

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**MİKROKANALLARDA KARMA TAŞINIM:
VİSKOZ YAYILIM ETKİSİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Matematik Mühendisi Ayşe Nur ALTUNKAYA

**HAZİRAN 2017
TRABZON**



**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**MİKROKANALLARDA KARMA TAŞINIM:
VİSKOZ YAYILIM ETKİSİ**

Ayşe Nur ALTUNKAYA

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
"YÜKSEK LİSANS (MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ)"
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 08 / 05 / 2017

Tezin Savunma Tarihi : 09 / 06 / 2017

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Orhan AYDIN

Trabzon 2017

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Makina Mühendisliği Anabilim Dalında
Ayşe Nur ALTUNKAYA Tarafından Hazırlanan**

**MİKROKANALLARDA KARMA TAŞINIM:
VİSKOZ YAYILIM ETKİSİ**

**başlıklı bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulunun 16 / 05 / 2017 gün ve 1702 sayılı
kararıyla oluşturulan jüri tarafından yapılan sınavda
YÜKSEK LİSANS TEZİ
olarak kabul edilmiştir.**

Jüri Üyeleri

Başkan : Prof. Dr. Orhan AYDIN

Üye : Prof. Dr. Bayram ŞAHİN

Üye : Doç. Dr. Mete AVCI



Prof. Dr. Sadettin KORKMAZ

Enstitü Müdürü

ÖNSÖZ

Son yıllarda, konvansiyonel boyutlu sistemlere kıyasla daha üstün performans sunan mikro akışkan sistemlerin biyoloji, tıp, optik, uzay ve otomotiv gibi alanlarda kullanımı büyük bir ivme kazanmıştır. İlgili sistemlerin etkin tasarımı, bünyelerinde yer alan mikrokanallardaki akışkan akışı ve ısı transferinin tüm mikro etkileri içerecek formda incelenmesini gerekli kılmaktadır. Literatürde mikrokanallarda akış ve ısı transferi üzerine birçok deneysel ve teorik çalışma bulunmasına karşın, karma taşınım problemini ele alan çalışmalar oldukça kısıtlıdır.

Bu yüksek lisans tezinde, farklı kesit geometrisine sahip mikrokanallardaki (düzlemsel mikrokanal, dairesel kesitli mikrokanal) içerisindeki karma taşınım, tam gelişmiş laminer akış rejimi için teorik olarak incelenmiştir.

Lisansüstü eğitimim boyunca bilimsel fikir ve tecrübelerinden yararlandığım, her türlü yardımını esirgemeyen saygıdeğer danışman hocam sayın Prof. Dr. Orhan AYDIN'a ve her zaman güvenini ve desteğini hissettiğim, engin bilgi ve deneyimlerinden yararlandığım değerli hocam sayın Doç. Dr. Mete AVCI'ya teşekkürü bir borç bilirim.

Gösterdiği yakınlık ve arkadaşlığı ile bana destek olan Arş. Gör. Ayşe CANDAN'a, çalışmam süresince desteğini esirgemeyen ve her verdiğim kararda yanımda olan sevgili eşim Engin ALTUNKAYA'ya ve hayatım boyunca sevgi, destek ve özverilerini esirgemeyen aileme teşekkür ederim.

Bu çalışmayı canım annem Nurşen YOLCUOĞLU'na ve biricik kızım Azra ALTUNKAYA'ya ithaf ediyorum.

Ayşe Nur ALTUNKAYA

Trabzon 2017

TEZ ETİK BEYANNAMESİ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “Mikrokanallarda Karma Taşınım: Viskoz Yayılım Etkisi” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Prof. Dr. Orhan Aydın’ın sorumluluğunda tamamladığımı, verileri kendim topladığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim. 09/06/2017

Ayşe Nur ALTUNKAYA

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

ÖNSÖZ	III
TEZ ETİK BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ÖZET	VII
SUMMARY	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ	IX
TABLolar DİZİNİ	XI
SEMBOLLER DİZİNİ.....	XII
1. GENEL BİLGİLER	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Mikrokanallarda Tek Fazlı Gaz Akışı.....	4
1.2.1. Mikroskobik Uzunluk Skalaları.....	4
1.2.2. Akış Rejimleri ve Modelleri.....	6
1.2.3. Yüksek Mertebeden Kayma Hızı ve Sıcaklık Sıçraması Sınır Koşulları.....	7
1.3. Literatür Araştırması	10
1.3.1. Seyrelme Etkisi.....	10
1.3.2. Termal Sürünme Etkisi	13
1.3.3. Karma Taşınım Etkisi	14
1.3.4. Manyetik Alan Etkisi	15
1.3.5. Viskoz Yayılım Etkisi	15
1.4. Tezin Amacı ve Kapsamı	16
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	17
2.1. Düşey Konumlandırılmış Düzlemsel Mikrokanalda Karma Taşınım	17
2.1.1. Sabit Yüzey Sıcaklığı Termal Sınır Koşulu	19
2.1.2. Sabit Isı Akısı Termal Sınır Koşulu.....	29
2.2. Düşey Konumlandırılmış Dairesel Kesitli Mikrokanalda Karma Taşınım.....	38
2.2.1. Sabit Yüzey Sıcaklığı Termal Sınır Koşulu	39
2.2.2. Sabit Isı Akısı Termal Sınır Koşulu.....	46
3. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	55

3.1.	Düşey Konumlandırılmış Düzlemsel Mikrokanalda Karma Taşınım	55
3.1.1.	Sabit Yüzey Sıcaklığı Termal Sınır Koşulu	55
3.1.2.	Sabit Isı Akısı Termal Sınır Koşulu.....	64
3.2.	Düşey Konumlandırılmış Dairesel Kesitli Mikrokanalda Karma Taşınım.....	74
3.2.1.	Sabit Yüzey Sıcaklığı Termal Sınır Koşulu	74
3.2.2.	Sabit Isı Akısı Termal Sınır Koşulu.....	81
4.	SONUÇLAR.....	88
5.	ÖNERİLER	90
6.	KAYNAKLAR	91
ÖZGEÇMİŞ		



Yüksek Lisans Tezi

ÖZET

MIKROKANALLARDA KARMA TAŞINIM:
VİSKOZ YAYILIM ETKİSİ

Ayşe Nur ALTUNKAYA

Karadeniz Teknik Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Makina Mühendisliği Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. Orhan AYDIN
2017, 94 Sayfa

Bu çalışmada, düşey olarak konumlandırılmış iki temel mikro geometrideki (düzlemsel ve dairesel kesitli mikrokana) içerisindeki karma taşınım problemi sayısal olarak incelenmiştir.

Seyrelme (Kn) ve viskoz yayılım (Br) etkilerinin dahil edildiği analiz, tam gelişmiş laminar akış koşulları için hem sürekli ortam akış ($Kn = 0$) durumu hem de kaygan akış durumu ($0.01 < Kn \leq 10^{-1}$) için ayrı ayrı gerçekleştirilmiştir. Kanal cidarlarında sabit ısı akısı ve sabit yüzey sıcaklığı olmak üzere iki farklı termal sınır koşulu öngörülmüştür. Süreklilik, momentum ve enerjinin korunumu denklemlerinin çözümünde yarı-analitik bir yöntem olan pertürbasyon yöntemi kullanılmıştır. Seyrelme düzeyini belirlemek için cidarda hız kayması ve sıcaklık sıçraması dikkate alınmıştır. Her bir mikrogeometri için Knudsen sayısının artışıyla Nusselt sayısının azaldığı belirlenmiştir. Viskoz yayılım düzeyinin artışıyla genel karakter olarak ısı transferinin azaldığı görülmüştür. Ayrıca, Brinkman sayısı ve ısı akısı oranının (r_q) belirli değerlerinde Nusselt sayısının süresiz olduğu görülmüştür.

Anahtar Kelimeler: Mikrokana, Karma Taşınım, Seyrelme, Viskoz Yayılım

Master Thesis

SUMMARY

MIXED CONVECTION IN MICROCHANNELS:
EFFECT OF VISCOUS DISSIPATION

Ayşe Nur ALTUNKAYA

Karadeniz Technical University
The Graduate School of Natural and Applied Sciences
Mechanical Engineering Graduate Program
Supervisor: Prof. Dr. Orhan AYDIN
2017, 94 Pages

In this study, mixed convection in two different vertical micro geometries (mainly parallel-plane microduct and microtube) is investigated numerically.

For fully developed flow condition, either the continuum flow regime ($Kn = 0$) or slip flow regime ($0.01 < Kn \leq 10^{-1}$) is analyzed, respectively, considering the rarefaction (Kn) and viscous dissipation (Br). Two different thermal boundary conditions are applied at the walls: uniform temperature and uniform heat flux. Perturbation method, a semi-analytical method, is used in solution of conservations of mass, momentum and energy equations. For determining the rarefaction level, velocity slip and temperature jump are taken into account. Generally, it is determined that Nusselt number decreases with an increase in Knudsen number for each micro geometry. It is also disclosed that Nusselt number generally decreases with an increase in viscous dissipation. In addition, a singularity is observed for some specific values of Brinkman number and ratio of wall heat flux.

Key Words: Microchannel, Mixed Convection, Rarefaction, Viscous Dissipation

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1.1.	Mikro ısı değıştiricisi (Guerrieri ve Cotta, 2014).	2
Şekil 1.2.	Mikroskobik akışa ait temel karakteristik uzunluklar	4
Şekil 1.3.	Mikro-nano ölçekteki bir kanal akışında meydana gelen hidrodinamik sınır tabaka ve sınır tabakaya ait karakteristikler (Bayazıtoglu vd., 2005).....	7
Şekil 2.1.	Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (sabit yüzey sıcaklığı, düzlemsel mikrokanal)	19
Şekil 2.2.	Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (sabit ısı akısı, düzlemsel mikrokanal).....	29
Şekil 2.3.	Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (sabit yüzey sıcaklığı, dairesel kesitli mikrokanal).....	40
Şekil 2.4.	Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (sabit ısı akısı, dairesel kesitli mikrokanal)	46
Şekil 3.1.	Boyutsuz hızın (a) karma taşınım parametresine (Gr/Re) ve boyutsuz sıcaklığın (b) Brinkman sayısına (Br), Barletta (1998) ve Nusselt sayısının (Nu) (c) Knudsen sayısına (Kn) bağılı değışimi, Avcı ve Aydın (2007a).	56
Şekil 3.2.	Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b), karma taşınım parametresine (Gr/Re) bağılı değışimi.....	58
Şekil 3.3.	Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b), Brinkman sayısına (Br) bağılı değışimi	59
Şekil 3.4.	Nusselt sayısının Brinkman sayısına (Br) bağılı değışimi, sol cidar için (a), sağ cidar için (b).....	61
Şekil 3.5.	Nusselt sayısının Brinkman sayısına (Br) bağılı değışimi, sol cidar için (a), sağ cidar için (b).....	63
Şekil 3.6.	Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) Brinkman sayısına (Br), Barletta (1999a) ve boyutsuz hızın (c) ve boyutsuz sıcaklığın (d) Knudsen sayısına (Kn) bağılı değışimi, Avcı ve Aydın (2007b).....	64
Şekil 3.7.	Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b), Knudsen sayısına (Kn) bağılı değışimi	67
Şekil 3.8.	Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b), Brinkman sayısına (Br) bağılı değışimi	68
Şekil 3.9.	Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b), karma taşınım parametresine (Gr/Re) bağılı değışimi.....	70
Şekil 3.10.	Nusselt sayısının ısı akısı oranına (r_q) bağılı değışimi, sol cidar için (a), sağ cidar için (b).....	71
Şekil 3.11.	Nusselt sayısının (a) Brinkman sayısına (Br) ve (b) karma taşınım parametresine (Gr/Re) bağılı değışimi	73

Şekil 3.12.	Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) karma taşınım parametresine (Gr/Re) bağlı değişimi, Barletta (1999b).....	75
Şekil 3.13.	Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) Knudsen sayısına (Kn) bağlı değişimi	76
Şekil 3.14.	Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) karma taşınım parametresine (Gr/Re) bağlı değişimi.....	78
Şekil 3.15.	Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) Brinkman sayısına (Br) bağlı değişimi	79
Şekil 3.16.	Nusselt sayısının (a) Brinkman sayısına (Br) ve (b) karma taşınım parametresine (Gr/Re) bağlı değişimi	80
Şekil 3.17.	Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) viskoz yayılım düzeyine (Br) bağlı değişimi, Barletta ve Schio (2001).	82
Şekil 3.18.	Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) karma taşınım parametresine (Gr/Re) bağlı değişimi.....	83
Şekil 3.19.	Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) seyrelme etkisine (Kn) bağlı değişimi	84
Şekil 3.20.	Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) viskoz yayılım düzeyine (Br) bağlı değişimi.....	85
Şekil 3.21.	Nusselt sayısının (a) Brinkman sayısına (Br) ve (b) karma taşınım parametresine (Gr/Re) bağlı değişimi	87

TABLolar DİZİNİ

Sayfa No

Tablo 1.1.	Sektörlere göre MEMS ürünleri (URL-1, 2017).....	3
Tablo 1.2.	Bazı gazlara ait ortalama serbest yol değerleri (298K ve 1 atm'de) (Karniadakis vd., 2005).	5
Tablo 1.3.	Karakteristik uzunluklarına göre kanalların sınıflandırılması (Kandlikar ve Grande, 2003).	6
Tablo 1.4.	Akış rejimlerine ait bazı pratik uygulamalar	7
Tablo 1.5.	Bazı gaz-yüzey çiftlerine ait termal ve teğetsel momentum uyumu katsayıları (Karniadakis vd., 2005).	10
Tablo 1.6.	Mikro-kaygan akış rejiminde yapılan teorik çalışmalar ve incelenen parametreler	11

SEMBOLLER DİZİNİ

a_n	: boyutsuz katsayı
A	: Sabit
Br	: Brinkman sayısı
c_p	: özgül ısı [$\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$]
C	: boyutsuz parametre
d	: ortalama molekül çapı [m]
D_h	: hidrolik çap [m]
Ec	: Eckert sayısı
g	: yerçekimi ivmesi
Gr	: Grashof sayısı
h	: ısı taşınım katsayısı [$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$]
I_0, I_1	: 0 ve 1 inci basamaktan birinci tür Değiştirilmiş Bessel fonksiyonu
J_0, J_1	: 0 ve 1 inci basamaktan birinci tür Bessel fonksiyonu
k	: ısı iletim katsayısı [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$]
Kn	: Knudsen sayısı
L	: karakteristik uzunluk [m]
n	: normal eksen, terim sayısı
Nu	: Nusselt sayısı
p	: basınç [Pa]
Pr	: Prandtl sayısı
q''	: ısı akısı [Wm^{-2}]
r_0	: yarıçap [m]
r_q	: ısı akısı oranı
r_T	: sıcaklık farkı oranı
Ra	: Rayleigh sayısı
Re	: Reynolds sayısı
s	: kontrol yüzeyi
t	: teğetsel eksen

T	: sıcaklık [K]
u, v	: yatay ve düşey hız bileşeni [ms^{-1}]
u_g	: akışkan moleküllerinin cidardaki gerçek hızı
u_λ	: λ mesafesindeki hız
U	: boyutsuz hız
x_n	: bağımlı değişken
x, y, r	: düşey, yatay ve radyal koordinat
Y, R	: boyutsuz yatay ve radyal koordinat

Yunan sembolleri

α	: ısı yayılım katsayısı [m^2s^{-1}]
β	: ısı genleşme katsayısı [K^{-1}]
β_v, β_t	: boyutsuz değişken
δ	: moleküller arası ortalama mesafe [m]
ΔT	: sıcaklık farkı [K]
ε	: boyutsuz parametre
Φ	: viskoz yayılım terimi
γ	: özgül ısı oranı
ζ	: boyutsuz basınç düşümü parametresi
η	: boyutsuz parametre
θ	: boyutsuz sıcaklık
λ	: ortalama serbest yol [m]
μ	: dinamik viskozite [Pa s]
ν	: kinematik viskozite [m^2s^{-1}]
$\bar{v}$	: ortalama termal hız
ν	: çarpışma oranı
ρ	: yoğunluk [kgm^{-3}]
χ	: boyutsuz parametre
σ_T	: termal uyuşum katsayısı

σ_v : teğetsel momentum uyuşum katsayısı

Alt indisler

$\bar{}$: ortalama

$-, 1$: sol cidara ait özellik

$+, 2$: sağ cidara ait özellik

b : yığın

c : kanal merkezine ait özellik

m : ortalama

s : cidardaki akışkana ait özellik

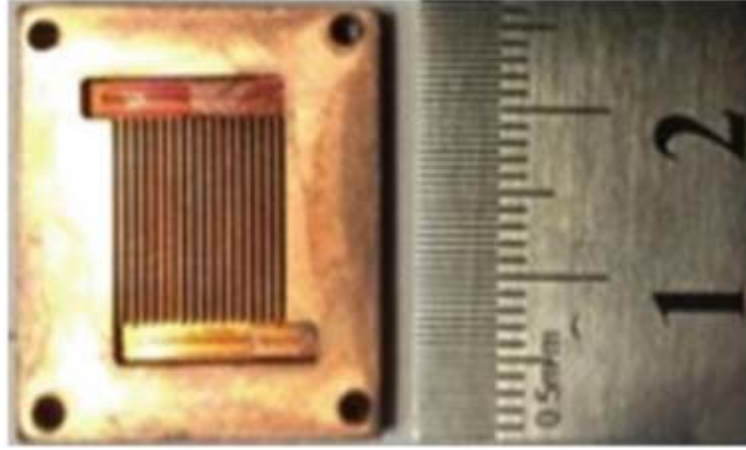
$s1, s2$: sol ve sağ cidardaki akışkana ait özellik

w : cidara ait özellik

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Üretim tekniklerinde yaşanan son gelişmeler, konvansiyonel sistemlere kıyasla üstün performans sunan mikro ölçekli elektromekanik sistemlerin (MEMS) üretilmesine büyük bir ivme kazandırmıştır. Bu alandaki ilk teorik adımlar, 1959 yılında nanoteknolojinin öncüsü sayılan Richard P. Feynmann tarafından ortaya atılmış ve 1981 yılında STM (*Scanning Tunneling Microscope*) adlı elektron mikroskobun keşfiyle mikro ölçekli sistemlerin üretim süreci başlamıştır. İlgili sistemlerin test süreçlerinde alınan başarılı sonuçlar, bu sistemleri biyoloji, tıp, optik, uzay ve otomotiv gibi birçok alanda kullanılan konvansiyonel boyutlu sistemlere (DNA analizörü ve benzeri) karşı önemli bir alternatif haline getirmiştir (Tablo 1.1). Geline nokta, toplam boyutları birkaç santimetreyi geçmeyen çok fonksiyonlu ve yüksek kapasiteli MEMS'ler imal edilebilmektedir. Buna karşın, küçülen boyutlar ve artan fonksiyonellik ilgili sistemlerde yüksek ısı yüklerini de beraberinde getirmektedir. İlgili sistemlerin güvenli bir şekilde çalışabilmeleri, bünyelerinde üretilen bu ısı yükünün etkin bir şekilde uzaklaştırılmasını gerekli kılmaktadır. Bu kapsamda, konvansiyonel boyuttaki sistemler için etkin çözümler sunan doğal taşınım ve fanla soğutma gibi yöntemler, mikro ölçekte başarılı sonuçlar vermemektedir. MEMS'lerin termal kontrolü genellikle bünyelerinde yer alan mikrokanallı soğutma üniteleri ile gerçekleştirilmektedir. İlgili soğutma sistemlerine örnek olarak, Şekil 1.1'de kanal boyutu $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ ve toplam boyutu $25\ \text{mm} \times 25\ \text{mm}$ olan paralel kanallı bir mikro ısı değiştirici ünitesi verilmektedir. Karakteristik uzunluğu $100\ \mu\text{m}$ olan bu sistem, konvansiyonel boyuttaki bir ısı değiştiricisine kıyasla milyon katlık bir ısı transfer yüzey alanı/hacim oranına sahiptir. Isı transfer yüzey alanındaki bu artış, ilgili sistem üzerinden gerçekleşen ısı transferini önemli düzeyde arttırmaktadır.



Şekil 1.1. Mikro ısı değıştiricisi (Guerrieri ve Cotta, 2014).

Bünyesinde akışkan akışı içeren bu sistemler, mikroeletromekanik sistemlerin bir alt dalı olan mikroakışkan sistemler olarak isimlendirilmektedir. Mikroakışkan sistemlerin geliştirilmesine yönelik ilk çalışmalar; konvansiyonel yaklaşımı esas alan analizlerin mikroakışkan sistemlerin hidrodinamik ve termal performansını tanımlamada yetersiz kaldığını ortaya koymuştur (Tuckerman ve Pease, 1981). İlerleyen süreçte, farklı araştırmacılar tarafından yapılan birçok teorik ve deneysel çalışma, makro ölçekten mikro/nano ölçeğe geçişte sürekli ortam yaklaşımının geçerliliğini kısmen veya tamamen yitirdiğini, makro ölçekte ihmal edilebilir etkiye sahip olan seyrelme, termal sürünme, viskoz yayılım, sıkıştırılabilirlik ve yüzey pürüzlülüğü gibi birçok parametrenin mikro ölçekte aktif rol oynadığını ortaya koymuştur (Guo ve Li, 2003). Mikro akışkan sistemlerin etkin tasarımı sistemdeki akışkan akışı ve ısı transferi modellemelerinde uygun korunum denklemlerinin kullanımı ve ilgili mikro etkilerin hesaba katılmasını gerektirir. Mikro ölçekteki akışın karmaşık yapısı ve ölçüm tekniklerinin yerel değışimleri belirlemedeki yetersizlikleri yukarıda belirtilen mikro etkilerin düzeylerinin tam olarak belirlenmesini mevcut teknolojiyle olanaksız kılmaktadır. Bu bağlamda, konu kapsamında yapılan teorik ve deneysel çalışmalar yoğun bir şekilde devam etmektedir.

Tablo 1.1. Sektörlere göre MEMS ürünleri (URL-1, 2017).

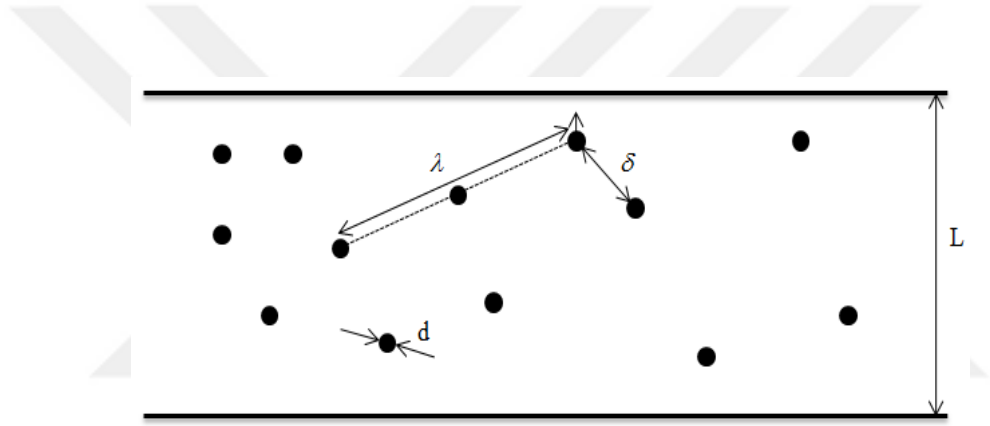
Alan	Uygulama
Otomotiv	İvmeölçerler (hava yastıkları, dinamik araç kontrolü), biyometrik sensörler, kimyasal sensörler, mikro enjektör, soğutmasız kızıl ötesi detektörler ve kameralar, ultrasonik dönüştürücüler, optik sensörler ve mikro aynalar
Ev konforu eşyaları	İvme sensörleri, eğiklik sensörü (ütü durum kontrolü, çamaşır makinalarında titreşim algılanması), manyetik sensörler, biyoçipler (yiyecek kontrolü), kimyasal sensörler (su kalitesi), mikro akış çipleri (çamaşır makinalarında dozaj sistemleri), akıllı toz ve sıcaklık sensörleri
Sağlık	İşitme cihazları, ivmeölçerler (kalp akışlarını düzenleyen cihazlar), vücuda yerleştirilebilen insülin pompası, iğnesiz enjektörler, akıllı haplar, basınç sensörleri (kan basıncı) ve ultrasonik dönüştürücüler
Savunma, Havacılık, Uzay	Biyoçipler, ivmeölçerler (görüntü sabitlemesi), yonga laboratuvar, manyetometre, mikrobolometreler (kızılötesi görüntüleme sistemleri), mor ötesi sensörler, mikro güç kaynakları ve mikro iticiler
Çevre	İvmeölçerler (depremin algılanması), biyokimyasal ve kimyasal sensörler, biyoçipler, yonga laboratuvar (kirlilik kontrolü), jeofon (yağ kalite bilgisi), ultrasonik dönüştürücüler, radyoaktif sensörler
Bilişim	İvme sensörleri (sabit disk stabilizasyonu), püskürtmeli yazıcı, optik fare, mikro göstergeler (projeksiyon, taşınabilir sistemler), faz kaydırıcılar, filtreler, rezonatörler, mikro optik tezgahlar
Proses kontrol ve Metroloji	İvme ölçerler, biyolojik sensörler (yemek endüstrisinde kalite kontrol), gaz sensörleri, manyetik sensörler, mikro pompa, basınç sensörleri ve spektrometre
Tekstil	Akıllı giysi sensörleri

1.2. Mikrokanallarda Tek Fazlı Gaz Akışı

Bu bölümde, mikrokanallardaki tek fazlı gaz akışına ait geometrik karakteristikler, akış rejimleri ve yüksek mertebeden kayma hızı ve sıcaklık sıçraması sınır koşulları hakkında bilgiler sunulmaktadır.

