Şekil 5. Teğetsel yöndeki hızın kanal kesiti boyunca değişimi



Şekil 6. Üfleme olmadığı zaman kanal içinde hız dağılımı



Şekil .9. (Kanal içinde sıcaklık dağılımı ($\xi=1.0$))



Şekil 10. Boyutsuz ısı geçiş katsayısının Reynolds sayısı ve eğrilik ile değişimi

Gösterimler

C : Muhtelif denklemlerde keyfi sabit

f : Akım fonksiyonunun η 'nin fonksiyonu olan bileşeni

h : Keyfi η fonksiyonu; ısı taşınım katsayısı, W/m^2-K

H : Kanal yüksekliği, m

k : Isı iletim katsayısı, $W/m-K$

Nu : Nusselt sayısı, hH/k

P : Basınç, Pa

Pr : Prandtl sayısı

r : Eğrilik merkezinden başlayan radyal koordinat, m

Re : Reynolds sayısı, $\rho u_0 H / \mu$

T : Sıcaklık, K

u : Radyal yönde hız bileşeni

v : Açısal yönde hız bileşeni

Yunan harfleri

ε : Açısal hızın maksimum olduğu nokta ile çarpma yüzeyi arasındaki mesafe

ϕ : Radyal yöndeki sıcaklık fonksiyonu

η : Boyutsuz radyal koordinat, r/H

θ : Açısal koordinat, radyan

μ : Dinamik viskozite, kg/m.s

ρ : Yoğunluk, kg/m^3

τ : Kayma gerilmesi, N/m^2

ξ : Kanalın eğriliği, H/r_1

ψ : Akım fonksiyonu

Θ : Boyutsuz sıcaklık, $(T-T_0)/(T_{w,0} - T_0)$

Alt indisler

0 : Üfleme havası

T : Sıcaklık

w : Çarpma yüzeyi

w,0 : Çarpma yüzeyi simetri eksenini