1.2.1. Mikroskobik Uzunluk Skalaları

Düzlemsel bir mikro/nano kanaldaki tek fazlı seyreltik gaz akışına ait uzunluk skalaları şematik olarak Şekil 1.2'de verilmektedir.



Şekil 1.2. Mikroskobik akışa ait temel karakteristik uzunluklar

Burada; d , ortalama molekül çapını; δ , moleküller arası ortalama mesafeyi; λ , ortalama serbest yolu ve L , kanal genişliğini karakterize etmektedir. Ortalama serbest yol (λ), fiziksel olarak bir akışkan molekülünün art arda yapmış olduğu iki çarpışma arasında aldığı ortalama mesafe olarak tanımlanır ve matematiksel olarak ortalama termal hızın ($\bar{v}$) çarpışma oranına (ν) oranı ile temsil edilir.

$$\lambda = \frac{\bar{v}}{\nu} = \frac{\sqrt{8RT}}{\nu} \quad (1.1)$$

Uygulamada yaygın olarak kullanılan gazlara ait ortalama serbest yol değerleri 40-170 nm arasında değişmektedir (Tablo 1.2).

Düşük basınç uygulamalarında ise, moleküller arası ortalama mesafenin artması ve buna bağlı olarak çarpışmanın azalması nedeniyle ortalama serbest yol birkaç metreye kadar ulaşabilmektedir. Örnek olarak atmosferik hava içerisinde 100 km yükseklikte ortalama serbest yol 0.1 m düzeyindedir.

Tablo 1.2. Bazı gazlara ait ortalama serbest yol değerleri (298K ve 1 atm'de) (Karniadakis vd., 2005).

Gaz	Ortalama serbest yol (m)
Hava	6.111×10^{-8}
N ₂	6.044×10^{-8}
CO ₂	4.019×10^{-8}
O ₂	6.503×10^{-8}
He	17.651×10^{-8}
Ar	6.441×10^{-8}

Akış alanları içerisindeki momentum ve enerji aktarımları moleküller arası ve molekül-cidar etkileşimleri üzerinden gerçekleşmektedir. Bu etkileşim düzeyi, ortalama serbest yolun kanal karakteristik uzunluğuna oranını temsil eden Knudsen sayısı ile karakterize edilir.

$$Kn = \frac{\lambda}{L} \quad (1.2)$$

Mikro/nano boyutlu kanallarda ortalama serbest yol ve kanal karakteristik uzunluklar kıyaslanabilir düzeylere ulaşmaktadır. Eşitlik (1.2) dikkate alındığında, sabit bir karakteristik uzunluk için Knudsen sayısının (seyrelme düzeyi) artışına bağlı olarak ortalama serbest yolun artacağı açıktır. Bu davranış, molekül çapına kıyasla moleküller arası ortalama mesafenin artmasına ve buna bağlı olarak akışkanın atomik doğasını göz ardı eden sürekli ortam yaklaşımının (ortamın boşluksuz ve homojen bir yapıda kabul edilmesi) kısmen veya tamamen ortadan kalkmasına neden olmaktadır. Fiziksel mekanizmadaki bu değişim, sürekli ortam yaklaşımını esas alan korunum denklemlerinin mikro/nanokanallar için kullanımı kısmen veya tamamen geçersiz kılmaktadır.

Karakteristik uzunluğa bağlı olarak, literatürde farklı kanal sınıflandırmaları mevcuttur. Bunlardan en yaygın olarak kullanılanlar Tablo 1.3'te verilmektedir.

Tablo 1.3. Karakteristik uzunluklarına göre kanalların sınıflandırılması (Kandlikar ve Grande, 2003).

Konvansiyonel kanallar	$> 3 \text{ mm}$
Minikanallar	$3 \text{ mm} \geq D_h > 200 \text{ } \mu\text{m}$
Mikrokanallar	$200 \text{ } \mu\text{m} \geq D_h > 10 \text{ } \mu\text{m}$
Geçiş mikrokanallar	$10 \text{ } \mu\text{m} \geq D_h > 1 \text{ } \mu\text{m}$
Geçiş nanokanallar	$1 \text{ } \mu\text{m} \geq D_h > 0.1 \text{ } \mu\text{m}$
Nanokanallar	$0.1 \text{ } \mu\text{m} \geq D_h$

1.2.2. Akış Rejimleri ve Modelleri

Mikro/nano akışkan sistemlerde karşılaşılan küçük boyutlar, ortalama serbest yol/kanal hidrolik çap oranını (Kn) kıyaslanabilir değerlere taşımaktadır. İlgili sistemlerdeki akışkan davranışı ve akışkan hareketini temsil eden akış modelleri Knudsen sayısına bağlı olarak aşağıda verilmektedir (Beskok ve Karniadakis, 1994).

Sürekli Ortam Akışı ($Kn < 10^{-3}$): Sürekli ortam yaklaşımı tüm akış alanı için geçerlidir. Akışkan hareketi, kayma sınır koşulları dikkate alınmaksızın Navier-Stokes eşitlikleriyle temsil edilir.

Kaygan Akış Rejimi ($10^{-3} < Kn < 10^{-1}$): Seyrelme etkisi, cidar komşuluğunda geçerlidir. Akışkan hareketi, cidarda hız kayması ve sıcaklık sıçraması sınır koşulları dikkate alınarak Navier-Stokes eşitlikleriyle temsil edilir.

Geçiş Akış Rejimi ($10^{-1} < Kn < 10$): Bu rejimde, sürekli ortam yaklaşımı geçerliliğini kısmen yitirmektedir. Akışkan hareketi ikinci mertebeden kayma ve sıcaklık sınır koşulları dikkate alınarak Navier-Stokes eşitlikleri veya yüksek mertebeli Burnett denklemi ile temsil edilir.

Serbest Moleküler Akış Rejimi ($Kn > 10$): Bu rejimde, sürekli ortam yaklaşımı geçerliliğini tamamen yitirmektedir. Akışkan hareketi, Boltzmann denklemi gibi moleküler modeller kullanılarak temsil edilir.

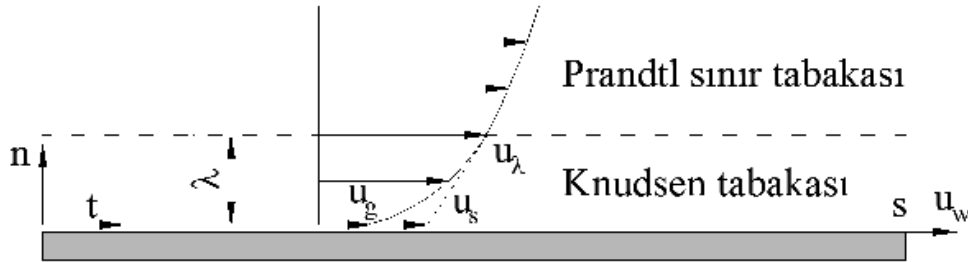
İlgili akış rejimlerine ait bazı pratik uygulamalar, Tablo 1.4'te verilmektedir.

Tablo 1.4. Akış rejimlerine ait bazı pratik uygulamalar

Akış rejimi	Uygulama örneği
Sürekli ortam akışı	Konvansiyonel boyutlara sahip ısı değiştiriciler ve ısı boruları
Kaygan akış	Mikroakış sensörleri, mikrolüleler, mikrovalfler, mikrokanallar/mikropompalar
Geçiş akışı	Sabit disk sürücüleri, mikrolüleler, mikrovalfler, mikrokanallar/mikropompalar
Serbest moleküler akış	Uzay uygulamaları

1.2.3. Yüksek Mertebeden Kayma Hızı ve Sıcaklık Sıçraması Sınır Koşulları

Mikro ölçekli bir iç akış uygulamasına ait hidrodinamik sınır tabaka gelişimi şematik olarak Şekil 1.3'te verilmektedir.



Şekil 1.3. Mikro-nano ölçekteki bir kanal akışında meydana gelen hidrodinamik sınır tabaka ve sınır tabakaya ait karakteristikler (Bayazitoglu vd., 2005).

Şekilde görüldüğü gibi mikro ölçekte, konvansiyonel yaklaşımdan farklı olarak cidar ve Prandtl sınır tabaka komşuluğunda ikincil bir sınır tabaka (Knudsen tabakası) varlığı söz konusudur. Ortalama serbest yol (λ) kalınlığındaki bu tabakada, momentumsal ve termodinamiksel açıdan; molekül-cidar arası etkileşim, moleküller arası etkileşime kıyasla daha baskın bir karakter sergilemektedir. İlgili etkileşim düzeylerinin bir sonucu olarak, cidar ve komşuluğundaki akışkan molekülleri arasında momentum dengesi bozulmakta ve

bu dengesizlik, cidar ve cidar komşuluğundaki akışkan molekülleri arasında bir hız farkının oluşmasına neden olmaktadır. n , normal ve t , teğetsel doğrultuyu temsil etmek üzere; bu hız farkı (kayma hızı),

$$u_s - u_w = \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} \left[\lambda \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_s + \frac{\lambda^2}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial n^2} \right)_s + \dots \right] + \frac{3}{2\pi} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{c_p \rho_0}{\mu} \lambda^2 \frac{\partial T}{\partial s} \quad (1.3)$$

eşitliğiyle temsil edilir. Burada; u_s , cidardaki akışkan hızını; u_w , cidar hızını; σ_v , teğetsel momentum uyuşum katsayısını ve eşitliğin sağ tarafında yer alan ikinci terim termal sürünmeyi temsil etmektedir. Aşağıda tanımlanan boyutsuzlaştırma parametreleri kullanılarak,

$$\begin{aligned} U &= \frac{u}{u_m}, & Kn &= \frac{\lambda}{D_h}, & Re &= \frac{\rho u D_h}{\mu}, & Ec &= \frac{u^2}{c_p \Delta T} \\ Pr &= \frac{\nu}{k / \rho c_p}, & n^* &= \frac{n}{D_h}, & s^* &= \frac{s}{D_h}, & T^* &= \frac{T}{\Delta T} \end{aligned} \quad (1.4)$$

Eşitlik (1.3) boyutsuz formda

$$U_s - U_w = \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} \left[Kn \left(\frac{\partial U}{\partial n^*} \right)_s + \frac{Kn^2}{2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial n^{*2}} \right)_s + \dots \right] + \frac{3}{2\pi} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{Kn^2 Re}{Ec} \frac{\partial T^*}{\partial s^*} \quad (1.5)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik (1.5)'te yer alan yüksek mertebeli terimler ($O(Kn^2), O(Kn^3), \dots$) Kn sayısının değerine bağlı olarak etki mertebelerini yitirmektedir. Bu bağlamda, özellikle kaygan akış rejimi bölgesini dikkate alan çalışmalarda, birinci mertebeden kayma hızı sınır koşulunun başarılı sonuçlar verdiği literatürde belirtilmektedir. Eşitlik (1.5)'te yer alan yüksek mertebeli terimler ihmal edilirse, birinci mertebeden kayma hızı sınır koşulu aşağıdaki forma indirgenir.

$$U_s - U_w = \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} Kn \left(\frac{\partial U}{\partial n^*} \right)_s + \frac{3}{2\pi} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{Kn^2 Re}{Ec} \frac{\partial T^*}{\partial s^*} \quad (1.6)$$

Burada, termal sürünmenin kaygan akış rejimi bölgesi içerisinde ihmal edilebilir bir etkiye sahip olduğu ve Knudsen sayısının 0.1'den büyük değerlerinde ise hesaba katılması gerektiği not edilmelidir.

Molekül-cidar arası etkileşim düzeyine bağlı olarak, mikro ölçek uygulamalarında cidar ve cidar komşuluğundaki akışkan molekülleri arasında bir sıcaklık farkı oluşmaktadır. Gaz kinetik teorisi esas alınarak, cidar ve cidar komşuluğundaki akışkan molekülleri arasındaki bu sıcaklık farkı (sıcaklık sıçraması sınır koşulu),

$$T_s - T_w = \frac{2 - \sigma_T}{\sigma_T} \left(\frac{2\gamma}{\gamma + 1} \right) \frac{1}{Pr} \left[Kn \left(\frac{\partial T}{\partial n^*} \right)_s + \frac{Kn^2}{2} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial n^{*2}} \right)_s + \frac{Kn^3}{6} \left(\frac{\partial^3 T}{\partial n^{*3}} \right)_s + \dots \right] \quad (1.7)$$

eşitliği ile temsil edilir. Burada; T_w , cidar sıcaklığını; T_s , cidar komşuluğundaki akışkan sıcaklığını ve σ_T ise termal uyuşum katsayısını temsil etmektedir. Benzer şekilde; yüksek mertebeli terimler ihmal edilirse, birinci mertebeden sıcaklık sıçraması sınır koşulu aşağıdaki forma indirgenir:

$$T_s - T_w = \frac{2 - \sigma_T}{\sigma_T} \left(\frac{2\gamma}{\gamma + 1} \right) \frac{1}{Pr} Kn \left(\frac{\partial T}{\partial n^*} \right)_s \quad (1.8)$$

Yukarıdaki eşitliklerde yer alan teğetsel momentum ve termal uyuşum katsayıları sırasıyla, cidar komşuluğundaki akışkan ve cidar arasındaki momentum ve ısı aktarım düzeylerini temsil etmektedir. İlgili katsayılar, yüzey pürüzlülüğü, gaz ve yüzey sıcaklığı, yerel basınç ve akış doğrultusu gibi parametrelere bağlı olarak farklı değerler almaktadır. Örneğin bazı gaz-yüzey çiftlerine ait momentum ve termal uyuşum katsayıları Tablo 1.5'te verilmektedir.

Tablo 1.5. Bazı gaz-yüzey çiftlerine ait termal ve teğetsel momentum uyşum katsayıları (Karniadakis vd., 2005).

Gaz	Yüzey	σ_T	σ_v
Hava	Al	0.87-0.97	0.87-0.97
He	Al	0.073	-
Hava	Demir	0.87-0.96	0.87-0.93
H ₂	Demir	0.31-0.55	-
Hava	Bronz	-	0.88-0.95

1.3. Literatür Araştırması

Mikroelektromekanik sistemler (MEMS) üretim teknikleri, içerdikleri ara donanımlar (mikropompa, mikro ısı değıştirici, mikro borulama sistemleri v.b.) ve uygulama alanları (elektronik soğutma, tıp, havacılık, otomotiv, v.b.) nedeniyle farklı disiplinlerin (malzeme, makina mühendisliği, fizik v.b.) üzerinde çalıştığı bir konudur. Bu bağlamda, ilgili disiplinlerin ortaya koyduğu birçok çalışma mevcuttur. Çalışma kapsamında detaylı bir literatür araştırması yapılmasına karşın; bu bölümde tez konusuyla doğrudan ilişkili, düşey konumlu mikro ve makro kanallardaki doğal ve karma taşınım çalışmalarına yer verilmiştir. İlgili çalışmalar araştırma parametreleri içerecek formda özet halinde Tablo 1.6'da, detaylı olarak ise aşağıda verilmektedir.

1.3.1. Seyrelme Etkisi

Haddad vd. (2005), hidrodinamik ve termal açıdan gelişmekte olan, düşey konumlu düzlemsel bir mikrokanaldaki doğal taşınımı problemini sayısal olarak incelemiştir. Kaygan akış rejimi bölgesinin ($10^{-3} \leq Kn \leq 10^{-1}$) dikkate alındığı çalışmada, seyrelme etkisinin artışıyla cidar komşuluğundaki akışkan hızının arttığını, akışkan sıcaklığının ve Nusselt sayısının ise azaldığını belirlemişlerdir.

Aynı problem, gelişmekte olan ve tam gelişmiş akış durumları için Biswal vd. (2007) tarafından geniş bir Rayleigh sayısı aralığında sayısal olarak incelenmiştir. Genel karakter olarak, Rayleigh ve Knudsen sayısının artışıyla Nusselt sayısının arttığını ve bu artışın yüksek Rayleigh sayılarında ($Ra > 10^4$) önemli mertebeye ulaştığını ortaya koymuşlardır.

Tablo 1.6. Mikro-kaygan akış rejiminde yapılan teorik çalışmalar ve incelenen parametreler

İncelenen parametreler	Araştırmacılar	Bulgular
Seyrelme (Kn)	Haddad vd., 2005; Avcı ve Aydın, 2007a; Avcı ve Aydın, 2007b; Biswal vd., 2007; Chakraborty vd., 2008; Avcı ve Aydın, 2009; Weng ve Chen, 2009; Buonomo ve Manca, 2010; Jha vd., 2013; Jian ve Weng, 2013; Jha ve Aina, 2014; Jha vd., 2015a; Avramenko vd., 2017	Seyrelme etkisinin artışıyla, kayma hızı ve sıcaklık sıçraması artmakta Nusselt sayısı ise azalmaktadır.
Termal sürünme	Chen ve Weng, 2006; Weng ve Chen, 2008; Niazmand ve Rahimi, 2010; Rahimi ve Niazmand, 2014	Termal sürünmenin artışıyla, kayma hızı ve Nusselt sayısı artmaktadır.
Karma taşınım (Gr/Re)	Avcı ve Aydın, 2007a; Avcı ve Aydın, 2007b; Avcı ve Aydın, 2009; Jian ve Weng, 2013; Jha vd., 2013; Sadeghi, 2014a; Jha ve Aina, 2014; Sadeghi, 2014b; Moslehi ve Saghafian, 2015; Avramenko vd., 2017	Karma taşınım parametresinin artışıyla kayma hızı ve Nusselt sayısı artmaktadır.
Manyetik alan (Ha)	Jha vd., 2015b; Moslehi ve Saghafian, 2015; Jha vd., 2016	Manyetik alan etkisinin artmasıyla hacimsel debi ve sürtünme faktörü azalmaktadır.
Viskoz yayılım (Br)	Barletta, 1998; Barletta, 1999a; Barletta, 1999b; Barletta ve Schio, 2001	Viskoz yayılım etkisinin artışıyla Nusselt sayısı azalmaktadır.

Haddad vd. (2005) çalışmasının aksine, Nusselt sayısında ortaya çıkan bu artış, Nusselt sayısı tanımında yer alan farklı referans sıcaklıklarından kaynaklanmaktadır. Burada, Haddad vd. (2005)'in referans sıcaklık olarak akışkan yığın sıcaklığını, Biswal vd. (2007) ise akışkan kanal giriş sıcaklığını dikkate aldığı not edilmelidir.

Weng ve Chen (2009), düşey konumlu halka kesitli dairesel bir mikrokanaldaki doğal taşınım problemini farklı eğrilik yarıçap oranı, seyrelme düzeyi ve uyuşum katsayıları (momentum ve termal uyuşum katsayıları) için analitik olarak incelemiştir. Sabit yüzey sıcaklığı termal sınır koşulu için, seyrelme etkisi ve uyuşum katsayılarının artışıyla Nusselt sayısı ve kayma gerilmesinin azaldığını tespit etmişlerdir. Eğrilik yarıçap oranının artışıyla ilgili olarak; Nusselt sayısının iç kanal yüzeyinde azaldığını; dış kanal yüzeyinde ise arttığını belirlemişlerdir. Çap oranına bağlı bu davranışı, sırasıyla, ilgili cidarlardaki sıcaklık gradyanının azalışı ve artışı ile ilişkilendirmişlerdir.

Buonomo ve Manca (2010), cidarlarında sabit ısı akısı termal sınır koşulu öngörülen düzlemsel bir mikrokanaldaki doğal taşınım problemini geniş bir Rayleigh sayısı aralığında sayısal olarak incelemiştir. Analiz, kaygan akış rejiminde ($0 \leq Kn \leq 10^{-1}$) gerçekleştirilmiş ve korunum denklemlerine birinci mertebeden kayma hızı ve sıcaklık sıçraması sınır koşulları yüklenmiştir. Düşük Rayleigh sayılarında ($Ra < 10$), Knudsen sayısının artışı ile Nusselt sayısının arttığını; yüksek Rayleigh sayılarında ise ($Ra > 100$) tersi bir davranışın olduğunu belirlemişlerdir.

Jha vd. (2013), hidrodinamik ve termal açıdan tam gelişmiş olan düzlemsel bir mikrokanaldaki karma taşınım problemini, Knudsen ve Darcy sayılarının farklı değerleri için analitik olarak incelemiştir. Gr/Re sayısının değerine bağlı olarak kanal içerisinde ters akış bölgesinin oluştuğunu göstermişlerdir. Ters akış bölgesinin oluştuğu Gr/Re sayısının, artan Darcy sayısı ile azalırken; artan Knudsen sayısı ile arttığını belirlemişlerdir.

Jha vd. (2015a), halka kesite sahip dairesel bir mikrokanal akışında emme/üfleme, eğrilik yarıçap oranının, uyuşum katsayılarının Nusselt sayısı ve kayma gerilmesi üzerindeki etkilerini analitik olarak incelemiştir. Cidarlarında asimetrik sabit yüzey sıcaklığı termal sınır koşulu öngörülmüştür. Seyrelme etkisinin ve uyuşum katsayılarının artışıyla ilgili olarak Nusselt sayısının azaldığını belirtmişlerdir.

Avramenko vd. (2017), cidarlarında sabit ısı akısı termal sınır koşulu öngörülen, düşey konumlu bir mikrokanaldaki karma taşınım problemini analitik ve nümerik olarak incelemiştir.

Nümerik analizde tercih edilen Lattice Boltzmann metodunun analitik çözümle uyumlu sonuçlar verdiğini ve karma taşınım problemlerinin modellenmesinde kullanılabileceğini ortaya koymuşlardır. Ayrıca geniş bir Rayleigh ve Prandtl sayısı aralığında Nusselt sayısının davranışı taranmış ve ilgili boyutsuz sayıların artışına bağlı olarak Nusselt sayısının önemli düzeyde arttığı belirlenmiştir.

1.3.2. Termal Sürünme Etkisi

Chen ve Weng (2006), düşey konumlandırılmış düzlemsel bir mikrokanal akışında termal sürünmenin akış ve ısı transferi karakteristikleri üzerindeki etkisini sayısal olarak incelemiştir. Analizde termal sürünmeyi ihtiva eden birinci ve ikinci mertebeden kayma hızları momentum denkleminde sınır koşulu olarak yüklenmiş ve kanal cidarlarında sabit yüzey sıcaklığı sınır koşulu öngörülmüştür. Termal sürünmenin artışıyla sürtünme faktörü azalırken, Nusselt sayısının ise arttığını belirlemişlerdir. Bu davranış, seyrelme düzeyinin artışına bağlı olarak hız gradyanında meydana gelen azalma ile ilişkilendirilmiştir.

Aynı problemin, tam gelişmiş akış durumuna ait analitik çözümleri simetrik ve asimetrik ısı akısı termal sınır koşulları için Weng ve Chen (2008) tarafından elde edilmiştir. Termal sürünmenin, debi ve ısı transferini artırırken, akış direnci ve cidar komşuluğundaki akışkan sıcaklığını önemli düzeyde azalttığını belirlemişlerdir.

Niazmand ve Rahimi (2010), düzlemsel bir mikrokanaldaki doğal taşınım problemini yüksek mertebeden kayma hızı ve sıcaklık sıçraması sınır koşulları altında sayısal olarak incelemiştir. Sürünme etkisinde dahil edildiği analizde, mikrokanalın farklı yerel istasyonlarında boyutsuz hız ve sıcaklık profilleri ve Nusselt sayıları elde edilmiştir. Termal sürünme, kanal girişinde, hız ve sıcaklık profilleri üzerinde önemli bir değişime neden olurken, tam gelişmiş bölgede ise etkisini yitirdiği belirlenmiştir.

Aynı problem, Rahimi ve Niazmand (2014) tarafından sabit ısı akısı termal sınır koşulu için ve de termofiziksel özellik değişimlerini ihtiva edecek şekilde genişletilerek incelenmiştir. Sabit ve değişken termofiziksel özellik kabulünün, hidrodinamik ve termal karakteristikler üzerinde önemli farklılıklara neden olduğu ortaya konmuştur. Özellikle, cidar komşuluğundaki akışkan sıcaklığının kanal boyunca önemli değişimler sergilediği ve bu davranışın termal sürünme düzeyi ve buna bağlı olarak akış direnci ve ısı transferini değiştirdiğini belirlemişlerdir.

1.3.3. Karma Taşınım Etkisi

Farklı kesitlere sahip düşey konumlu mikrokanallardaki karma taşınım problemi literatürde ilk defa, Avcı ve Aydın (2007a, 2007b ve 2009) tarafından ele alınmıştır. Avcı ve Aydın (2007a ve 2007b), hidrodinamik ve termal açıdan tam gelişmiş düzlemsel bir mikrokanal akışını laminar akış rejiminde simetrik ve asimetrik yüzey sıcaklığı ve sabit ısı akısı termal sınır koşulları için analitik olarak incelemiştir. Birinci mertebeden kayma hızı ve sıcaklık sıçraması sınır koşullarının dikkate alındığı çalışmalarda, geniş bir karma taşınım parametresi (Gr/Re) aralığında seyrelme etkisi, cidar sıcaklık ve ısı akısı oranının hız, sıcaklık ve Nusselt dağılımları üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Genel karakter olarak, her iki sınır koşulunda da, Nusselt sayısının seyrelme etkisinin artışıyla azaldığı, karma taşınım parametresinin artışıyla ise arttığı tespit edilmiştir. Seyrelme etkisi ve karma taşınım parametresine bağlı bu davranışlar sırasıyla, kayma hızı, sıcaklık sıçraması ve kaldırma kuvvetlerinin fiziksel mekanizma üzerindeki etkisiyle açıklanmıştır.

Avcı ve Aydın (2009), diğer bir çalışmalarında ise aynı problemi halka kesite sahip düşey konumlu bir mikrokanal akışı için ele almıştır. Seyrelme ve karma taşınım parametresi için benzer değişimlerin elde edildiği çalışmada, çap oranının belirli bir değerine kadar Nusselt sayısının önemli değişimler sergilediği; bu değer ötesinde ise etkisini yitirdiğini ortaya koymuşlardır.

Jian ve Weng (2013), asimetrik yüzey sıcaklığı sınır koşulu öngörülen düzlemsel bir mikrokanaldaki karma taşınım problemini birinci ve ikinci mertebeden kayma ve sıcaklık sıçraması sınır koşulları için incelemiştir. Kaygan akış rejiminin üst sınırı için ($Kn = 0.1$), karma taşınım parametresinin düşük değerlerinde ($Gr/Re < 100$), birinci ve ikinci mertebeden sınır koşullarının hız ve sıcaklık profilleri üzerinde aynı etkiye sahip olduğunu; yüksek değerlerinde ise ($Gr/Re > 100$) farklılıkların olduğunu ortaya koymuştur. Bu farklılıklar, termal sürünmede meydana gelen artışla ilişkilendirilmiştir.

Sadeghi vd. (2014b), düşey konumlu mikrokanallardaki karma taşınım problemini farklı kesit geometrileri için (üçgen, kare, altıgen, daire ve dikdörtgen) analitik olarak incelemiştir. Analizde, kanal cidarlarında H1 ve H2 tipi sabit ısı akısı termal sınır koşulları öngörülmüştür. Üçgen kesitli kanal akışında, genel karakter olarak karma taşınım parametresinin artışıyla Nusselt sayısının arttığı, basınç düşümünün ise azaldığı belirlenmiştir.

Aynı problem, Sadeghi vd. (2014a) tarafından H1-tipi termal sınır koşulu için farklı en/boy oranına sahip mikro geometrilere (yamuk, altıgen, üçgen, elips v.b.) taşınmıştır. Kaygan akış rejimi ve birinci mertebeden sınır koşullarının dikkate alındığı çalışmada, kesit geometrisine bağlı olarak, sürtünme direnci ve Nusselt sayısının seyrelme ve karma taşınım parametrelerinden farklı düzeylerde etkilendikleri ortaya konmuştur. Genel karakter olarak ise Knudsen sayısının azalışına ve Gr/Re parametresinin artışına bağlı olarak sürtünme direnci ve Nusselt sayısının arttığını belirtmişlerdir.

1.3.4. Manyetik Alan Etkisi

Jha vd. (2015b), cidarlarında sabit yüzey sıcaklık termal sınır koşulu öngörülen düzlemsel bir mikrokanaldaki doğal taşınım problemini manyetik alan etkisi altında teorik olarak incelemiştir. Kaygan akış rejiminin dikkate alındığı çalışmada, manyetik alan şiddetinin artışıyla akışkan hızının ve hacimsel debinin azaldığını belirlemişlerdir.

Aynı problem, Moslehi ve Saghafian (2015) tarafından asimetric ısı akısı termal sınır koşulu için ele alınmıştır. Artan manyetik alan ile Nusselt sayısının arttığını; $(0 \leq Gr / Re \leq 200)$, aralığında ise karma taşınım parametresinin Nusselt sayısı üzerindeki etkisinin ihmal edilebilir olduğunu belirlemişlerdir.

Jha vd. (2016), düşey konumlandırılmış halka kesite sahip bir mikrokanal akışında tam gelişmiş akış koşulları için manyetik alanın akışkan hızı, hacimsel debi ve sürtünme direnci üzerindeki etkisini incelemiştir. Hartmann sayısının artışıyla akışkan hızı ve hacimsel debinin azaldığını ve bu değişimlere bağlı olarak sürtünme direncinin düşük değerler aldığını ortaya koymuşlardır. Ayrıca, seyrelme etkisinin artışıyla hacimsel debinin arttığını tespit etmişlerdir.

1.3.5. Viskoz Yayılım Etkisi

Barletta (1998), düşey konumlandırılmış düzlemsel bir makrokanaldaki hidrodinamik ve termal açıdan tam gelişmiş laminar akışta viskoz yayılım etkisini incelemiştir. Doğal taşınım ve karma taşınım probleminin birlikte dikkate alındığı çalışmada, kanal cidarlarında sabit yüzey sıcaklığı termal sınır koşulu öngörülmüştür. Momentum ve enerji denklemlerinin çözümünde seri açılımına dayalı pertürbasyon yöntemini kullanmıştır.

Viskoz yayılım etkisinin artışıyla, Nusselt sayısının sol (soğuk) cidarda artarken, sağ cidarda ise azaldığını belirlemiştir. Bu davranış viskoz yayılım sonucunda açığa çıkan ısıның akışkan yığın sıcaklığını artırması ile ilişkilendirilmiştir.

Aynı problem, asimetrik ısı akısı termal sınır koşulu için aynı araştırmacı tarafından ele alınmıştır (Barletta 1999a). Isı akısı oranının bazı değerlerinde karma taşınım ve viskoz yayılım düzeyine bağlı olarak Nusselt sayısının süresiz bir davranış sergilediği ortaya konulmuştur. İlgili süresizlikler, viskoz yayılım sonucu ortalama akışkan sıcaklığının cidar sıcaklığına ulaşması ile açıklanmıştır.

Barletta diğer bir çalışmasında ise aynı problemi dairesel kesitli bir makrokanal akışına taşımıştır (Barletta 1999b). İlgili geometri için karma taşınım parametresinin artışıyla Nusselt sayısının azaldığını tespit etmiştir.

Yukarıda verilen detaylı literatür araştırması düşey olarak konumlandırılmış mikrokanallardaki karma taşınımı ele alan çalışmaların (teorik ve deneysel) viskoz yayılım etkisini göz ardı ettiğini ortaya koymaktadır.

1.4. Tezin Amacı ve Kapsamı

Literatürde, farklı kesit geometrisine sahip mikrokanallar için zorlanmış veya doğal taşınım problemini ele alan kapsamlı sayısal ve deneysel çalışmalar vardır. Buna karşın, birleşik veya karma taşınımı ele alan çalışmaların oldukça kısıtlı olduğu görülmektedir. Bu çalışmalarda viskoz yayılım etkisinin göz ardı edildiği görülmüştür.

Çalışma kapsamında, farklı geometriye sahip mikrokanallarda (düzlemsel mikrokanal, dairesel kesitli mikrokanal) tam gelişmiş laminar akış rejimi için karma taşınım problemi teorik olarak incelenmiştir. Sürekli ortam akışı ($Kn=0$) ve kaygan akış rejimi ($0 < Kn \leq 0.1$) ayrı ayrı ele alınmıştır. Analizde, viskoz yayılım dikkate alınmıştır. İlgili mikro geometrilerin cidarlarında sabit ısı akısı ve sabit yüzey sıcaklığı olmak üzere iki farklı termal sınır koşul uygulanmıştır. Sayısal çözümlerde, lineer ve/veya lineer olmayan adi veya kısmi diferansiyel denklem çözümüne olanak sunan seri açılımına dayalı pertürbasyon yöntemi kullanılmıştır.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

Bu çalışmada, düşey olarak konumlandırılmış bazı temel mikro geometrilerdeki (düzlemsel ve dairesel kesitli mikrokanallar) karma taşınım problemi sayısal olarak incelenmiştir. Akış, laminar ve tam gelişmiş olarak kabul edilmiştir. Sürekli ortam akışı ($Kn = 0$) ve kaygan akış rejimi ($0.01 < Kn \leq 0.1$), ayrı ayrı incelenmiştir. Cidarlarda sabit ısı akısı (H1-tipi) ve sabit yüzey sıcaklığı (T-tipi) olmak üzere iki tip termal sınır koşulu uygulanmıştır. Momentum ve enerjinin korunumu denklemlerinin çözümünde, yarı-analitik bir yöntem olan pertürbasyon yöntemi kullanılmıştır. Elde edilen bulgular, boyutsuz hız ve sıcaklık dağılımları ve Nusselt sayısı cinsinden sunulmuş ve problemde etkili olan fiziksel mekanizmalar tartışılmıştır.

2.1. Düşey Konumlandırılmış Düzlemsel Mikrokanalda Karma Taşınım

Bu bölümde, düşey olarak konumlandırılmış bir mikrokanaldaki karma taşınım probleminin sayısal analizi gerçekleştirilmiştir. Analizde, kanal cidarlarında öngörülen her bir termal sınır koşulu için sırasıyla, matematiksel modelin oluşturulması ve çözüm aşamalarını içerecek formda sunulmuştur.

İki boyutlu, daimi, sıkıştırılamaz ve sabit termofiziksel özellikli laminar akışı karakterize eden korunum denklemleri, kaldırma kuvvetlerini içerecek formda, Kartezyen koordinatlar için şu şekilde yazılabilir:

Süreklilik denklemi:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.1)$$

Momentumun korunumu:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \beta g (T - T_0) \quad (2.2)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (2.3)$$

Enerjinin korunumu:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \left(\frac{\nu}{\text{Pr}} \right) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \Phi \quad (2.4)$$

Denklem (2.4)'ün sağ tarafındaki ikinci terim viskoz yayılımı ifade etmekte olup; açık formu, aşağıda verilmektedir.

$$\Phi = \left(\frac{\mu}{\rho c_p} \right) \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right\} \quad (2.5)$$

Hidrodinamik açıdan tam gelişmiş laminar akış için;

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad v = 0 \quad \text{ve} \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (2.6)$$

olduğundan korunum denklemleri yeniden düzenlenerek aşağıdaki şekilde yazılabilir:

Momentumun korunumu:

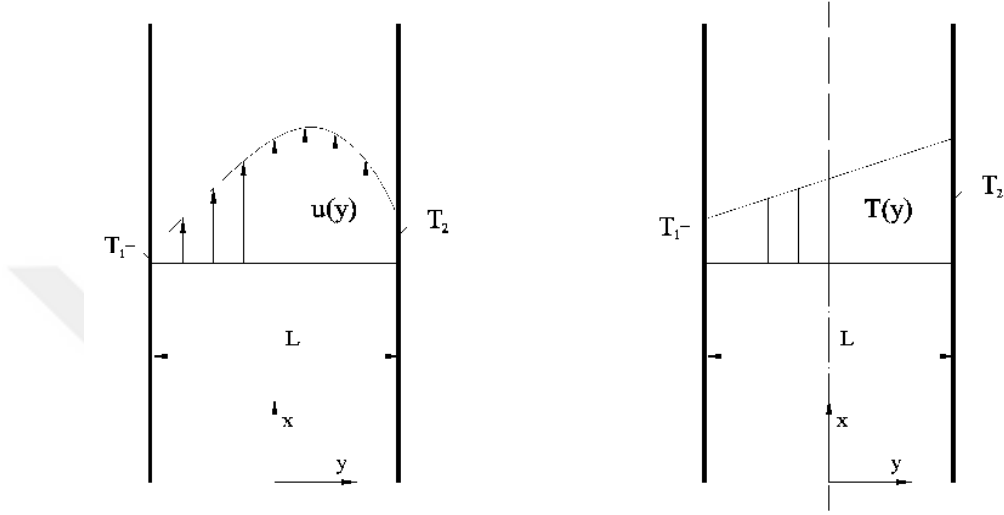
$$0 = -\frac{dp}{dx} + \mu \frac{d^2 u}{dy^2} + \beta g \rho (T - T_0) \quad (2.7)$$

Enerjinin korunumu:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \left(\frac{\nu}{\text{Pr}} \right) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \frac{\mu}{\rho c_p} \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \quad (2.8)$$

2.1.1. Sabit Yüzey Sıcaklığı Termal Sınır Koşulu

Cidarlarında, simetrik ve asimetrik sabit yüzey sıcaklığı termal sınır koşulu öngörülen düzlemsel mikrokanalet airt şematik resim, Şekil 2.1.'de verilmektedir.



Şekil 2.1. Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (sabit yüzey sıcaklığı, düzlemsel mikrokanalet)

Burada; T_1 , sol (soğuk) cidarın ve T_2 ise sağ (sıcak) cidarın yüzey sıcaklığını temsil etmektedir. Öngörülen termal sınır koşulu için tam gelişmiş akış durumunda, yerel sıcaklığın ve eksenel basınç gradyanının sabit olduğu literatürde belirtilmiştir (Aung ve Worku, 1986). Bu durum matematiksel formda,

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad \text{ve} \quad \frac{dp}{dx} = \text{sabit} = A \quad (2.9)$$

denklemleriyle ifade edilebilir. İlgili denklemler, (2.7 ve 2.8) numaralı denklemlere taşınırsa, momentum ve enerji için korunum denklemleri, sırasıyla,

$$0 = -A + \mu \frac{d^2 u}{dy^2} + \beta g \rho (T - T_0) \quad (2.10)$$

$$0 = \left(\frac{k}{\rho c_p} \right) \frac{d^2 T}{dy^2} + \frac{v}{c_p} \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \quad (2.11)$$

formuna indirgenir. Akışkan-cidar arayüzünde geçerli hız kayması ve sıcaklık sıçraması sınır koşulları kullanılarak; (2.10) ve (2.11) numaralı denklemlerin çözümü için gerekli sınır koşulları şu şekilde yazılabilir:

$$\begin{aligned} u &= u_{s1} & y &= -L/2 \text{ 'de} \\ u &= u_{s2} & y &= L/2 \text{ 'de} \\ T &= T_{s1} & y &= -L/2 \text{ 'de} \\ T &= T_{s2} & y &= L/2 \text{ 'de} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Burada; u_{s1} ve u_{s2} , T_{s1} ve T_{s2} , sırasıyla, sol (soğuk) ve sağ (sıcak) cidar komşuluğundaki akışkan hızlarını ve sıcaklıklarını temsil etmektedir. (2.10) ve (2.11) numaralı denklemler dikkatli bir şekilde incelendiğinde, hız (u) ve sıcaklık (T) terimlerinin her iki denklemde de ortak bağımlı değişkenler olduğu görülmektedir.

(2.10) numaralı denklemin her iki tarafının y 'ye göre iki kez türevi alınıp; elde edilen yeni denklem (2.11), numaralı denkleme taşınırsa;

$$\frac{d^4 u}{dy^4} = \frac{\beta g}{\alpha c_p} \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \quad (2.13)$$

formunda bir bağımlı değişkene bağlı dördüncü mertebeden lineer olmayan bir adi diferansiyel denklem elde edilir.

ΔT , referans sıcaklık farkı; u_0 , referans hız ve T_0 , referans sıcaklık olmak üzere şu şekilde tanımlanır:

$$\Delta T = T_2 - T_1 \quad \text{için } T_1 < T_2 \quad (2.14a)$$

$$\Delta T = \nu^2 / c_p D_h^2 \quad \text{için } T_1 = T_2 \quad (2.14b)$$

$$u_0 = -\frac{AD_h^2}{48\mu}, \quad T_0 = \frac{T_1 + T_2}{2} \quad (2.15)$$

Aşağıda tanımlanan boyutsuz parametreler

$$Y = \frac{y}{D_h}, \quad \theta = \frac{T - T_0}{\Delta T}, \quad U = \frac{u}{u_0}, \quad Kn = \frac{\lambda}{D_h}, \quad \beta_v = \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v}, \quad r_T = \frac{T_2 - T_1}{\Delta T}$$

$$\beta_t = \frac{2 - \sigma_T}{\sigma_T} \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{1}{Pr}, \quad Gr = \frac{\beta g \Delta T D_h^3}{\nu^2}, \quad Re = \frac{u_0 D_h}{\nu}, \quad Br = \frac{\mu u_0^2}{k \Delta T}, \quad D_h = 2L \quad (2.16)$$

kullanılarak; (2.13) numaralı diferansiyel denklem boyutsuz formda,

$$\frac{d^4 U}{dY^4} = \frac{Gr}{Re} Br \left(\frac{dU}{dY} \right)^2 \quad (2.17)$$

olarak elde edilir. Benzer şekilde, boyutsuz parametreler cinsinden hidrodinamik ve termal sınır koşulları boyutsuz formda,

$$U = \beta_v Kn \frac{dU}{dY} \quad Y = -1/4 \text{ 'te} \quad (2.18a)$$

$$U = -\beta_v Kn \frac{dU}{dY} \quad Y = 1/4 \text{ 'te} \quad (2.18b)$$

$$\frac{d^2 U}{dY^2} = -48 + \frac{Gr}{Re} \frac{r_T}{2} + \beta_t Kn \frac{d^3 U}{dY^3} \quad Y = -1/4 \text{ 'te} \quad (2.19a)$$

$$\frac{d^2 U}{dY^2} = -48 - \frac{Gr}{Re} \frac{r_T}{2} - \beta_t Kn \frac{d^3 U}{dY^3} \quad Y = 1/4 \text{ 'te} \quad (2.19b)$$

olarak düzenlenebilir. Burada; r_T , sıcaklık farkı oranı olup; r_T 'nin 0 ve 1 değerleri sırasıyla, simetrik ve asimetrik sıcaklık sınır koşullarını temsil etmektedir.

Benzer şekilde, enerjinin korunumu denklemi ve ilgili sınır koşulları boyutsuz formda,

$$\frac{d^2\theta}{dY^2} + Br \left(\frac{dU}{dY} \right)^2 = 0 \quad \text{veya} \quad \theta = -\frac{1}{Gr/Re} \left[48 + \frac{d^2U}{dY^2} \right] \quad (2.20)$$

$$\theta = -\frac{r_T}{2} + \beta_i Kn \frac{d\theta}{dY} \quad Y = -1/4 \text{ 'te} \quad (2.21a)$$

$$\theta = \frac{r_T}{2} - \beta_i Kn \frac{d\theta}{dY} \quad Y = 1/4 \text{ 'te} \quad (2.21b)$$

olarak yazılabilir.

Viskoz yayılım etkisinin ihmal edilmesi durumunda ($Br = 0$), (2.17 ve 2.20) numaralı denklemler lineer forma dönüşmekte ve analitik çözüme olanak sunmaktadır. (2.17 ve 2.20) numaralı denklemler, (2.18 ve 2.19) numaralı denklemlerle tanımlanan sınır koşulları altında çözülürse, boyutsuz hız ve sıcaklık profilleri, sırasıyla,

$$U(Y) = \frac{Gr}{Re} \frac{r_T}{(3 + 12\beta_i Kn)} \left[-Y^3 + Y \frac{(1 + 12\beta_v Kn)}{(16 + 64\beta_v Kn)} \right] + 24 \left[-Y^2 + \frac{(1 + 8\beta_v Kn)}{16} \right] \quad (2.22)$$

$$\theta(Y) = \frac{2r_T}{(1 + 4\beta_i Kn)} Y \quad (2.23)$$

olarak elde edilir. Makrokanal durumu için ($Kn = 0$), (2.22 ve 2.23) numaralı profiller;

$$U(Y) = \left(\frac{Gr}{3Re} r_T Y + 24 \right) \left(\frac{1}{16} - Y^2 \right) \quad (2.24)$$

$$\theta(Y) = 2r_T Y \quad (2.25)$$

formunda düzenlenebilir. $Kn=0$ için elde edilen bu profiller, aynı problemi makrokanal durumu için inceleyen Barletta (1998)'nin sonuçları ile örtüşmektedir.

Viskoz yayılım etkisinin varlığında ($Br \neq 0$), (2.17 ve 2.20) numaralı denklemler lineer olmayan yapıları nedeniyle analitik çözüme olanak sunmamaktadır. İlgili denklemlerin çözümüne nümerik veya yarı-analitik yöntemlerle ulaşılabilir. Bu çalışmada, kuvvet serisi açılımına dayalı yarı-analitik bir yöntem olan pertürbasyon yöntemi tercih edilmiştir. Yönteme göre, ε pertürbasyon parametresi ($= Br \frac{Gr}{Re}$) olmak üzere; (2.17) numaralı denklemde yer alan bağımlı değişken $U(Y)$;

$$U(Y) = U_0(Y) + \varepsilon U_1(Y) + \varepsilon^2 U_2(Y) + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n U_n(Y) \quad (2.26)$$

formunda bir kuvvet serisiyle ifade edilir. Bu seri, (2.17) numaralı denkleme taşıyıp düzenlenirse;

$$\frac{d^4 [U_0(Y) + \varepsilon U_1(Y) + \dots]}{dY^4} = \varepsilon \left(\frac{d [U_0(Y) + \varepsilon U_1(Y) + \dots]}{dY} \right)^2 \quad (2.27)$$

halini alır. Denklemin her iki tarafında yer alan aynı kuvvetlere sahip ε 'ların katsayıları eşitlenirse, $n = 0, 1, 2, \dots$ için (2.17) numaralı denklem

$$n = 0 \text{ için } \varepsilon^0: \frac{d^4 U_0}{dY^4} = 0 \quad (2.28a)$$

$$n = 1 \text{ için } \varepsilon^1: \frac{d^4 U_1}{dY^4} = \left(\frac{dU_0}{dY} \right)^2 \quad (2.28b)$$

$$n = 2 \text{ için } \varepsilon^2: \frac{d^4 U_2}{dY^4} = 2 \frac{dU_0}{dY} \frac{dU_1}{dY} \quad (2.28c)$$

$$\vdots \quad \quad \quad \vdots$$

elde edilir. Benzer şekilde (2.18) numaralı sınır koşulları

$$[U_0(Y) + \varepsilon U_1(Y) + \dots] = \beta_v Kn \frac{d[U_0(Y) + \varepsilon U_1(Y) + \dots]}{dY} \quad Y = -1/4 \text{ 'te} \quad (2.29a)$$

$$[U_0(Y) + \varepsilon U_1(Y) + \dots] = -\beta_v Kn \frac{d[U_0(Y) + \varepsilon U_1(Y) + \dots]}{dY} \quad Y = 1/4 \text{ 'te} \quad (2.29b)$$

$$n=0 \text{ için} \quad \varepsilon^0: U_0(-1/4) = \beta_v Kn \frac{dU_0}{dY} \Big|_{Y=-1/4}$$

$$\varepsilon^0: U_0(1/4) = -\beta_v Kn \frac{dU_0}{dY} \Big|_{Y=1/4} \quad (2.30a)$$

$$n=1 \text{ için} \quad \varepsilon^1: U_1(-1/4) = \beta_v Kn \frac{dU_1}{dY} \Big|_{Y=-1/4}$$

$$\varepsilon^1: U_1(1/4) = -\beta_v Kn \frac{dU_1}{dY} \Big|_{Y=1/4} \quad (2.30b)$$

$$n=2 \text{ için} \quad \varepsilon^2: U_2(-1/4) = \beta_v Kn \frac{dU_2}{dY} \Big|_{Y=-1/4}$$

$$\varepsilon^2: U_2(1/4) = -\beta_v Kn \frac{dU_2}{dY} \Big|_{Y=1/4} \quad (2.30c)$$

$$\vdots \quad \quad \quad \vdots$$

ve (2.19) numaralı sınır koşulları;

$$\left. \frac{d^2[U_0(Y) + \varepsilon U_1(Y) + \dots]}{dY^2} \right|_{Y=-1/4} = -48 + \frac{Gr}{Re} \frac{r_T}{2} + \beta_t Kn \left. \frac{d^3[U_0(Y) + \varepsilon U_1(Y) + \dots]}{dY^3} \right|_{Y=-1/4} \quad (2.31a)$$

$$\left. \frac{d^2[U_0(Y) + \varepsilon U_1(Y) + \dots]}{dY^2} \right|_{Y=1/4} = -48 - \frac{Gr}{Re} \frac{r_T}{2} - \beta_t Kn \left. \frac{d^3[U_0(Y) + \varepsilon U_1(Y) + \dots]}{dY^3} \right|_{Y=1/4} \quad (2.31b)$$

$$\begin{aligned} n=0 \text{ için } \varepsilon^0: \left. \frac{d^2 U_0}{dY^2} \right|_{Y=-1/4} &= -48 + \frac{Gr}{Re} \frac{r_T}{2} + \beta_t Kn \left. \frac{d^3 U_0}{dY^3} \right|_{Y=-1/4} \\ \varepsilon^0: \left. \frac{d^2 U_0}{dY^2} \right|_{Y=1/4} &= -48 - \frac{Gr}{Re} \frac{r_T}{2} - \beta_t Kn \left. \frac{d^3 U_0}{dY^3} \right|_{Y=1/4} \end{aligned} \quad (2.32a)$$

$$\begin{aligned} n=1 \text{ için } \varepsilon^1: \left. \frac{d^2 U_1}{dY^2} \right|_{Y=-1/4} &= \beta_t Kn \left. \frac{d^3 U_1}{dY^3} \right|_{Y=-1/4} \\ \varepsilon^1: \left. \frac{d^2 U_1}{dY^2} \right|_{Y=1/4} &= -\beta_t Kn \left. \frac{d^3 U_1}{dY^3} \right|_{Y=1/4} \end{aligned} \quad (2.32b)$$

$$\begin{aligned} n=2 \text{ için } \varepsilon^2: \left. \frac{d^2 U_2}{dY^2} \right|_{Y=-1/4} &= \beta_t Kn \left. \frac{d^3 U_2}{dY^3} \right|_{Y=-1/4} \\ \varepsilon^2: \left. \frac{d^2 U_2}{dY^2} \right|_{Y=1/4} &= -\beta_t Kn \left. \frac{d^3 U_2}{dY^3} \right|_{Y=1/4} \end{aligned} \quad (2.32c)$$

⋮ ⋮

formunda düzenlenir.

Yukarıda tanımlanan çözüm prosedürüne uygun olarak, $n=0$ için (2.28a) numaralı denklem, (2.30a ve 2.32a) numaralı denklemlerle tanımlanan sınır koşulları kullanılıp analitik olarak çözülürse; boyutsuz hız dağılımı,

$$U_0(Y) = \frac{Gr}{Re} \frac{r_T}{(3+12\beta_t Kn)} \left[-Y^3 + Y \frac{(1+12\beta_v Kn)}{(16+64\beta_v Kn)} \right] + 24 \left[-Y^2 + \frac{(1+8\beta_v Kn)}{16} \right] \quad (2.33)$$

şeklinde elde edilir.

Burada, $n=0$ 'ın fiziksel olarak viskoz yayılım etkisinin göz ardı edildiği durumu ($Br=0$) temsil ettiği not edilmelidir. Elde edilen hız profilinin (2.22) numaralı denklemle örtüşmesi, $n=0$ için elde edilen çözümün doğruluğunu teyit etmektedir.

n 'in 0'dan farklı değerleri için ($n > 0$), (2.17-2.19) numaralı denklemler genel formda,

$$\frac{d^4 U_n}{dY^4} = \sum_{j=0}^{n-1} \frac{dU_j}{dY} \frac{dU_{n-j-1}}{dY} \quad (2.34)$$

$$U_n(-1/4) = \beta_v Kn \frac{dU_n}{dY} \Big|_{Y=-1/4} \quad (2.35a)$$

$$U_n(1/4) = -\beta_v Kn \frac{dU_n}{dY} \Big|_{Y=1/4} \quad (2.35b)$$

$$\frac{d^2 U_n}{dY^2} \Big|_{Y=-1/4} = \beta_t Kn \frac{d^3 U_n}{dY^3} \Big|_{Y=-1/4} \quad (2.36a)$$

$$\frac{d^2 U_n}{dY^2} \Big|_{Y=1/4} = -\beta_t Kn \frac{d^3 U_n}{dY^3} \Big|_{Y=1/4} \quad (2.36b)$$

olarak düzenlenebilir. $n=0$ için elde edilen hız profili ($U_0(Y)$), yukarıdaki denklem takımına taşınarak; $n > 0$ için $U_n(Y)$ fonksiyonları elde edilir ve boyutsuz hız profili,

$$U(Y) = \frac{Gr}{\text{Re}} \frac{r_T}{(3 + 12\beta_t Kn)} \left[-Y^3 + Y \frac{(1 + 12\beta_v Kn)}{(16 + 64\beta_v Kn)} \right] + 24 \left[-Y^2 + \frac{(1 + 8\beta_v Kn)}{16} \right] + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n U_n(Y) \quad (2.37)$$

halini alır. Benzer şekilde, (2.20), (2.26) ve (2.33) numaralı denklemleri kullanılarak; boyutsuz sıcaklığın pertürbasyon çözümü

$$\theta(Y) = \frac{2r_T}{(1 + 4\beta_t Kn)} Y - \frac{1}{Gr/\text{Re}} \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \frac{d^2 U_n}{dY^2} \quad (2.38)$$

yazılabilir. Elde edilen boyutsuz hız ve sıcaklık profilleri kullanılarak; boyutsuz ortalama hız ve yığın sıcaklığı,

$$U_m = \frac{u_m}{u_0} = \frac{\int_{-1/4}^{1/4} U dY}{\int_{-1/4}^{1/4} dY} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(2 \int_{-1/4}^{1/4} U_n dY \right) \varepsilon^n \quad (2.39)$$

$$\begin{aligned} \theta_b = \frac{T_b - T_0}{\Delta T} &= \frac{\int_{-1/4}^{1/4} U \theta dY}{\int_{-1/4}^{1/4} U dY} \\ &= \frac{48}{Gr/\text{Re}} \left(\frac{1 + 12Kn\beta_v}{U_m} - 1 \right) + \frac{r_T^2 Gr/\text{Re} (1 + 24Kn\beta_v)}{2880 U_m (1 + 4Kn\beta_t)^2 (1 + 4Kn\beta_v)} - \frac{1}{U_m} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \varepsilon^n \end{aligned} \quad (2.40)$$

şeklinde düzenlenir. (2.40) numaralı denklemde yer alan a_n katsayısının açık formu aşağıda verilmiştir.

$$a_n = \frac{2}{Gr/\text{Re}} \sum_{j=0}^n \int_{-1/4}^{1/4} \frac{dU_j(Y)}{dY} \frac{dU_{n-j}(Y)}{dY} dY \quad (2.41)$$

Sol (soğuk) ve sağ (sıcak) cidarlar için, cidar ve akışkan yığın sıcaklık farkına dayalı ısı taşınım katsayıları sırasıyla,

$$h_- = \frac{-k \frac{dT}{dy} \Big|_{-L/2}}{T_1 - T_b}, \quad h_+ = \frac{k \frac{dT}{dy} \Big|_{L/2}}{T_2 - T_b} \quad (2.42)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem (2.16)'da tanımlanan boyutsuzlaştırma parametreleri kullanılarak taşınım katsayıları

$$h_- = \frac{2 \frac{k}{D_h} \frac{d\theta}{dY} \Big|_{-1/4}}{r_T + 2\theta_b}, \quad h_+ = \frac{2 \frac{k}{D_h} \frac{d\theta}{dY} \Big|_{1/4}}{r_T - 2\theta_b} \quad (2.43)$$

haline indirgenir.

İlgili ısı taşınım katsayıları kullanılarak Nusselt sayısı, sol ve sağ cidar için sırasıyla,

$$Nu \Big|_{-L/2} = \frac{h_- D_h}{k} = \frac{2}{r_T + 2\theta_b} \frac{d\theta}{dY} \Big|_{Y=-1/4} \quad (2.44)$$

$$Nu \Big|_{L/2} = \frac{h_+ D_h}{k} = \frac{2}{r_T - 2\theta_b} \frac{d\theta}{dY} \Big|_{Y=1/4} \quad (2.45)$$

formunda ifade edilir.

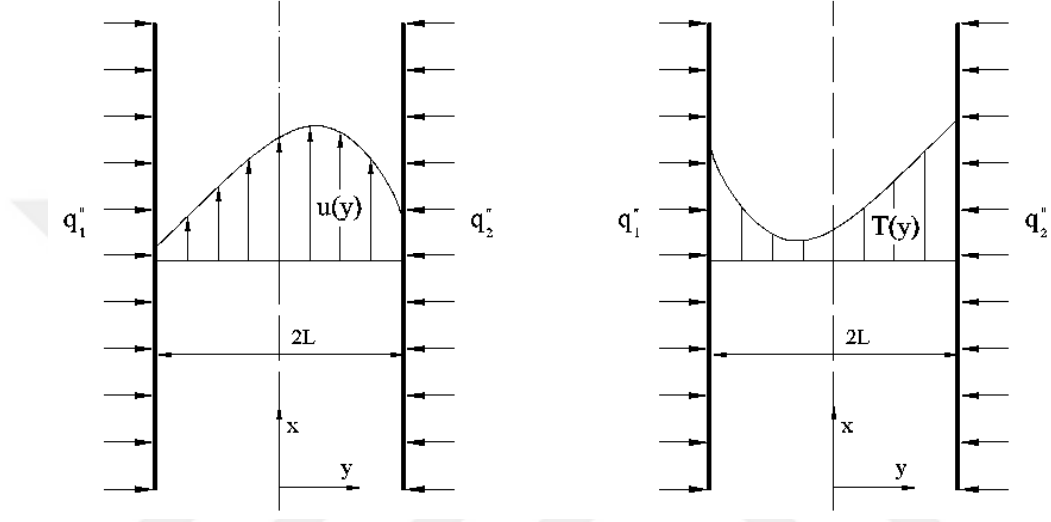
Yukarıda detaylandırılan hesaplama prosedüründe, terim sayısı (n)

$$\frac{|x_{n+1} - x_n|}{|x_{n+1}|} \leq 10^{-6} \quad (2.46)$$

eşitsizliği dikkate alınarak belirlenmiştir. Burada x_n genel bağımlı değişken olup; sırasıyla $U_n(Y)$, $\theta_n(Y)$ ve Nu_n büyüklüklerini temsil etmektedir.

2.1.2. Sabit Isı Akısı Termal Sınır Koşulu

Cıdarlarında simetrik ($r_q = 1$) ve asimetrik ($r_q \neq 1$) sabit ısı akısı termal sınır koşulu öngörülen düşey konumlu düzlemsel mikrokanalet ait şematik resim, Şekil 2.2’de verilmektedir.



Şekil 2.2. Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (sabit ısı akısı, düzlemsel mikrokanalet)

İlgili sınır koşulları için tam gelişmiş akış bölgesinde, yerel sıcaklık lineer bir değişime sahiptir (Barletta, 1999). Bu durumdan yola çıkılarak; tam gelişmiş bölgede akış doğrultusunda eksenel sıcaklık gradyanı alan ağırlıklı ortalama sıcaklık cinsinden,

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{dT_0}{dx} \quad (2.47)$$

formunda yazılabilir. Burada; T_0 , alan ağırlıklı ortalama sıcaklığı ifade etmekte olup; açık formu aşağıdaki gibidir:

$$T_0 = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L T dy \quad (2.48)$$

(2.47) numaralı denklem dikkate alınarak; (2.8) numaralı denklem düzenlenirse

$$k \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \mu \left(\frac{du}{dy} \right)^2 = \rho_0 c_p u \frac{dT_0}{dx} \quad (2.49)$$

halini alır. (2.7) ve (2.49) denklemlerinin çözümleri için ilgili sınır koşulları,

$$u = u_{s1} \quad y = -L \text{ 'de}$$

$$u = u_{s2} \quad y = L \text{ 'de} \quad (2.50a)$$

$$q_1'' = -k \frac{\partial T}{\partial y} \quad y = -L \text{ 'de}$$

$$q_2'' = k \frac{\partial T}{\partial y} \quad y = L \text{ 'de} \quad (2.50b)$$

formunda yazılabilir. (2.49) numaralı denklemin $[-L, L]$ aralığında y 'ye göre integrali alınırsa;

$$k \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=L} - k \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=-L} + \mu \int_{-L}^L \left(\frac{du}{dy} \right)^2 dy = 2L \rho_0 c_p u_0 \frac{dT_0}{dx} \quad (2.51)$$

elde edilir. Burada; u_0 , ortalama hızı temsil etmekte olup; açık formu

$$u_0 = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L u dy \quad (2.52)$$

şeklindedir. (2.50b) sınır koşulları kullanılarak; (2.51) numaralı denklem, farklı bir formda,

$$\frac{dT_0}{dx} = \frac{1}{2L\rho_0 c_p u_0} \left[q_1'' + q_2'' + \mu \int_{-L}^L \left(\frac{du}{dy} \right)^2 dy \right] \quad (2.53)$$

olarak düzenlenebilir. (2.53) numaralı denklem, (2.49) numaralı denklemde yerine yazılırsa;

$$k \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \mu \left(\frac{du}{dy} \right)^2 = \frac{u}{2u_0 L} \left[q_1'' + q_2'' + \mu \int_{-L}^L \left(\frac{du}{dy} \right)^2 dy \right] \quad (2.54)$$

halini alır. Aşağıda tanımlanan boyutsuz parametreler kullanılarak;

$$Y = \frac{y}{L}, \quad \theta = \frac{T - T_0}{\frac{q_1'' D_h}{k}}, \quad U = \frac{u}{u_0}, \quad Kn = \frac{\lambda}{D_h}, \quad r_q = \frac{q_2''}{q_1''}, \quad D_h = 4L$$

$$\zeta = -\frac{L^2}{\mu u_0} \frac{dP}{dx}, \quad Gr = \frac{\beta g q_1'' D_h^4}{k \nu^2}, \quad Re = \frac{u_0 D_h}{\nu}, \quad Br = \frac{\mu u_0^2}{q_1'' D_h} \quad (2.55)$$

(2.7) ve (2.54) numaralı denklemler boyutsuz formda

$$\frac{d^2 U}{dY^2} = -\frac{Gr}{16 Re} \theta - \zeta \quad (2.56)$$

$$\frac{d^2 \theta}{dY^2} = -Br \left(\frac{dU}{dY} \right)^2 + \frac{1+r_q}{8} U + \frac{Br}{2} U \eta \quad (2.57)$$

olarak ifade edilebilir. Burada; η , boyutsuz bir parametre olup; açık formu aşağıda verilmektedir:

$$\eta = \int_{-1}^1 \left(\frac{dU}{dY} \right)^2 dY \quad (2.58)$$

Benzer şekilde, boyutsuzlaştırma parametreleri kullanılarak; (2.50) numaralı denklemde verilen sınır koşulları,

$$U = 4\beta_v Kn \frac{dU}{dY} \quad Y = -1 \text{ 'de}$$

$$U = -4\beta_v Kn \frac{dU}{dY} \quad Y = 1 \text{ 'de} \quad (2.59a)$$

$$\frac{d\theta}{dY} = -\frac{1}{4} \quad Y = -1 \text{ 'de}$$

$$\frac{d\theta}{dY} = \frac{r_q}{4} \quad Y = 1 \text{ 'de} \quad (2.59b)$$

olarak yazılır. (2.52) ve (2.48) numaralı denklemlerde verilen ortalama hız ve sıcaklık tanımları sırasıyla,

$$\int_{-1}^1 U(Y) dY = 2 \quad (2.60a)$$

$$\int_{-1}^1 \theta(Y) dY = 0 \quad (2.60b)$$

formunda düzenlenir.

$Br = 0$ için (2.56), (2.57) ve (2.59) numaralı denklemler yeniden düzenlenirse;

$$\frac{d^2 U}{dY^2} = -\frac{Gr}{16 Re} \theta - \zeta \quad (2.61)$$

$$\frac{d^2 \theta}{dY^2} = \frac{1+r_q}{8} U \quad (2.62)$$

$$U(-1) = 4\beta_v Kn \frac{dU}{dY} \Big|_{Y=-1}, \quad U(1) = -4\beta_v Kn \frac{dU}{dY} \Big|_{Y=1} \quad (2.63a)$$

$$\frac{d^3 U}{dY^3} \Big|_{Y=-1} = \frac{Gr}{64 Re}, \quad \frac{d^3 U}{dY^3} \Big|_{Y=1} = -\frac{Gr}{64 Re} r_q \quad (2.63b)$$

halini alır. (2.61) numaralı denklemin her iki tarafının Y 'ye göre iki kez türevi alınarak, (2.62) numaralı denklemde yerine yazılırsa,

$$\frac{d^4 U}{dY^4} = \chi^4 U \quad (2.64)$$

U 'ya bağlı dördüncü mertebeden lineer diferansiyel denklem elde edilir. Burada; χ^4 boyutsuz bir parametre olup açık formu aşağıda verilmektedir.

$$\chi^4 = -\frac{Gr}{128 Re} (1 + r_q) \quad (2.65)$$

Simetrik ısı akısı durumu için ($r_q = 1$), (2.63) numaralı sınır koşulları kullanılarak (2.64) numaralı denklemin analitik çözümü;

$$U(Y) = \frac{\chi [\cosh \chi \cos(\chi Y) - \cosh(\chi Y) \cos \chi]}{\cosh \chi \sin \chi - \sinh \chi \cos \chi + 8\chi Kn\beta_v \sinh \chi \sin \chi} + \frac{4\chi^2 Kn\beta_v [\sinh \chi \cos(\chi Y) + \cosh(\chi Y) \sin \chi]}{\cosh \chi \sin \chi - \sinh \chi \cos \chi + 8\chi Kn\beta_v \sinh \chi \sin \chi} \quad (2.66)$$

olarak elde edilir. (2.60b) numaralı denklem dikkate alınarak, (2.61) numaralı denklemin her iki tarafının $[-1, 1]$ aralığında Y 'ye göre integrali alınırsa boyutsuz bir parametre olan ζ ,

$$\zeta = \frac{1}{2} \left(\frac{dU}{dY} \Big|_{Y=-1} - \frac{dU}{dY} \Big|_{Y=1} \right) \quad (2.67)$$

formunda elde edilir. (2.66) numaralı denklemde yer alan boyutsuz hız dağılımı ve (2.67) numaralı denklem, (2.61) numaralı denklemde yerine yazılırsa boyutsuz sıcaklık profili,

$$\theta(Y) = \frac{\cosh \chi \sin \chi + \sinh \chi \cos \chi - \chi [\cosh \chi \cos(\chi Y) + \cosh(\chi Y) \cos \chi]}{4\chi^2 [\cosh \chi \sin \chi - \sinh \chi \cos \chi + 8\chi Kn\beta_v \sinh \chi \sin \chi]} + \frac{Kn\beta_v [\cosh(\chi Y) \sin \chi - \sinh \chi \cos(\chi Y)]}{[\cosh \chi \sin \chi - \sinh \chi \cos \chi + 8\chi Kn\beta_v \sinh \chi \sin \chi]} \quad (2.68)$$

olarak elde edilir.

Viskoz yayılım etkisinin dikkate alındığı durumda ($Br \neq 0$), (2.56) ve (2.57) numaralı denklemlerin çözümüne analitik yollarla ulaşamaz. Pertürbasyon yöntemini kullanarak ilgili denklemlerin çözümleri yaklaşık olarak elde edilebilir. Pertürbasyon parametresi, $\varepsilon (= Gr / Re)$ olmak üzere, boyutsuz hız, boyutsuz sıcaklık ve boyutsuz parametreler ζ ve η ;

$$U(Y) = U_0(Y) + \varepsilon U_1(Y) + \varepsilon^2 U_2(Y) + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n U_n(Y) \quad (2.69)$$

$$\theta(Y) = \theta_0(Y) + \varepsilon \theta_1(Y) + \varepsilon^2 \theta_2(Y) + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n \theta_n(Y) \quad (2.70)$$

$$\zeta = \zeta_0 + \varepsilon \zeta_1 + \varepsilon^2 \zeta_2 + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n \zeta_n \quad (2.71)$$

$$\eta = \eta_0 + \varepsilon \eta_1 + \varepsilon^2 \eta_2 + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n \eta_n \quad (2.72)$$

formunda kuvvet serilerine açılır.

$n = 0$ için;

$$\frac{d^2 U_0}{dY^2} = -\zeta_0 \quad (2.73)$$

$$U_0(-1) = 4\beta_v Kn \left. \frac{dU_0}{dY} \right|_{Y=-1}, \quad U_0(1) = -4\beta_v Kn \left. \frac{dU_0}{dY} \right|_{Y=1}$$

$$\int_{-1}^1 U_0(Y) dY = 2 \quad (2.74)$$

$$\frac{d^2 \theta_0}{dY^2} = -Br \left(\frac{dU_0}{dY} \right)^2 + \frac{1+r_q}{8} U_0 + \frac{Br}{2} U_0 \eta_0 \quad (2.75)$$

$$\left. \frac{d\theta_0}{dY} \right|_{Y=-1} = -\frac{1}{4}, \quad \left. \frac{d\theta_0}{dY} \right|_{Y=1} = \frac{r_q}{4}$$

$$\int_{-1}^1 \theta_0(Y) dY = 0 \quad (2.76)$$

denklemleri elde edilir.

İlgili sınır koşulları altında, (2.73 ve 2.75) numaralı denklemler çözülerek $U_0(Y)$, ζ_0 , $\theta_0(Y)$ ve η_0 , sırasıyla,

$$U_0(Y) = \frac{3}{2(1+12Kn\beta_v)} \left((1+8Kn\beta_v) - Y^2 \right) \quad (2.77)$$

$$\zeta_0 = \frac{3}{1+12Kn\beta_v} \quad (2.78)$$

$$\theta_0(Y) = \frac{1}{8(1+12Kn\beta_v)^3} \left[\begin{aligned} & - \left[\frac{1+r_q}{8} (1+12Kn\beta_v)^2 + 3Br(3+24Kn\beta_v) \right] Y^4 \\ & + \left[(6+48Kn\beta_v) \left(\frac{1+r_q}{8} (1+12Kn\beta_v)^2 + 3Br \right) \right] Y^2 \\ & + \left[(r_q-1)(1+12Kn\beta_v)^3 \right] Y \\ & - \frac{1}{40} \left[9(1+r_q) + 168Br + 8Kn\beta_v(168Br + 37(1+r_q)) \right] \end{aligned} \right] \quad (2.79)$$

$$\eta_0 = \frac{6}{(1+12Kn\beta_v)^2} \quad (2.80)$$

şeklinde elde edilir.

$n > 0$ için ilgili problem

$$\frac{d^2 U_n}{dY^2} = -\frac{\theta_{n-1}}{16} - \zeta_n \quad (2.81)$$

$$U_n(-1) = 4\beta_v Kn \frac{dU_n}{dY} \Big|_{Y=-1}, \quad U_n(1) = -4\beta_v Kn \frac{dU_n}{dY} \Big|_{Y=1}$$

$$\int_{-1}^1 U_n(Y) dY = 0 \quad (2.82)$$

$$\frac{d^2 \theta_n}{dY^2} = -Br \sum_{j=0}^n \left(\frac{dU_j}{dY} \frac{dU_{n-j}}{dY} - \frac{\eta_j}{2} U_{n-j} \right) + \frac{1+r_q}{8} U_n \quad (2.83)$$

$$\frac{d\theta_n}{dY} \Big|_{Y=-1} = 0, \quad \frac{d\theta_n}{dY} \Big|_{Y=1} = 0$$

$$\int_{-1}^1 \theta_n(Y) dY = 0 \quad (2.84)$$

formunda düzenlenir. Bir önceki problemde açıklanan çözüm yöntemi takip edilerek bilinmeyen $U(Y)$ ve $\theta(Y)$ fonksiyonları ve bilinmeyen ζ ve η parametreleri elde edilir.

$$U(Y) = \frac{3}{2(1+12Kn\beta_v)} \left((1+8Kn\beta_v) - Y^2 \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n U_n(Y) \quad (2.85)$$

$$\zeta = \frac{3}{1+12Kn\beta_v} + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \zeta_n \quad (2.86)$$

$$\theta(Y) = \frac{1}{8(1+12Kn\beta_v)^3} \left[\begin{aligned} & - \left[\frac{1+r_q}{8} (1+12Kn\beta_v)^2 + 3Br(3+24Kn\beta_v) \right] Y^4 \\ & + \left[(6+48Kn\beta_v) \left(\frac{1+r_q}{8} (1+12Kn\beta_v)^2 + 3Br \right) \right] Y^2 \\ & + \left[(r_q-1)(1+12Kn\beta_v)^3 \right] Y \\ & - \frac{1}{40} \left[9(1+r_q) + 168Br + 8Kn\beta_v(168Br + 37(1+r_q)) \right. \\ & \quad \left. + 48(Kn\beta_v)^2(1+r_q)(67+240Kn\beta_v) \right] \end{aligned} \right] \quad (2.87)$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \theta_n(Y)$$

$$\eta = \frac{6}{(1+12Kn\beta_v)^2} + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \eta_n \quad (2.88)$$

İlgili hız ve sıcaklık profilleri kullanılarak, boyutsuz akışkan yığın sıcaklığı,

$$\theta_b = \frac{T_b - T_0}{\frac{q_1'' D_h}{k}} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 U \theta dY \quad (2.89)$$

denklemleri yardımıyla belirlenir. Kompleks yapısından dolayı problem için θ_b 'ın açık formu verilmemiştir. Benzer şekilde, sol ve sağ cidarlara ait Nusselt sayıları kapalı formda aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\begin{aligned} Nu_1 &= \frac{h_1 D_h}{k} = \frac{4 \left. \frac{d\theta}{dY} \right|_{Y=-1}}{\frac{T_b - T_1}{q_1'' D_h / k}} \\ &= \frac{-1}{\frac{(T_{s1} - T_1) - (T_{s1} - T_0) + (T_b - T_0)}{q_1'' D_h / k}} = \frac{1}{[\beta_t Kn + \theta(-1) - \theta_b]} \end{aligned} \quad (2.90a)$$

$$\begin{aligned}
 Nu_2 &= \frac{h_2 D_h}{k} = \frac{4 \left. \frac{d\theta}{dY} \right|_{Y=1}}{\frac{T_2 - T_b}{q_1'' D_h / k}} \\
 &= \frac{r_q}{\frac{(T_{s2} - T_0) - (T_{s2} - T_2) - (T_b - T_0)}{q_1'' D_h / k}} = \frac{r_q}{\left[\theta(1) + \beta_t K n r_q - \theta_b \right]}
 \end{aligned} \tag{2.90b}$$

2.2. Düşey Konumlandırılmış Dairesel Kesitli Mikrokanalda Karma Taşınım

Bu bölümde, düşey olarak konumlandırılmış dairesel kesitli bir mikrokanalda karma taşınım probleminin sayısal analizi gerçekleştirilmiştir. Analiz, kanal cidarında öngörülen her bir termal sınır koşulu için sırasıyla, matematiksel modelin oluşturulması ve çözümlenmesi aşamalarını içerecek formda sunulmuştur.

Hidrodinamik ve termal açıdan tam gelişmiş, iki boyutlu, daimi, sıkıştırılamaz ve sabit termofiziksel özellikli laminar akışı karakterize eden korunum denklemleri, kaldırma kuvvetlerini içerecek formda kutupsal koordinatlarda sırasıyla aşağıdaki şekilde yazılabilir: Süreklilik denklemi:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (vr)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \tag{2.91}$$

Momentumun korunumu:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \beta g \rho (T - T_0) \tag{2.92}$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} \right) \tag{2.93}$$

Enerjinin korunumu:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \Phi \quad (2.94)$$

formunda yazılabilir. (2.94) numaralı denklemin sağ tarafındaki ikinci terim viskoz yayılımı ifade etmekte olup açık formu aşağıda verilmektedir.

$$\Phi = \left(\frac{\mu}{\rho c_p} \right) \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right] + \left[\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right]^2 \right\} \quad (2.95)$$

Hidrodinamik açıdan tam gelişmiş laminar akış için

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (2.96)$$

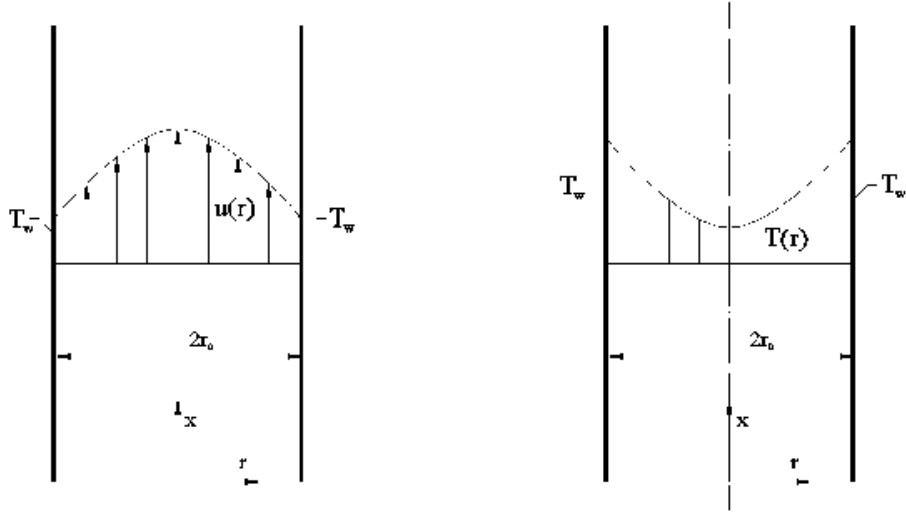
olduğundan; momentum ve enerji için korunum denklemleri yeniden düzenlenerek şu şekilde yeniden yazılabilir:

$$0 = -\frac{dp}{dx} + \frac{\mu}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{du}{dr} \right) + \beta g \rho (T - T_0) \quad (2.97)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right) + \frac{v}{c_p} \left(\frac{du}{dr} \right)^2 \quad (2.98)$$

2.2.1. Sabit Yüzey Sıcaklığı Termal Sınır Koşulu

Cidarında, sabit yüzey sıcaklığı termal sınır koşulu öngörülen dairesel kesitli mikrokanala ait şematik resim, Şekil 2.3’de verilmektedir.



Şekil 2.3. Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (sabit yüzey sıcaklığı, dairesel kesitli mikrokanal)

Öngörülen termal sınır koşulu için; tam gelişmiş akış durumunda, yerel sıcaklığın ve aksenal basınç gradyanının sabit olduğu literatürde belirtilmiştir (Aung ve Worku, 1986). Bu durum matematiksel formda,

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad \text{ve} \quad \frac{dp}{dx} = \text{sabit} \quad (2.99)$$

denklemleriyle ifade edilebilir. İlgili denklemler, (2.97) ve (2.98) numaralı denklemlere taşınırsa momentum ve enerji için korunum denklemleri sırasıyla,

$$0 = -\frac{dp}{dx} + \frac{\mu}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{du}{dr} \right) + \beta g \rho (T - T_b) \quad (2.100)$$

$$0 = \frac{\alpha}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) + \frac{v}{c_p} \left(\frac{du}{dr} \right)^2 \quad (2.101)$$

formuna indirgenir. Burada, T_b akışkan yığın sıcaklığını temsil etmekte olup; referans sıcaklığı yerine seçilmiştir ve açık formu,

$$T_b = \frac{2}{u_m r_0^2} \int_0^{r_0} u T r dr \quad (2.102)$$

şeklindedir. (2.102) numaralı denklemde kullanılan u_m , ortalama hızı ifade etmekte olup; açık formu, aşağıdaki gibidir.

$$u_m = \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} u r dr \quad (2.103)$$

Akışkan-cidar arayüzünde geçerli hız kayması ve sıcaklık sıçraması sınır koşulları kullanılarak; (2.100) ve (2.101) numaralı denklemlerin çözümü için geçerli sınır koşulları,

$$u = u_s \quad r = r_0 \text{ 'da}$$

$$\frac{du}{dr} = 0 \quad r = 0 \text{ 'da}$$

$$T = T_s \quad r = r_0 \text{ 'da}$$

$$\frac{dT}{dr} = 0 \quad r = 0 \text{ 'da} \quad (2.104)$$

şeklinde yazılabilir. Burada, u_s ve T_s , sırasıyla, cidar komşuluğundaki akışkan hızını ve sıcaklığını temsil etmektedir.

Aşağıda tanımlanan boyutsuz parametreler kullanılarak,

$$R = \frac{r}{r_0}, \quad U = \frac{u}{u_m}, \quad \theta = \frac{T - T_b}{T_c - T_w}, \quad Kn = \frac{\lambda}{D_h}, \quad Gr = \frac{D_h^3 \beta g (T_c - T_w)}{\nu^2}$$

$$Re = \frac{u_m D_h}{\nu}, \quad Br = \frac{\mu u_m^2}{k(T_c - T_w)}, \quad \zeta = -\frac{r_0^2}{\mu u_m} \frac{dp}{dx}, \quad \eta = \frac{T_b - T_w}{T_c - T_w}, \quad D_h = 2r_0 \quad (2.105)$$

(2.100) ve (2.101) numaralı denklemler boyutsuz formda,

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dU}{dR} \right) = -\frac{Gr}{4Re} \theta - \zeta \quad (2.106)$$

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{d\theta}{dR} \right) = -Br \left(\frac{dU}{dR} \right)^2 \quad (2.107)$$

olarak ifade edilebilir. Benzer şekilde, boyutsuzlaştırma parametreleri kullanılarak (2.104) numaralı denklemde verilen sınır koşulları,

$$U(1) = -2\beta_v Kn \left. \frac{dU}{dR} \right|_{R=1}, \quad \theta(1) = -\eta - 2\beta_t Kn \left. \frac{d\theta}{dR} \right|_{R=1}$$

$$\left. \frac{dU}{dR} \right|_{R=0} = 0, \quad \left. \frac{d\theta}{dR} \right|_{R=0} = 0 \quad (2.108)$$

olarak düzenlenebilir. (2.102) ve (2.103) numaralı denklemlerde verilen ortalama hız ve yığın sıcaklık tanımları,

$$\int_0^1 U R dR = \frac{1}{2} \quad (2.109a)$$

$$\int_0^1 U \theta R dR = 0 \quad (2.109b)$$

formunda düzenlenir.

Viskoz yayılım etkisinin ihmal edildiği durum için ($Br = 0$), (2.106) ve (2.107) numaralı denklemler yeniden düzenlenirse;

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dU}{dR} \right) = -\frac{Gr}{4Re} \theta - \zeta \quad (2.110)$$

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{d\theta}{dR} \right) = 0 \quad (2.111)$$

halini alır. (2.108) denkleminde verilen sınır koşulları ve (2.109) numaralı denklemler kullanılarak (2.111) denkleminin analitik olarak çözümü;

$$\theta = \frac{4 \text{Re}}{Gr} \frac{128 \beta_v Kn}{[1 + 8 \beta_v Kn]^2} \quad (2.112)$$

olarak elde edilir. (2.112) numaralı denklemde yer alan boyutsuz sıcaklık dağılımı (2.110) numaralı denklemde yerine yazılırsa ve (2.108) ve (2.109) numaralı denklemler kullanılırsa boyutsuz hız profili,

$$U(R) = \frac{2[1 - R^2 + 4 \beta_v Kn]}{[1 + 8 \beta_v Kn]} \quad (2.113)$$

olarak elde edilir.

$Br \neq 0$ durumu için, pertürbasyon yöntemini kullanarak (2.106) ve (2.107) numaralı denklemlerin çözümleri yaklaşık olarak elde edilebilir. (2.69-2.72) numaralı denklemlerle tanımlanan kuvvet serileri, ilgili denklemlerde ve sınır koşullarında yerine yazılırsa,

$n = 0$ için,

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dU_0}{dR} \right) = -\zeta_0 \quad (2.114)$$

$$U_0(1) = -2 \beta_v Kn \frac{dU_0}{dR} \Big|_{R=1}, \quad \frac{dU_0}{dR} \Big|_{R=0} = 0$$

$$\int_0^1 U_0 R dR = \frac{1}{2} \quad (2.115)$$

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{d\theta_0}{dR} \right) = -Br \left(\frac{dU_0}{dR} \right)^2 \quad (2.116)$$

$$\theta_0(1) = -\eta_0 - 2\beta_t Kn \frac{d\theta_0}{dR} \Big|_{R=1}, \quad \frac{d\theta_0}{dR} \Big|_{R=0} = 0$$

$$\int_0^1 U_0 \theta_0 R dR = 0 \quad (2.117)$$

denklemleri elde edilir.

İlgili sınır koşulları altında, (2.114) ve (2.116) numaralı denklemler çözülerek;

$U_0(Y)$, ζ_0 , $\theta_0(Y)$ ve η_0 sırasıyla,

$$U_0(R) = \frac{2[1 - R^2 + 4\beta_v Kn]}{[1 + 8\beta_v Kn]} \quad (2.118)$$

$$\zeta_0 = \frac{8}{[1 + 8\beta_v Kn]} \quad (2.119)$$

$$\theta_0 = \frac{Br[1 - 6R^4 + 16Kn\beta_v(1 - 3R^4)]}{6[1 + 8Kn\beta_v]^3} \quad (2.120)$$

$$\eta_0 = \frac{Br[11 + 48\beta_t Kn + 80\beta_v Kn + 384Kn^2\beta_v\beta_t]}{6[1 + 8\beta_v Kn]^3} \quad (2.121)$$

şeklinde elde edilir.

$n > 0$, ilgili problem

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dU_n}{dR} \right) = -\frac{1}{4} \theta_{n-1} - \zeta_n \quad (2.122)$$

$$U_n(1) = -2\beta_v Kn \frac{dU_n}{dR} \Big|_{R=1}, \quad \frac{dU_n}{dR} \Big|_{R=0} = 0$$

$$\int_0^1 U_n R dR = 0 \quad (2.123)$$

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{d\theta_n}{dR} \right) = -Br \sum_{j=0}^n \frac{dU_j}{dR} \frac{dU_{n-j}}{dR} \quad (2.124)$$

$$\theta_n(1) = -\eta_n - 2\beta_t Kn \frac{d\theta_n}{dR} \Big|_{R=1}, \quad \frac{d\theta_n}{dR} \Big|_{R=0} = 0$$

$$\sum_{j=0}^n \int_0^1 U_j \theta_{n-j} R dR = 0 \quad (2.125)$$

formunda düzenlenir. İlk problemde açıklanan çözüm yöntemi takip edilerek bilinmeyen $U(Y)$ ve $\theta(Y)$ fonksiyonları ve bilinmeyen ζ ve η parametreleri elde edilir.

$$U(R) = \frac{2[1 - R^2 + 4\beta_v Kn]}{[1 + 8\beta_v Kn]} + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n U_n(R) \quad (2.126)$$

$$\zeta = \frac{8}{[1 + 8\beta_v Kn]} + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \zeta_n \quad (2.127)$$

$$\theta(R) = \frac{Br[1 - 6R^4 + 16Kn\beta_v(1 - 3R^4)]}{6[1 + 8Kn\beta_v]^3} + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \theta_n(R) \quad (2.128)$$

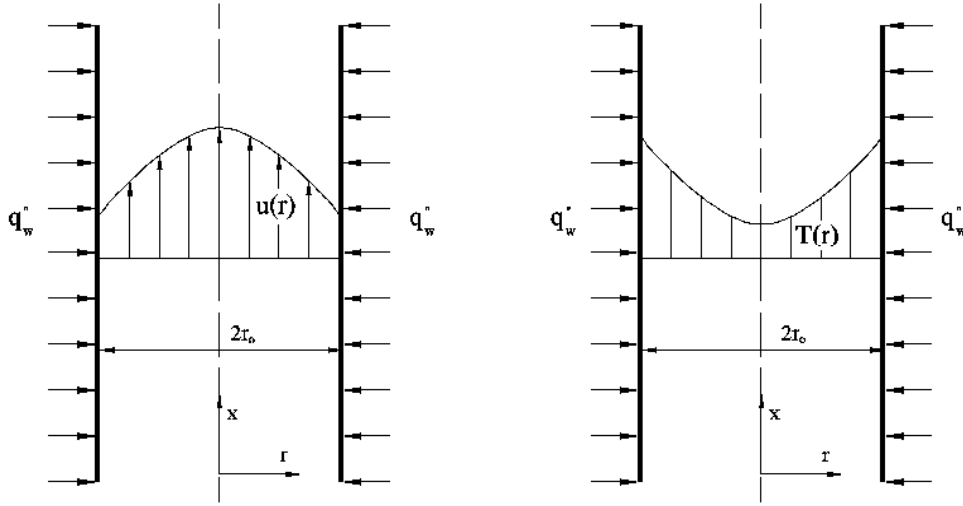
$$\eta = \frac{Br[11 + 48\beta_t Kn + 80\beta_v Kn + 384Kn^2\beta_v\beta_t]}{6[1 + 8\beta_v Kn]^3} + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \eta_n \quad (2.129)$$

Cidarda tanımlanan Nusselt sayısı kapalı formda aşağıdaki gibi elde edilir:

$$Nu = \frac{2 \frac{d\theta}{dR} \Big|_{R=1}}{\frac{T_w - T_b}{T_c - T_w}} = \frac{2 \frac{d\theta}{dR} \Big|_{R=1}}{\frac{(T_{s1} - T_b) - (T_{s1} - T_w)}{T_c - T_w}} = \frac{2 \frac{d\theta}{dR} \Big|_{R=1}}{\theta(1) + 2\beta_t Kn \frac{d\theta}{dR} \Big|_{R=1}} \quad (2.130)$$

2.2.2. Sabit Isı Akısı Termal Sınır Koşulu

Cıdarında sabit ısı akısı termal sınır koşulu öngörülen düşey konumlu dairesel kesitli mikrokanala ait şematik resim, Şekil 2.4'te verilmiştir.



Şekil 2.4. Akış alanı ve sınır koşullarının şematik gösterimi (sabit ısı akısı, dairesel kesitli mikrokanal)

(2.47) numaralı denklemden yola çıkılarak yerel sıcaklığın lineer bir değişime sahip olduğu hatırlatılacak olursa; (2.98) numaralı denklem,

$$\frac{k}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \mu \left(\frac{du}{dr} \right)^2 = \rho_0 c_p u \frac{dT_0}{dx} \quad (2.131)$$

halini alır. Burada; T_0 , alan ağırlıklı ortalama sıcaklığı ifade etmekte olup; kutupsal koordinatlarda açık formu şu şekildedir:

$$T_0 = \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} T(x, r) r dr \quad (2.132)$$

(2.97) ve (2.131) numaralı denklemlerin çözümleri için ilgili sınır koşulları;

$$u = u_s \quad r = r_0 \text{ 'da}$$

$$\frac{du}{dr} = 0 \quad r = 0 \text{ 'da}$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{q_w''}{k} \quad r = r_0 \text{ 'da}$$

$$\frac{dT}{dr} = 0 \quad r = 0 \text{ 'da} \quad (2.133)$$

şeklindedir. (2.131) numaralı denklemin her iki tarafı r ile çarpılıp, $[0, r_0]$ aralığında r 'ye göre integrali alınırsa;

$$\frac{dT_0}{dx} = \frac{2}{u_0 r_0 c_p \rho_0} \left[q_w'' + \frac{\mu}{r_0} \int_0^{r_0} r \left(\frac{du}{dr} \right)^2 dr \right] \quad (2.134)$$

elde edilir. Burada; u_0 , ortalama hızı temsil etmekte olup; açık formu,

$$u_0 = \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} u(r) r dr \quad (2.135)$$

şeklindedir. (2.134) numaralı denklem, (2.131) numaralı denklemde yerine yazılıp ve denklem tekrar düzenlenecek olursa

$$\frac{k}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \mu \left(\frac{du}{dr} \right)^2 = 2 \frac{u}{r_0 u_0} \left[q_w'' + \frac{\mu}{r_0} \int_0^{r_0} r \left(\frac{du}{dr} \right)^2 dr \right] \quad (2.136)$$

halini alır.

Aşağıda tanımlanan boyutsuz parametreler kullanılarak,

$$R = \frac{r}{r_0}, \quad U = \frac{u}{u_0}, \quad \theta = \frac{T - T_0}{q_w'' D_h / k}, \quad Kn = \frac{\lambda}{D_h}, \quad D_h = 2r_0$$

$$Gr = \frac{\beta g q_w'' D_h^4}{k \nu^2}, \quad Re = \frac{u_0 D_h}{\nu}, \quad Br = \frac{\mu u_0^2}{q_w'' D_h}, \quad \zeta = -\frac{r_0^2}{\mu u_0} \frac{dp}{dx} \quad (2.137)$$

(2.97) numaralı momentumun korunumu denklemi ve (2.136) numaralı denklem boyutsuz formda sırasıyla,

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dU}{dR} \right) = -\frac{Gr}{4Re} \theta - \zeta \quad (2.138)$$

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{d\theta}{dR} \right) = -Br \left(\frac{dU}{dR} \right)^2 + [1 + 2Br\eta] U \quad (2.139)$$

olarak ifade edilebilir. Burada boyutsuz bir parametre olan η ,

$$\eta = \int_0^1 R \left(\frac{dU}{dR} \right)^2 dR \quad (2.140)$$

şeklinde tanımlanır. Benzer şekilde, ilgili sınır koşulları, (2.135) ve (2.132) numaralı denklemlerde verilen ortalama hız ve alan ağırlıklı ortalama sıcaklık tanımları boyutsuz parametreler cinsinden,

$$U(1) = -2\beta_v Kn \frac{dU}{dR} \Big|_{R=1}, \quad \frac{dU}{dR} \Big|_{R=0} = 0 \quad (2.141)$$

$$\frac{d\theta}{dR} \Big|_{R=1} = \frac{1}{2}, \quad \frac{d\theta}{dR} \Big|_{R=0} = 0 \quad (2.142)$$

$$\int_0^1 U(R) R dR = \frac{1}{2} \quad (2.143a)$$

$$\int_0^1 \theta(R) R dR = 0 \quad (2.143b)$$

şeklinde yazılır.

$Br = 0$ için (2.138) ve (2.139) numaralı denklemler yeniden düzenlenirse,

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dU}{dR} \right) = -\frac{Gr}{4Re} \theta - \zeta \quad (2.144)$$

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{d\theta}{dR} \right) = U \quad (2.145)$$

halini alır. (2.144) numaralı denklemin her iki tarafının R 'ye göre türevi alınıp; elde edilecek olan sıcaklık gradyanı, (2.145) numaralı denklemde yerine yazılırsa;

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left\{ R \frac{d}{dR} \left[\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dU}{dR} \right) \right] \right\} = -\frac{Gr}{4Re} U \quad (2.146)$$

şeklinde U 'ya bağlı dördüncü mertebeden lineer diferansiyel denklem elde edilir. Benzer şekilde (2.141) ve (2.142) numaralı sınır koşulları,

$$U(1) = -2\beta_v Kn \frac{dU}{dR} \Big|_{R=1}, \quad \frac{dU}{dR} \Big|_{R=0} = 0$$

$$\frac{d}{dR} \left\{ \frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dU}{dR} \right) \right\} \Big|_{R=1} = -\frac{Gr}{8Re}, \quad \frac{d}{dR} \left\{ \frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dU}{dR} \right) \right\} \Big|_{R=0} = 0 \quad (2.147)$$

şeklinde düzenlenebilir.

(2.147) numaralı sınır koşulları ve (2.143) numaralı denklemler kullanılarak; (2.146) numaralı denklemin çözümü,

$$U(R) = \left(\frac{C}{2} \right) \left[\frac{I_0(CR)J_0(C) - I_0(C)J_0(CR)}{I_1(C)J_0(C) - I_0(C)J_1(C) - 4CKn\beta_v I_1(C)J_1(C)} - \frac{2CKn\beta_v (I_0(CR)J_1(C) + I_1(C)J_0(CR))}{I_1(C)J_0(C) - I_0(C)J_1(C) - 4CKn\beta_v I_1(C)J_1(C)} \right] \quad (2.148)$$

olarak elde edilir. Burada; C , boyutsuz bir parametre olup; açık formu, aşağıda verilmektedir:

$$C^4 = -\frac{Gr}{4Re} \quad (2.149)$$

(2.143b) numaralı denklem dikkate alınarak; (2.144) numaralı denklemde her iki tarafının R ile çarpılıp, $[0,1]$ aralığında R 'ye göre integrali alınırsa; boyutsuz bir parametre olan ζ ,

$$\zeta = -2 \frac{dU}{dR} \Big|_{R=1} \quad (2.150)$$

formunda elde edilir. (2.148) numaralı denklemde yer alan boyutsuz hız dağılımı ve (2.150) numaralı denklem, (2.144) numaralı denklemde yerine yazılırsa; boyutsuz sıcaklık profili,

$$\theta(R) = \frac{J_0(C)[CI_0(CR) - 2I_1(C)] + I_0(C)[CJ_0(CR) - 2J_1(C)]}{2C^2 [I_1(C)J_0(C) - I_0(C)J_1(C) - 4CKn\beta_v [I_1(C)J_1(C)]]} + \frac{2C^2 Kn\beta_v [I_1(C)J_0(CR) - I_0(CR)J_1(C)]}{2C^2 [I_1(C)J_0(C) - I_0(C)J_1(C) - 4CKn\beta_v [I_1(C)J_1(C)]]} \quad (2.151)$$

olarak elde edilir.

Viskoz yayılım etkisinin dikkate alındığı durumda, (2.138) ve (2.139) numaralı denklemlerin çözümüne analitik yollarla ulaşamaz. Pertürbasyon yöntemini kullanarak ilgili denklemlerin çözümleri yaklaşık olarak elde edilebilir. (2.69-2.72) numaralı

denklemlerde tanımlanan kuvvet serileri, (2.138), (2.139) ve (2.141-2.143) numaralı denklemlerde yerine yazılırsa

$n = 0$ için,

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dU_0}{dR} \right) = -\zeta_0 \quad (2.152)$$

$$U_0(1) = -2\beta_v Kn \frac{dU_0}{dR} \Big|_{R=1}, \quad \frac{dU_0}{dR} \Big|_{R=0} = 0$$

$$\int_0^1 U_0 R dR = \frac{1}{2} \quad (2.153)$$

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{d\theta_0}{dR} \right) = -Br \left(\frac{dU_0}{dR} \right)^2 + [1 + 2Br\eta_0] U_0 \quad (2.154)$$

$$\frac{d\theta_0}{dR} \Big|_{R=1} = \frac{1}{2}, \quad \frac{d\theta_0}{dR} \Big|_{R=0} = 0$$

$$\int_0^1 U_0 \theta_0 R dR = 0 \quad (2.155)$$

denklemleri elde edilir.

İlgili sınır koşulları altında, (2.152) ve (2.154) numaralı denklemler çözülerek $U_0(Y)$, ζ_0 , $\theta_0(Y)$ ve η_0 sırasıyla,

$$U_0(R) = \frac{2[1 - R^2 + 4\beta_v Kn]}{[1 + 8\beta_v Kn]} \quad (2.156)$$

$$\zeta_0 = \frac{8}{[1 + 8\beta_v Kn]} \quad (2.157)$$

$$\theta_0 = \frac{1}{24(1+8Kn\beta_v)^2} \left\{ \begin{array}{l} 8Br(1-3R^4) \\ -[1+8Kn\beta_v][3R^2(R^2-4-16Kn\beta_v)] \\ -[1+8Kn\beta_v][(5+24Kn\beta_v)] \\ -\left[\frac{8Br}{(1+8Kn\beta_v)}\right][3R^2(R^2-4-16Kn\beta_v)] \\ -\left[\frac{8Br}{(1+8Kn\beta_v)}\right][(5+24Kn\beta_v)] \end{array} \right\} \quad (2.158)$$

$$\eta_0 = \frac{4}{[1+8\beta_v Kn]^2} \quad (2.159)$$

şeklinde elde edilir.

$n > 0$ için, ilgili problem

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{dU_n}{dR} \right) = -\frac{1}{4} \theta_{n-1} - \zeta_n \quad (2.160)$$

$$U_n(1) = -2\beta_v Kn \frac{dU_n}{dR} \Big|_{R=1}, \quad \frac{dU_n}{dR} \Big|_{R=0} = 0$$

$$\int_0^1 U_n(R) R dR = 0 \quad (2.161)$$

$$\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{d\theta_n}{dR} \right) = -Br \sum_{j=0}^n \left(\frac{dU_j}{dR} \frac{dU_{n-j}}{dR} - 2\eta_j U_{n-j} \right) + U_n \quad (2.162)$$

$$\frac{d\theta_n}{dR} \Big|_{R=1} = 0, \quad \frac{d\theta_n}{dR} \Big|_{R=0} = 0$$

$$\int_0^1 \theta_n(R) R dR = 0 \quad (2.163)$$

formunda düzenlenir. İlk problemde açıklanan çözüm yöntemi takip edilerek; bilinmeyen $U(Y)$ ve $\theta(Y)$ fonksiyonları ve bilinmeyen ζ ve η parametreleri elde edilir.

$$U(R) = \frac{2[1 - R^2 + 4\beta_v Kn]}{[1 + 8\beta_v Kn]} + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n U_n(R) \quad (2.164)$$

$$\zeta = \frac{8}{[1 + 8\beta_v Kn]} + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \zeta_n \quad (2.165)$$

$$\theta(R) = \frac{1}{24(1 + 8Kn\beta_v)^2} \left\{ \begin{array}{l} 8Br(1 - 3R^4) \\ -[1 + 8Kn\beta_v][3R^2(R^2 - 4 - 16Kn\beta_v)] \\ -[1 + 8Kn\beta_v][(5 + 24Kn\beta_v)] \\ -\left[\frac{8Br}{(1 + 8Kn\beta_v)}\right][3R^2(R^2 - 4 - 16Kn\beta_v)] \\ -\left[\frac{8Br}{(1 + 8Kn\beta_v)}\right][(5 + 24Kn\beta_v)] \end{array} \right\} + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \theta_n(R) \quad (2.166)$$

$$\eta = \frac{4}{[1 + 8\beta_v Kn]^2} + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^n \eta_n \quad (2.167)$$

İlgili hız ve sıcaklık profilleri kullanılarak; boyutsuz akışkan yığın sıcaklığı,

$$\theta_b = \frac{T_b - T_0}{\frac{q_w D_h}{k}} = 2 \int_0^1 U(R) \theta(R) R dR \quad (2.168)$$

denklemleri yardımıyla belirlenir. Benzer şekilde, cidar (T_w) ve akışkan yığın sıcaklığına (T_b) bağlı Nusselt sayısı, aşağıdaki gibi elde edilir:

$$Nu = \frac{2}{\frac{T_w - T_b}{\frac{q_w'' D_h}{k}}} \frac{d\theta}{dR} \Big|_{R=1} = \frac{1}{\frac{(T_{s1} - T_0) - (T_{s1} - T_w) - (T_b - T_0)}{\frac{q_w'' D_h}{k}}} = \frac{1}{\theta(1) + \beta_t Kn - \theta_b} \quad (2.169)$$

3. BULGULAR VE TARTIŞMA

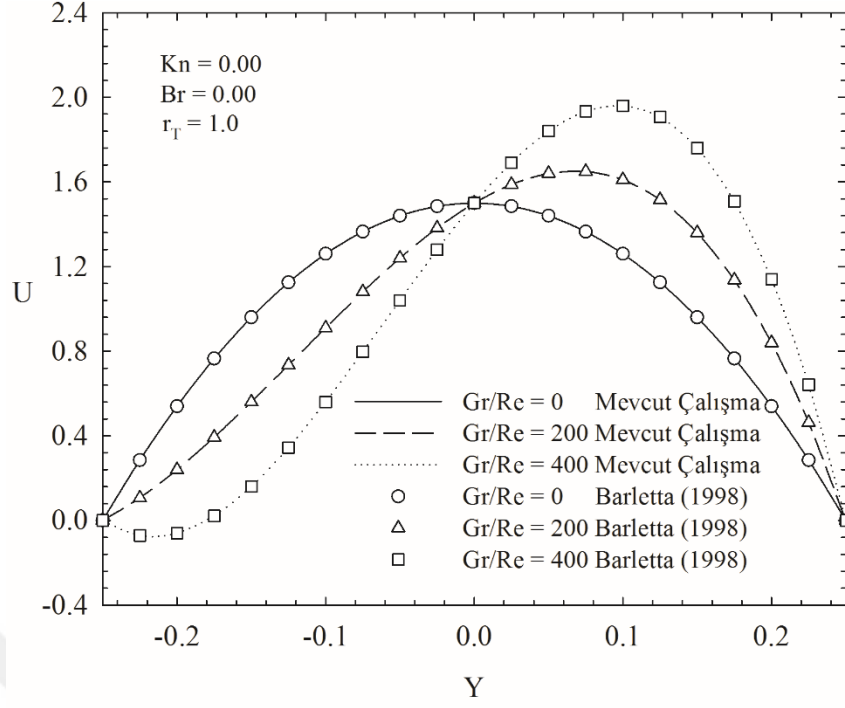
3.1. Düşey Konumlandırılmış Düzlemsel Mikrokanalda Karma Taşınım

3.1.1. Sabit Yüzey Sıcaklığı Termal Sınır Koşulu

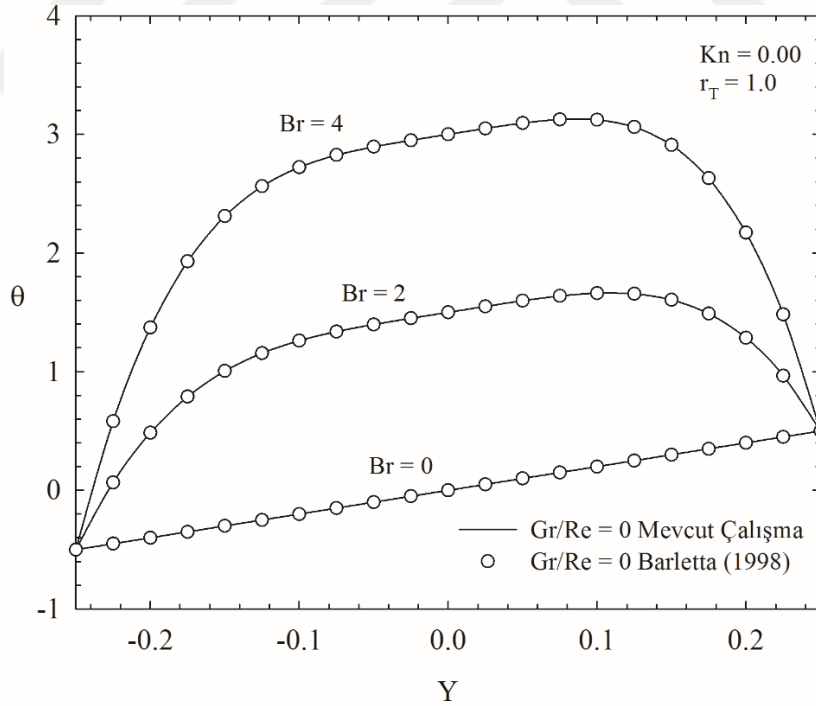
Bu bölümde, cidarlarında simetrik ve asimetrik sabit yüzey sıcaklığı termal sınır koşulu öngörülen düşey konumlu düzlemsel bir mikrokanal akışına ait bulgular sunulmaktadır.

Problemi temsil eden korunum denklemlerinin çözümünde, seri dağılımını esas alan pertürbasyon yöntemi kullanılmıştır. Önerilen yöntem ve gerçekleştirilen sayısal analize ait doğruluk testleri mevcut literatürde, sırasıyla, Barletta (1998) ve Avcı ve Aydın (2007a) tarafından yapılan makro ($Kn = 0$) ve mikro ölçekli çalışmalar ($0.001 < Kn \leq 0.1$) üzerinden gerçekleştirilmiştir. Bazı limit durumları için, boyutsuz hız ve sıcaklık ve Nusselt sayısını esas alan bu karşılaştırmalar grafiksel formda Şekil 3.1’de sunulmaktadır.

Şekilde görüldüğü üzere, mevcut analize ait sonuçlar literatürle birebir örtüşmektedir. Burada, sayısal analizin farklı terim sayılarında (n) test edildiği ve terim sayısının 30 değerinden sonra sonuçların değişmediği not edilmelidir.



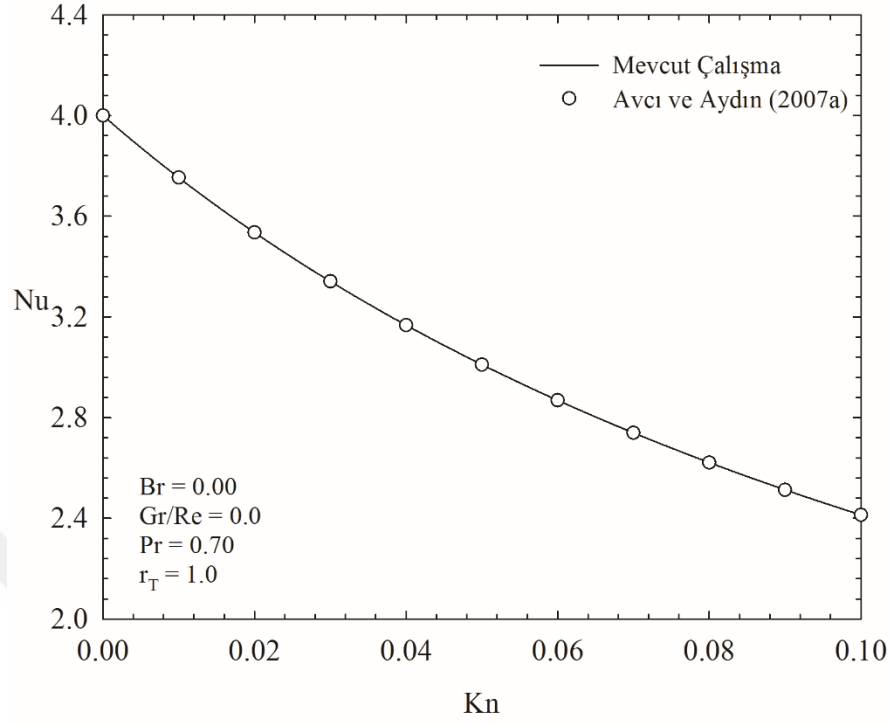
(a)



(b)

Şekil 3.1. Boyutsuz hızın (a) karma taşınım parametresine (Gr/Re) ve boyutsuz sıcaklığın (b) Brinkman sayısına (Br), Barletta (1998) ve Nusselt sayısının (Nu) (c) Knudsen sayısına (Kn) bağlı değişimi, Avcı ve Aydın (2007a).

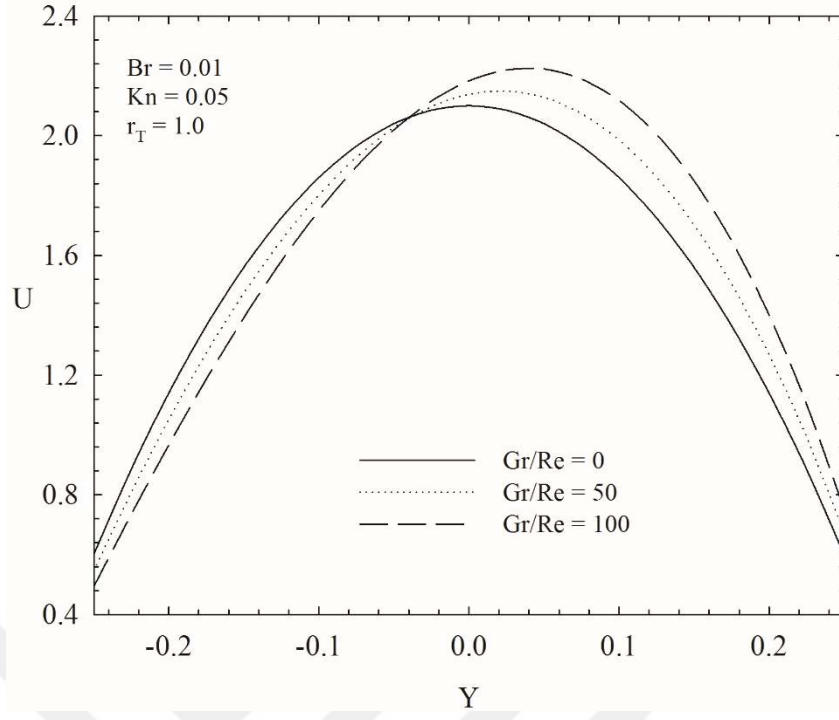
Şekil 3.1'in devamı



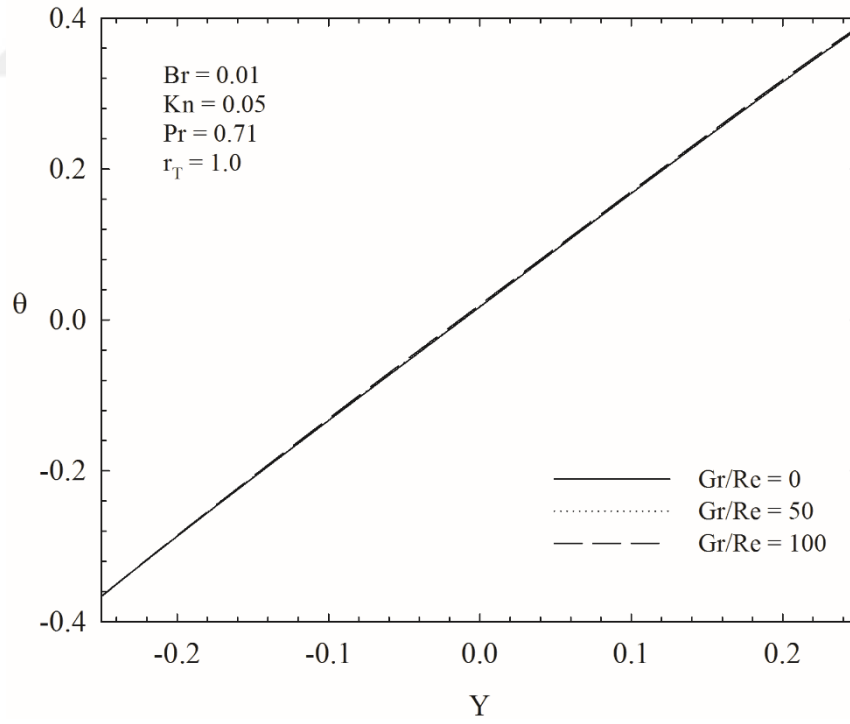
(c)

Asimetrik sıcaklık sınır koşulu için ($T_1 \neq T_2$, $r_T = 1$), boyutsuz hız ve boyutsuz sıcaklığın karma taşınım parametresine bağlı değişimi sırasıyla, Şekil 3.2a ve b'de verilmektedir. Burada, $Gr/Re = 0$ zorlanmış taşınım durumunu, $Gr/Re \neq 0$ ise karma taşınım durumunu temsil etmektedir. Şekil 3.2a dikkatle incelendiğinde, $Gr/Re = 0$ için boyutsuz hız dağılımının simetrik bir dağılım sergilediği; Gr/Re 'un artışına bağlı olarak ise maksimum hızın sağ cidara (sıcak cidar) doğru kaydığı görülmektedir. Bu asimetrik davranış, doğal taşınım mekanizmasının bir sonucudur. Daha açık bir ifadeyle, sıcaklığın artışına bağlı olarak sıcak cidara yakın bölgede kaldırma kuvvetlerinin etkisi artmakta ve bu artış akışkan momentumuna pozitif yönde katkı sunmaktadır.

Boyutsuz sıcaklık profili ise düşük viskoz yayılım düzeyinde ($Br = 0.01$), karma taşınım parametresinden bağımsız olarak lineer bir davranış sergilemektedir (Şekil 3.2b).



(a)

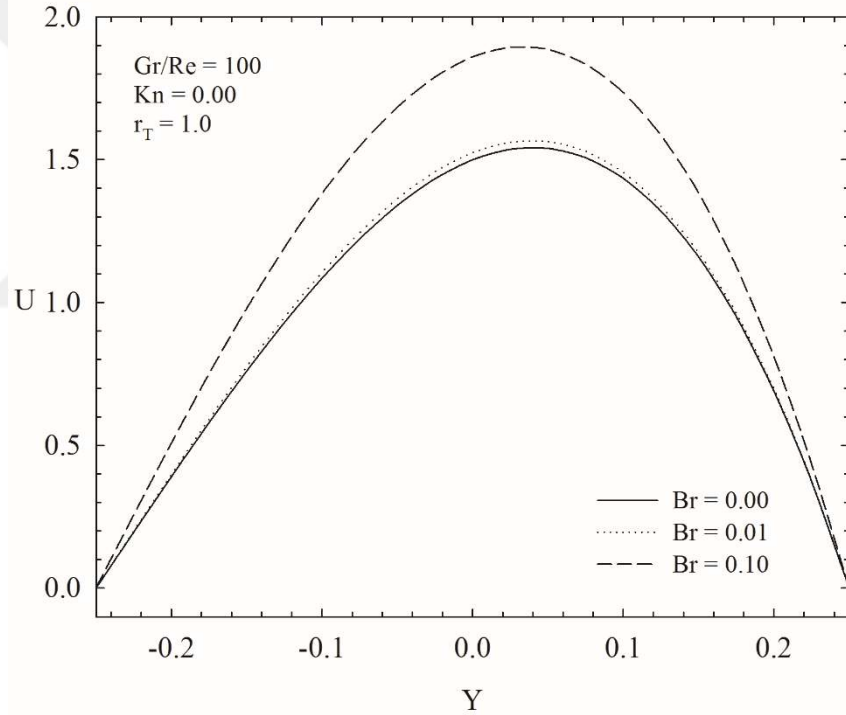


(b)

Şekil 3.2. Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b), karma taşınım parametresine (Gr/Re) bağlı değişimi

Viskoz yayılım düzeyinin (Br), daha geniş bir aralıkta, boyutsuz hız profili üzerindeki etkisi Şekil 3.3a'da verilmektedir. Şekilde görüldüğü gibi, Brinkman sayısının artmasıyla kanal içerisindeki hız dağılımının sıcak ve soğuk cidara yakın bölgelerde daha büyük değerler aldığı görülmektedir. Viskoz yayılımın, akışkan tabakalarının birbirine sürtünmesi sonucu açığa çıkan pasif bir iç enerji kaynağı olduğu hatırlanacak olursa; hız profilindeki bu davranış, kanal içerisindeki sıcaklık artışı ile ilişkilendirilebilir.

Bu durum, Şekil 3.3b'de açık bir şekilde görülmektedir. Düşük viskoz yayılım düzeylerinde, sıcaklık profili viskoz yayılımından bağımsız olarak lineer bir yapıya sahipken; yüksek viskoz yayılım düzeylerinde, bu yapının bozulduğu ve sıcaklık profilinin kanal içerisinde daha yüksek değerler aldığı görülmektedir.



(a)

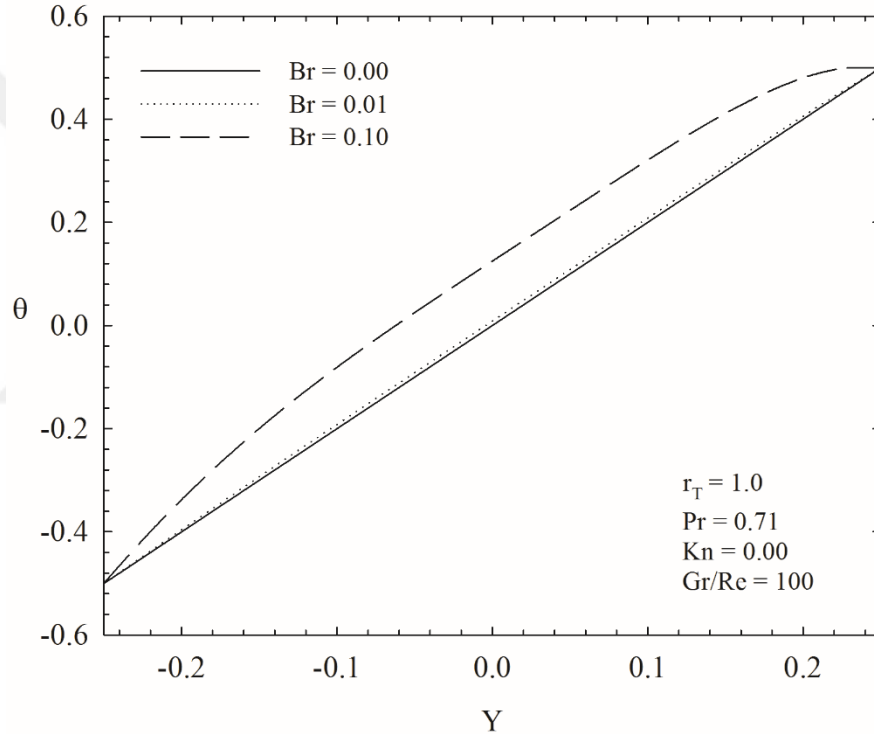
Şekil 3.3. Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b), Brinkman sayısına (Br) bağlı değişimi

Soğuk ve sıcak cidarlar için, Nusselt sayısının farklı Knudsen sayılarında Brinkman sayısına bağlı değişimi, sırasıyla, Şekil 3.4a ve b'de verilmektedir.

Genel karakter olarak, Nusselt sayısının sol (soğuk) cidarda, Brinkman sayısının artışıyla arttığı; sıcak cidarda ise azaldığı görülmektedir. Bu davranış, her iki cidardaki boyutsuz sıcaklık gradyanı değişiminin bir sonucudur.

Viskoz yayılımın artışına bağlı olarak, akışkan yığın sıcaklığının artacağı ve bu artışın, sırasıyla, sol (soğuk) cidarda sıcaklık gradyanını arttıracak ve sağ (sıcak) cidarda ise azaltacak açıktır. Bu davranışın sonucu olarak Nusselt sayısı sol (soğuk) ve sağ (sıcak) cidarlar için sırasıyla artış ve azalış eğilimi göstermektedir (Eşitlik (2.44 ve 2.45)).

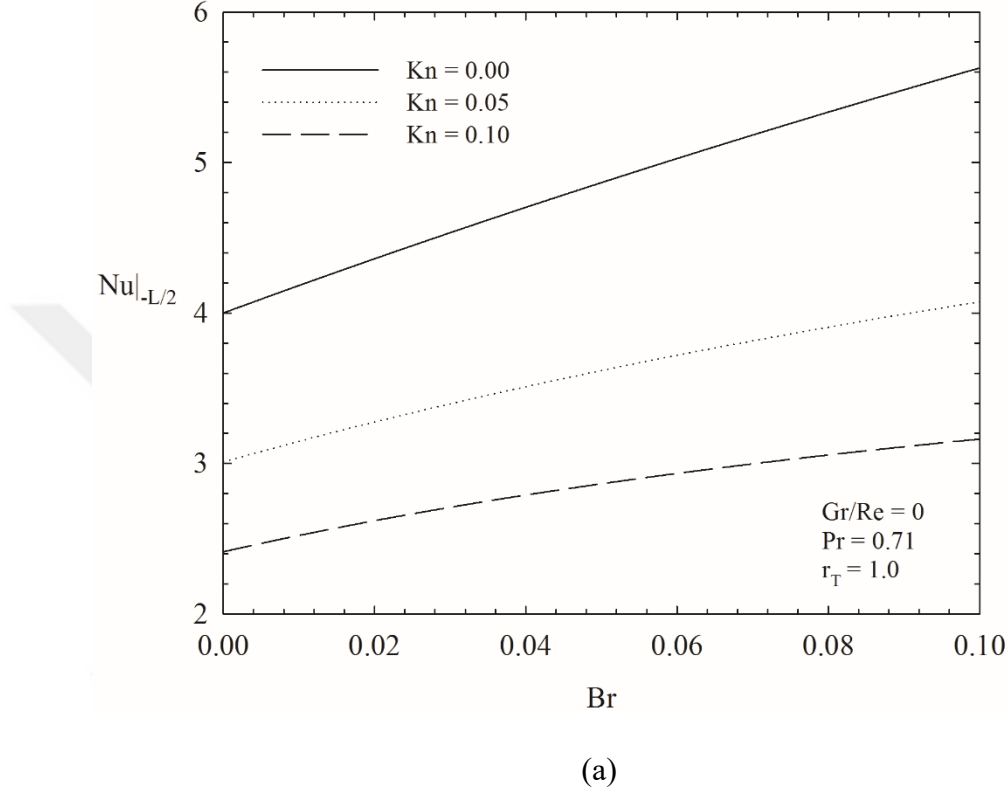
Şekil 3.3'ün devamı



(b)

Knudsen sayısının artışına bağlı olarak ise; her iki cidar için de Nusselt sayısının daha düşük değerler aldığı görülmektedir. Eşitlik (1.8) dikkatle incelendiğinde, Knudsen sayısının artışına bağlı olarak sıcaklık sıçramasının ($T_s - T_w$) artacağı; bir başka ifadeyle, cidar komşuluğundaki akışkan sıcaklığının (T_s) azalacağı açıktır. Akışkan sıcaklığındaki bu davranışın bir sonucu olarak; daha düşük akışkan yığın sıcaklıkları (T_b) oluşacaktır.

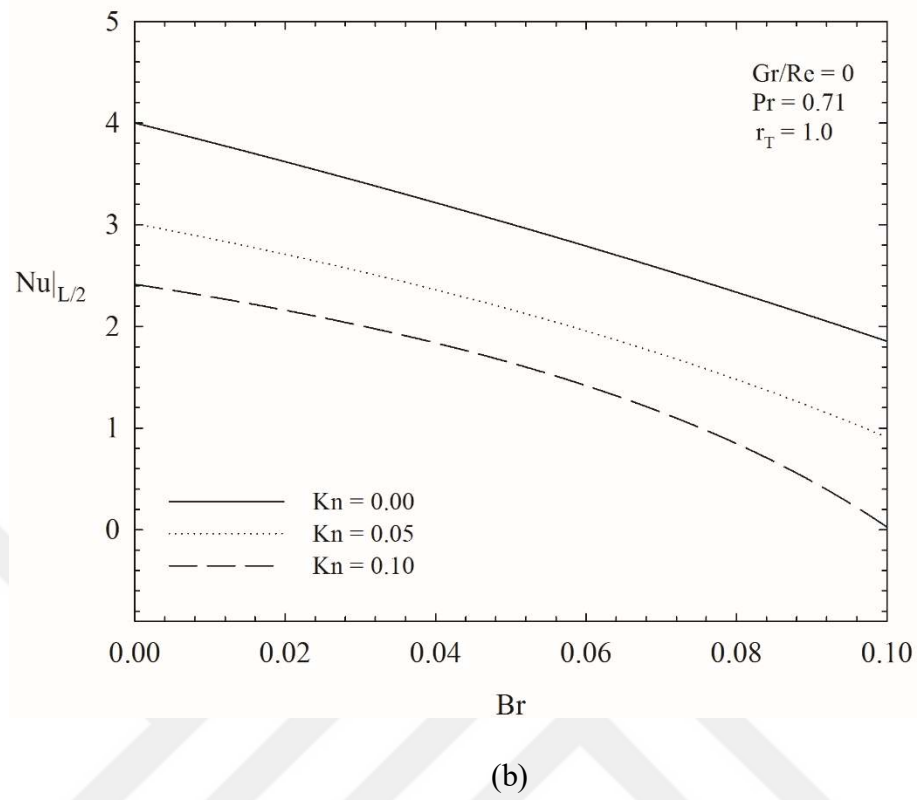
Cidar sıcaklığının sabit olduğu ($T_w = sbt$) hatırlanacak olursa; bu değişim sırasıyla, daha yüksek akışkan yığın sıcaklık farklarına ($T_w - T_b$) ve buna bağlı olarak daha düşük Nusselt sayılarına neden olacağı Eşitlik (2.45)'den görülebilir.



Şekil 3.4. Nusselt sayısının Brinkman sayısına (Br) bağlı değişimi, sol cidar için (a), sağ cidar için (b)

Aynı parametre aralığı için, Nusselt sayısının karma taşınım bölgesindeki davranışı ($Gr/Re = 100$) Şekil 3.5'de verilmektedir. $Kn = 0$ için benzer şekilde, Brinkman sayısının artışıyla sol cidarda Nusselt sayısı artarken; sağ cidarda ise azalmaktadır. $Kn \neq 0$ için ise sol cidardaki Nusselt sayısı Brinkman sayısına bağlı olarak değişken bir davranış sergilemektedir. Örnek olarak, $Kn = 0.1$ için Nusselt sayısı, Brinkman sayısının değerine bağlı olarak; sırasıyla, 0-0.045 aralığında lineer bir artış, 0.045-0.055 aralığında ani bir artış, 0.065 değerinde asimptotik bir davranış ve 0.065 değerinden sonra ise sabit bir değişim göstermektedir. Bu davranış, viskoz yayılım ve karma taşınım parametresinin $T_b - T_w$ üzerindeki birleşik etkisiyle açıklanabilir.

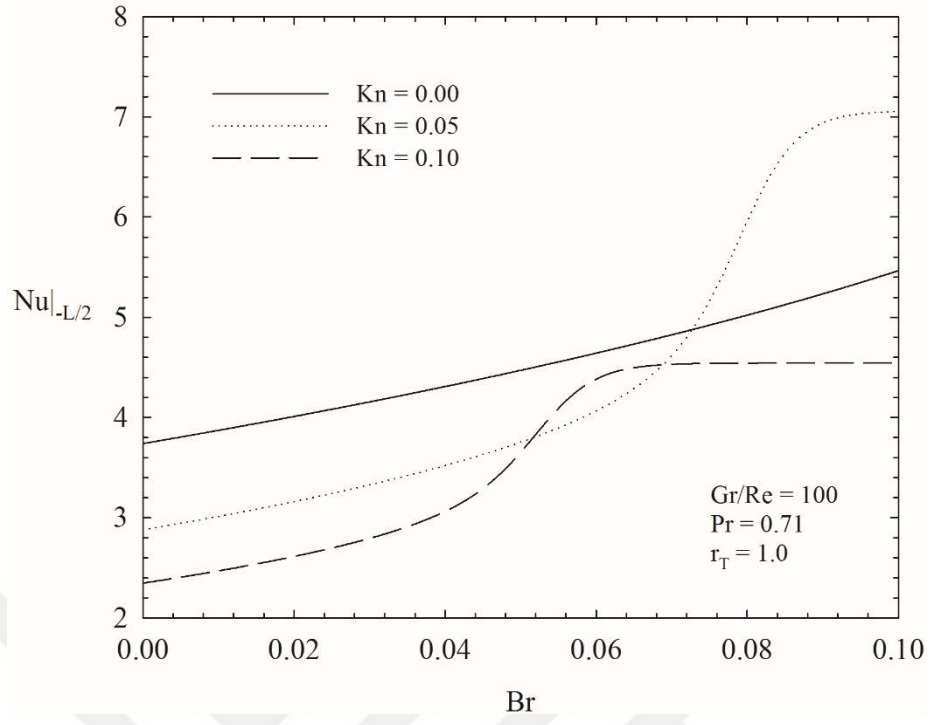
Şekil 3.4'ün devamı



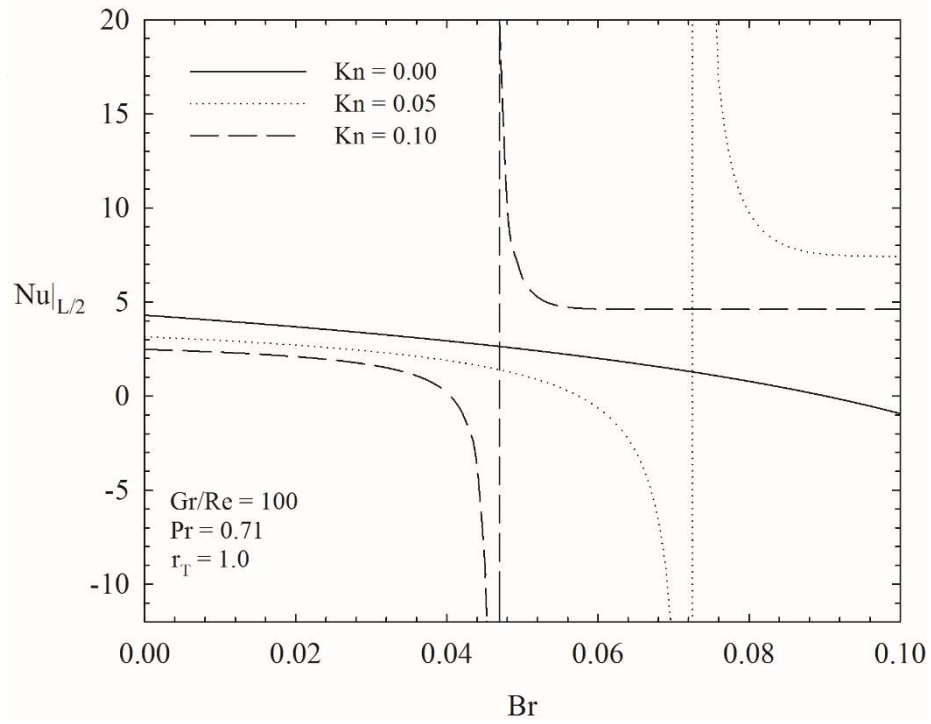
Sağ cidarda ise Nusselt sayısının $Kn \neq 0$ için, bazı Brinkman sayısı değerlerinde süreksiz bir karaktere sahip olduğu görülmektedir (Şekil 3.5b). İlgili süreksizlikler, test edilen çalışma koşulu için cidar ve akışkan yığın sıcaklığının yaklaşık olarak aynı değere yakınsamasının bir sonucudur. İlgili cidar için ısı taşınım katsayısı, h

$$h = \frac{q_w''}{T_2 - T_b} \quad (3.1)$$

olmak üzere; akışkan yığın sıcaklığının (T_b) cidar sıcaklığına (T_2) ulaşması halinde, ısı taşınım katsayısının ısı akısından bağımsız olarak sonsuza gideceği ve bu durumun Nusselt sayısını süreksizliğe taşıyacağı açıktır. Burada, sıcak cidar sıcaklığının (T_2) sabit olduğu ve viskoz yayılım sonucu akışkan yığın sıcaklığının sürekli olarak arttığı not edilmelidir.



(a)



(b)

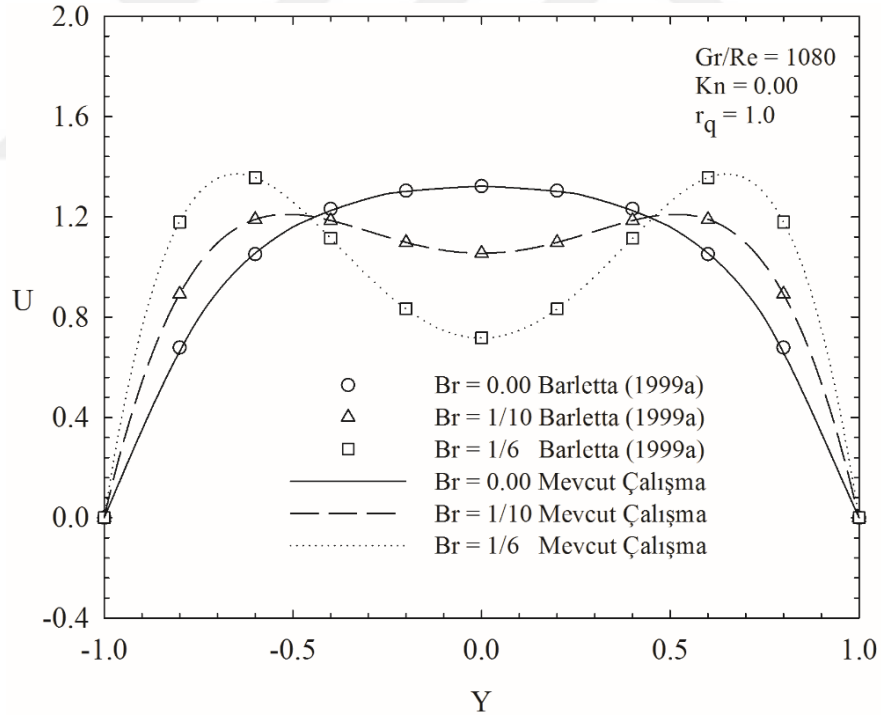
Şekil 3.5. Nusselt sayısının Brinkman sayısına (Br) bağlı değişimi, sol cidar için (a), sağ cidar için (b)

İlgili süreksizlik noktasından sonra, Nusselt sayısının yön değiştirmesi ise diğer önemli bir bulgu olarak göze çarpmaktadır. Viskoz yayılım düzeyi akışkan yığın sıcaklığının cidar sıcaklığından daha büyük değerler almasına neden olabilir. Böyle bir durum ($T_b > T_2$), şekilde de görüldüğü gibi başlangıçta cidardan akışkana olan ($T_2 > T_b$) ısı transferinin yönünün, akışkandan cidara doğru ($T_b > T_2$) değişmesine neden olmaktadır.

3.1.2. Sabit Isı Akısı Termal Sınır Koşulu

Cidarlarında, simetrik ve asimetrik sabit ısı akısı termal sınır koşulu öngörülen, düşey konumlu düzlemsel mikrokanaal akışına ait bulgular aşağıda sunulmaktadır.

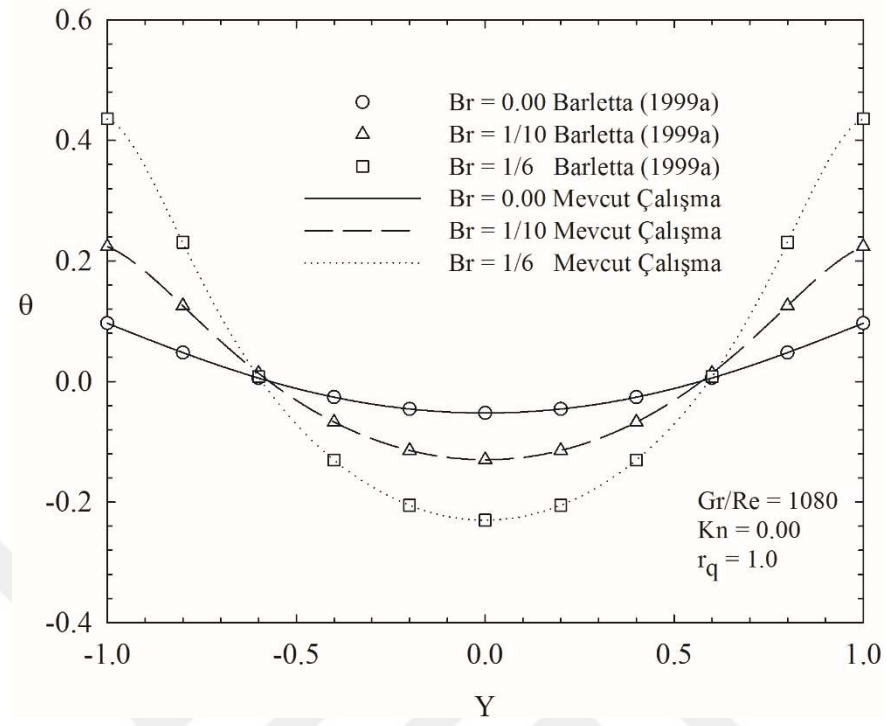
Sayısal analizin doğruluk testi, öngörülen problemin bazı limit durumlar için literatürde sunulan çözümleri üzerinden gerçekleştirilmiştir.



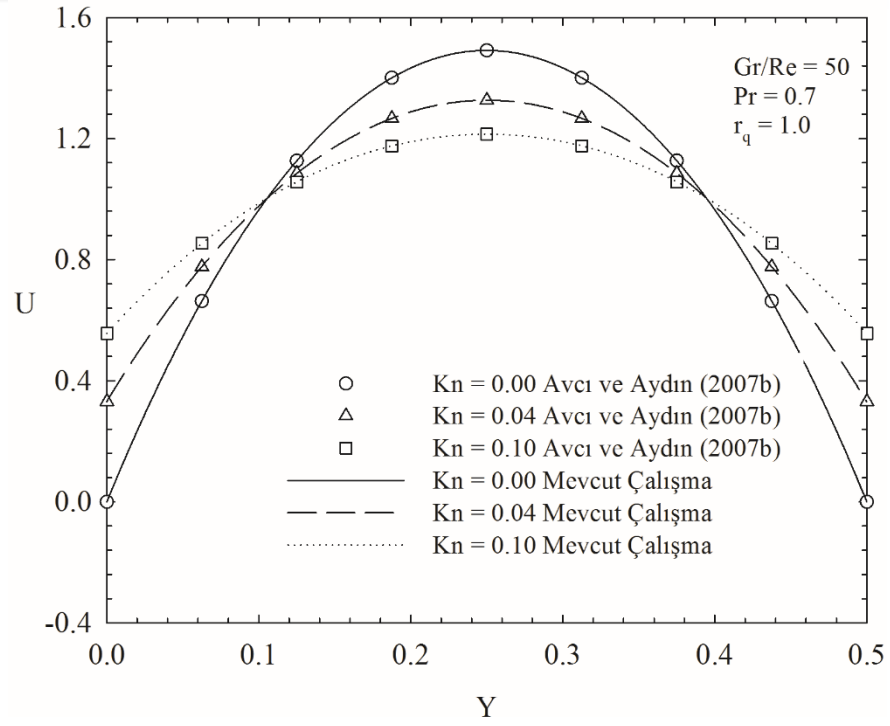
(a)

Şekil 3.6. Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) Brinkman sayısına (Br), Barletta (1999a) ve boyutsuz hızın (c) ve boyutsuz sıcaklığın (d) Knudsen sayısına (Kn) bağlı değişimi, Avcı ve Aydın (2007b).

Şekil 3.6'nın devamı



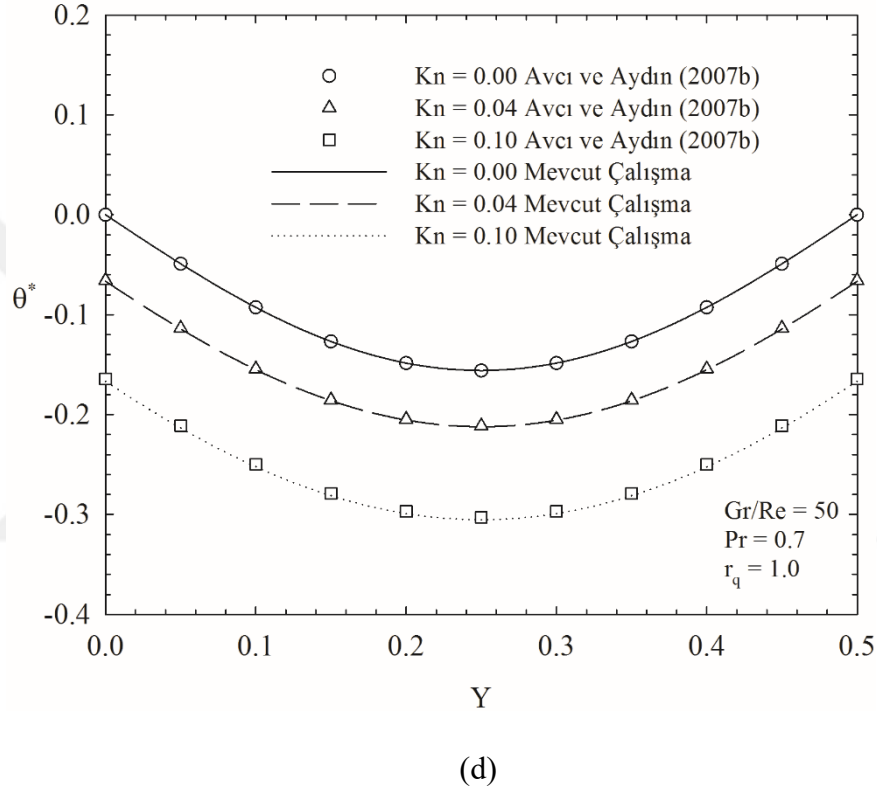
(b)



(c)

Simetrik ısı akısı ($q_1'' = q_2''$, $r_q = 1$) sınır koşulu için literatürde yapılan karşılaştırmalar sırasıyla, makrokanal durumu için ($Kn = 0$) Şekil 3.6a ve b ve mikrokanal durumu için ($10^{-3} < Kn \leq 0.1$) Şekil 3.6c ve d'de sunulmaktadır. Her iki durum için de boyutsuz hız ve sıcaklık dağılımlarının literatürle örtüştüğü görülmektedir.

Şekil 3.6'nın devamı



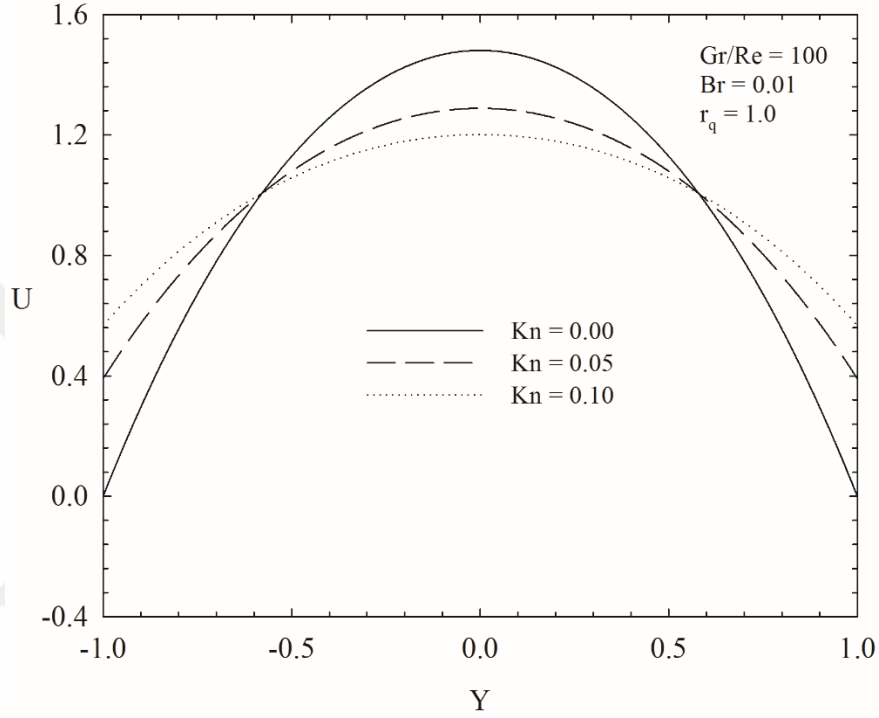
$r_q = 1$ için boyutsuz hız ve sıcaklığın Knudsen sayısına bağlı değişimi, sırasıyla, Şekil 3.7a ve b'de verilmektedir. Şekil 3.7a'da görüldüğü gibi, Knudsen sayısının artışıyla cidar komşuluğundaki akışkan hızı artmakta iken; kanal merkezinde maksimum hız azalmaktadır. Eşitlik (1.6) dikkatle incelendiğinde, $u_w = 0$ için Knudsen sayısının artışı ile u_s 'nin artacağı açıktır.

Kanal merkezine yakın bölgedeki hız azalması ise hız için tercih edilen boyutsuzlaştırma parametresiyle açıklanabilir. Eşitlik (2.60a) dikkate alındığında cidardaki hız artışının kanal merkezindeki bir hız azalmasıyla dengeleneceği açıktır.

Benzer şekilde, boyutsuz sıcaklık dağılımında Knudsen sayısının artışına aynı cevabı verdiği

Şekil 3.7b’de görülmektedir. Burada, boyutsuz sıcaklığın $\theta = \frac{T - T_0}{\frac{q_1'' D_h}{k}}$ formunda

tanımlandığına dikkat edilmelidir.

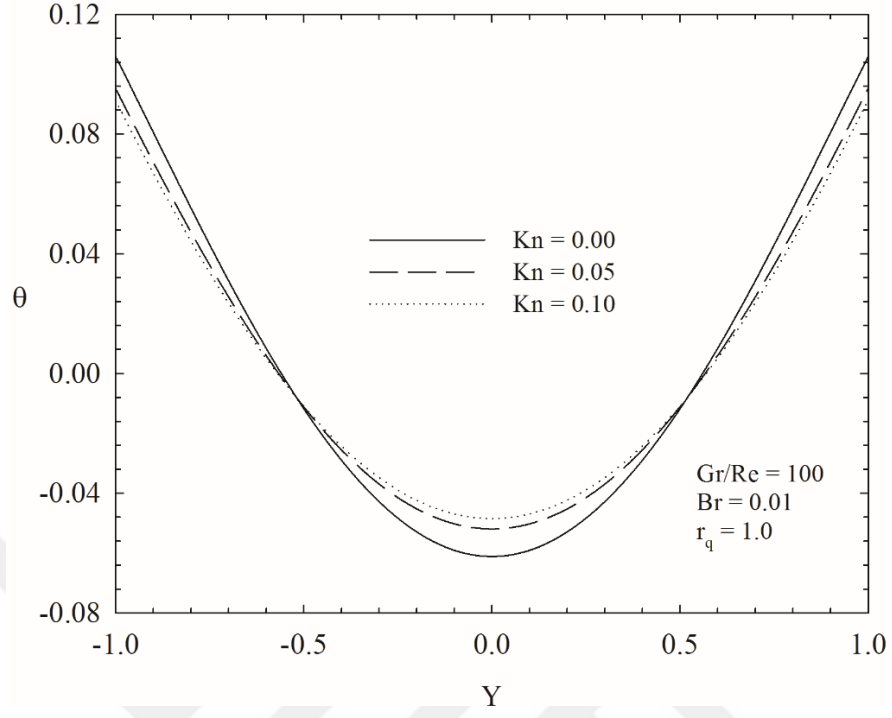


(a)

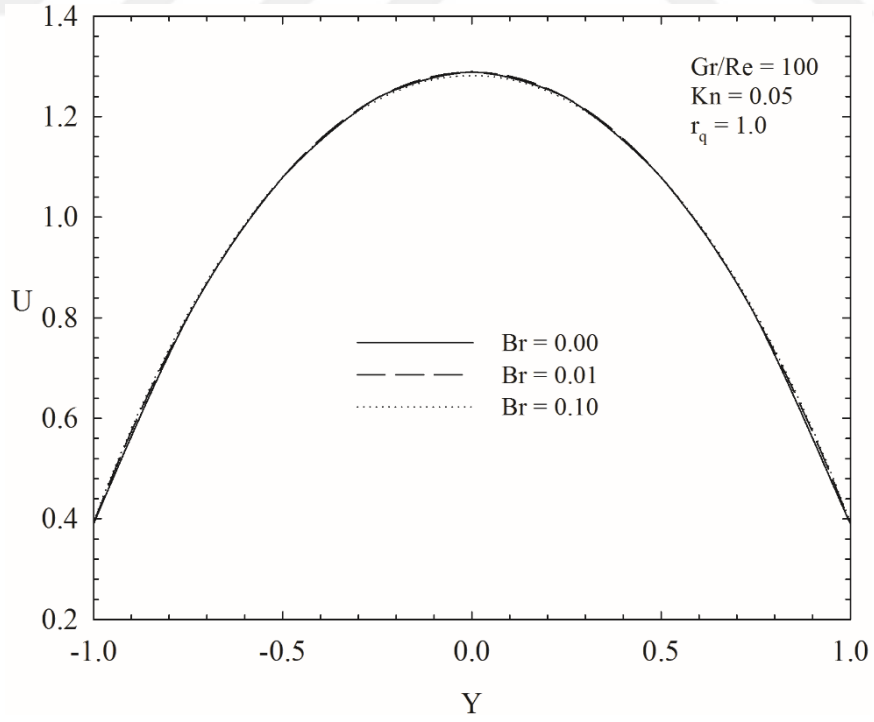
Şekil 3.7. Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b), Knudsen sayısına (Kn) bağlı değişimi

Brinkman sayısının, boyutsuz hız ve sıcaklık profilleri üzerindeki etkisi Şekil 3.8’de sunulmaktadır. Öngörülen sınır koşulu için ($r_q = 1$), viskoz yayılım boyutsuz hız üzerinde ihmal edilebilir düzeyde bir etkiye sahiptir (Şekil 3.8a). Şekil 3.8b’de ise viskoz yayılım etkisinin artmasıyla sıcaklık profilinin kanal merkezine yakın bölgelerde daha düşük değerler aldığı ve viskoz yayılım sonucu cidara yakın bölgede oluşan viskoz ısınmanın cidar sıcaklığını artırdığı görülmektedir.

Şekil 3.7'nin devamı



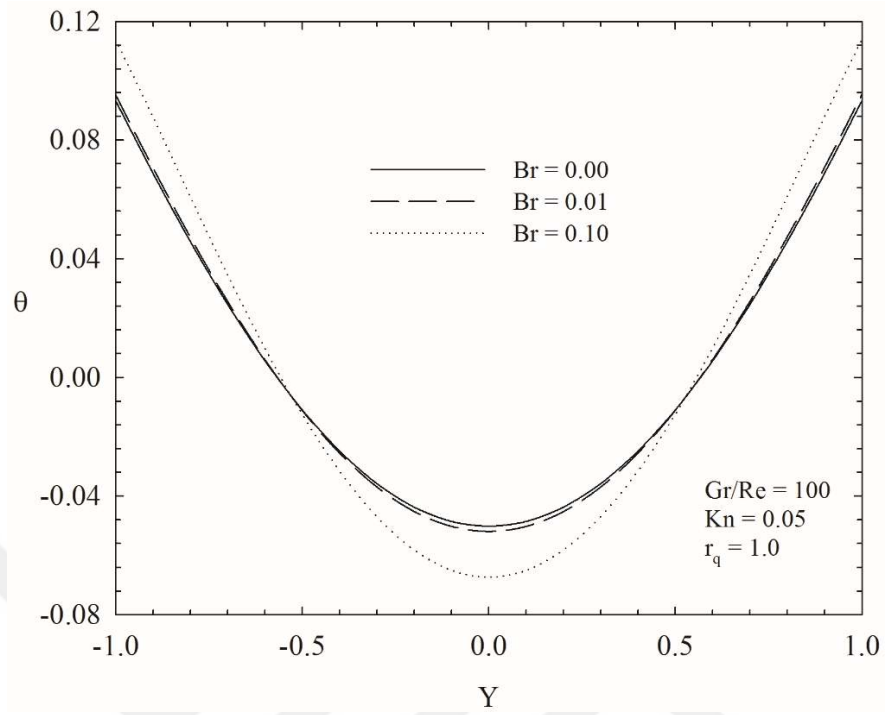
(b)



(a)

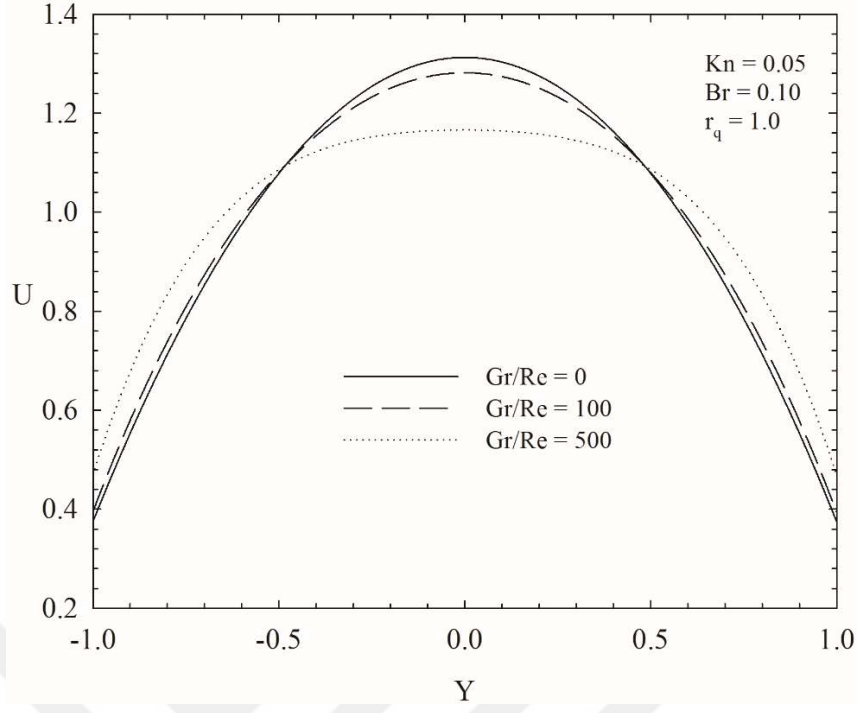
Şekil 3.8. Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b), Brinkman sayısına (Br) bağlı değişimi

Şekil 3.8'in devamı

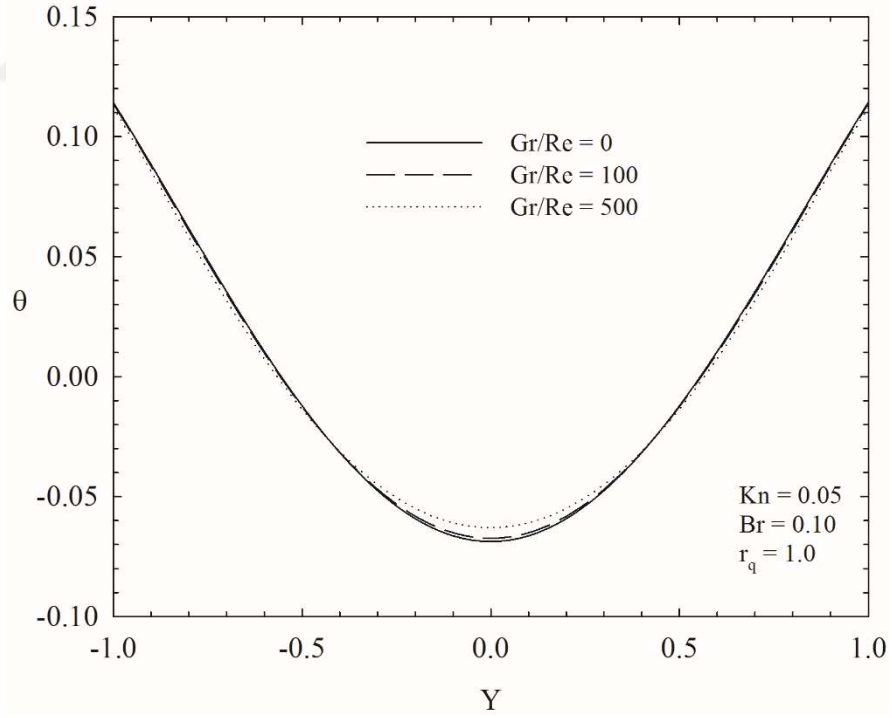


(b)

$Br = 0.10$ ve $Kn = 0.05$ için karma taşınım parametresinin boyutsuz hız ve sıcaklık profilleri üzerindeki etkisi Şekil 3.9'da verilmektedir. Şekilde görüldüğü üzere karma taşınım parametresinin artışına bağlı olarak kanal merkezine yakın bölgede hız profili daha düşük değerler alırken; kanal cidarlarına yakın bölgede akışkan hızı daha yüksek değerler almaktadır. Bu davranış, bir önceki bölümde belirtildiği gibi, kaldırma kuvvetlerinin sıcak cidara yakın bölgede akışkan momentumunun sunduğu katkının bir sonucudur. İlgili mekanizmanın bir sonucu olarak, Gr/Re 'un artışı ile kanal cidarlarında sıcaklık gradyanı artmaktadır.



(a)



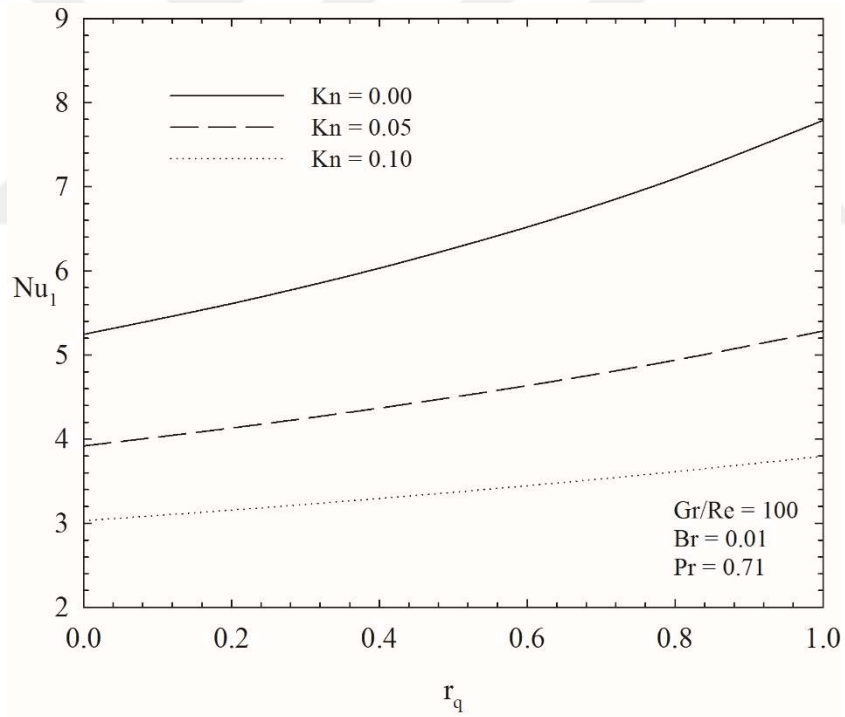
(b)

Şekil 3.9. Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b), karma taşınım parametresine (Gr/Re) bağlı değişimi

Nusselt sayısının farklı Knudsen sayılarında ısı akısı oranına (r_q) bağlı değişimi Şekil 3.10'da verilmektedir. Knudsen sayısının artışıyla her iki cidarda da Nusselt sayısının azaldığı görülmektedir. Bu davranış, cidar komşuluğunda daha düşük akışkan sıcaklığının ve buna bağlı olarak daha düşük akışkan yığın sıcaklığının oluşmasının bir sonucudur. Daha açık bir ifadeyle, $q_w'' = \text{sabit}$ için herhangi bir cidardaki Nusselt sayısı,

$$Nu = \frac{q_w'' D_h / k}{T_w - T_b} \quad (3.2)$$

olmak üzere, aynı cidar sıcaklığı için Knudsen sayısının artışıyla, cidar ve akışkan yığın sıcaklığı arasındaki fark ($T_w - T_b$) artacak; buna bağlı olarak, Nusselt sayısı azalacaktır.



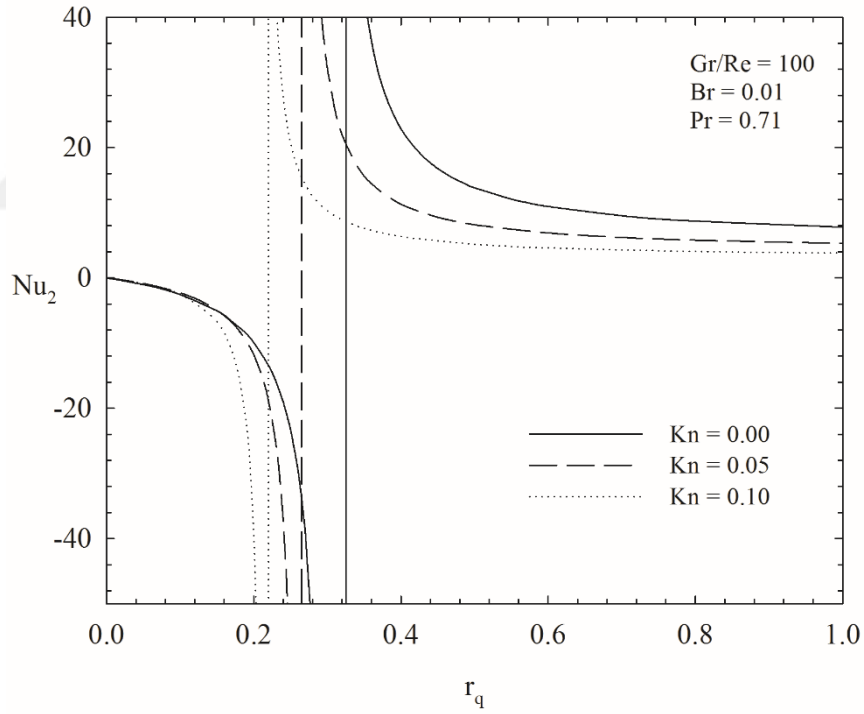
(a)

Şekil 3.10. Nusselt sayısının ısı akısı oranına (r_q) bağlı değişimi, sol cidar için (a), sağ cidar için (b)

r_q 'nın artışına bağlı olarak; sol cidarda Nusselt sayısı artmakta iken, sağ cidarda ise düzensiz bir davranış sergilemektedir. Sol cidardaki bu davranış, r_q 'nın artışına bağlı olarak, T_b 'nin artması ile açıklanabilir. Yukarıdaki eşitlik dikkate alındığında, T_b 'nin artmasıyla $T_w - T_b$ azalacağı ve buna bağlı olarak Nusselt sayısının artacağı açıktır.

Sağ cidarda (Şekil 3.10b) ise r_q 'nın artışıyla Nusselt sayısı, Knudsen sayısına bağlı olarak, sırasıyla, belirli bir r_q değerine kadar azalmakta, süreksizlik göstermekte ve yön değiştirerek tekrar azalma davranışına devam etmektedir. Buradaki yön değişimi bir önceki bölümde detaylı bir şekilde açıklandığı üzere öngörülen r_q için cidar ve akışkan yığın sıcaklıklarının aynı değere yakınsaması ile açıklanabilir.

Şekil 3.10'un devamı

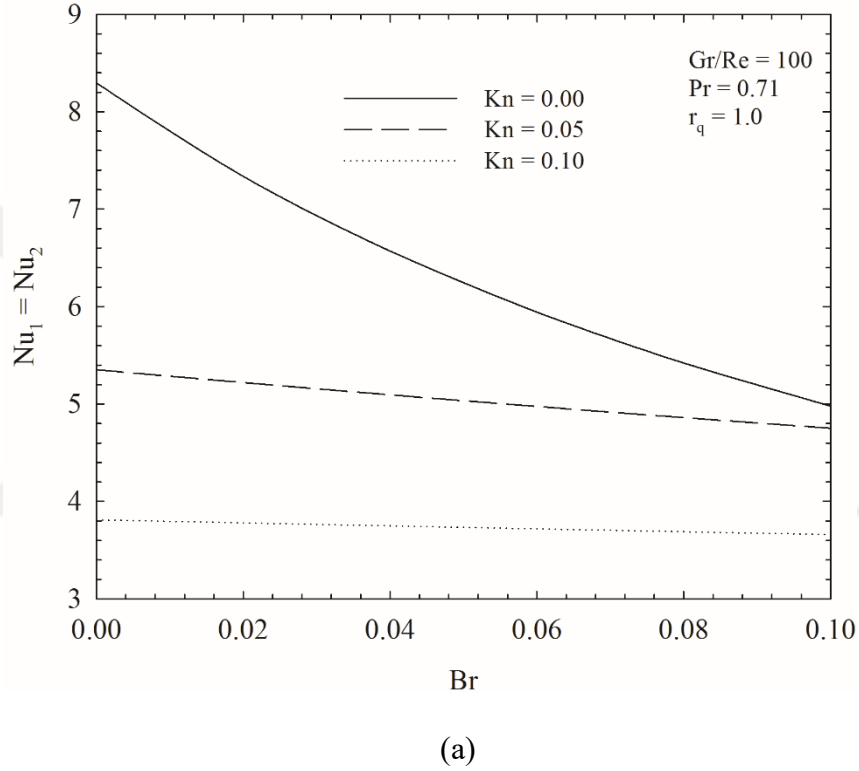


(b)

Viskoz yayılım ve karma taşınım parametresinin Nusselt sayısı üzerindeki etkisi farklı Knudsen sayıları için, sırasıyla, Şekil 3.11a ve b'de verilmektedir.

Önceki bölümde de bahsedildiği üzere, Knudsen sayısının artışıyla sıcaklık sıçramasında meydana gelen artışla Nusselt sayısının azalması, beklenen bir durumdur.

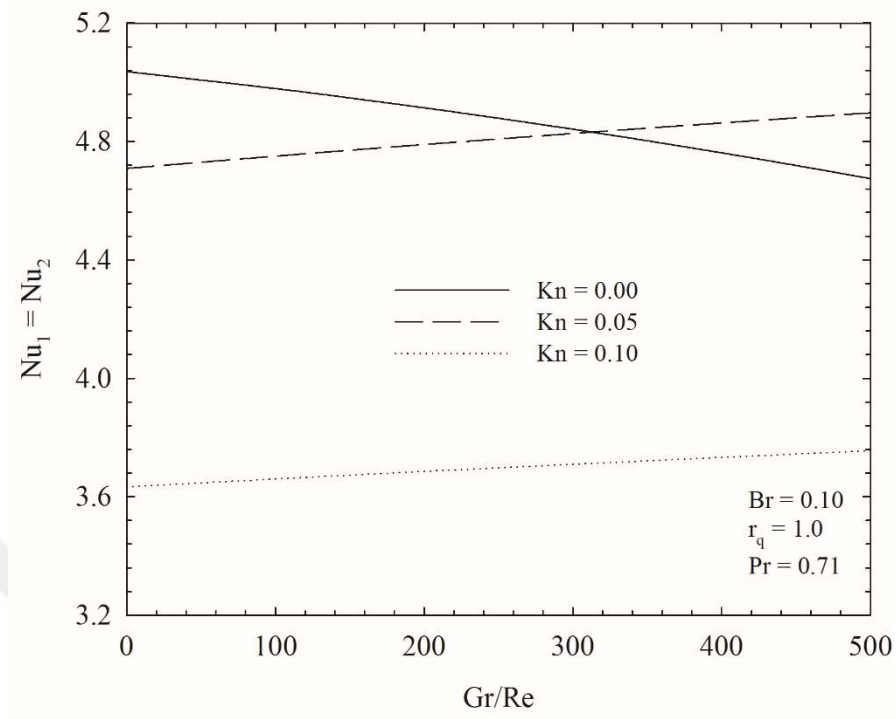
Şekil 3. 11a'da, viskoz yayılım etkisi arttıkça Nusselt sayısının azaldığı görülmektedir. Yüksek hız gradyanından dolayı viskoz yayılımın cidara yakın bölgelerde daha baskın karakterde olması, yüksek cidar sıcaklığının oluşmasına sebep olacaktır. Bu durum, sabit q_w için $T_2 - T_b$ 'ı arttıracak ve buna bağlı olarak Nusselt sayısını azaltacaktır.



Şekil 3.11. Nusselt sayısının (a) Brinkman sayısına (Br) ve (b) karma taşınım parametresine (Gr/Re) bağlı değişimi

Şekil 3.11b'de ise karma taşınım parametresinin artışına bağlı olarak Nusselt sayısı $Kn = 0$ için azalmakta iken; $Kn \neq 0$ için artış sergilemektedir. Bu davranış, seyrelme ve karma taşınım parametresinin $T_w - T_b$ üzerindeki birleşik etkisiyle açıklanabilir.

Şekil 3.11'in devamı



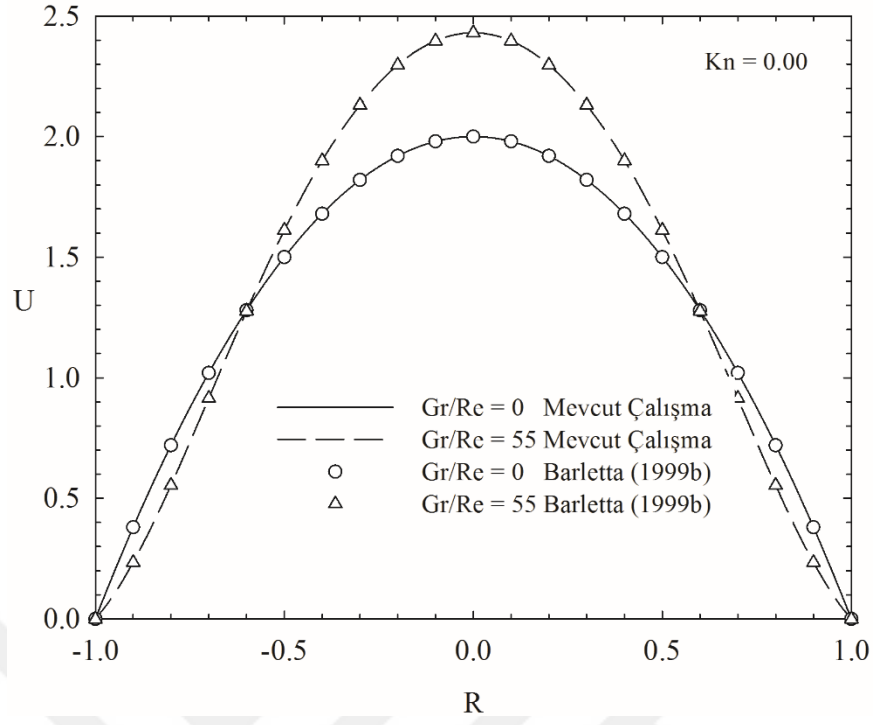
(b)

3.2. Düşey Konumlandırılmış Dairesel Kesitli Mikrokanalda Karma Taşınım

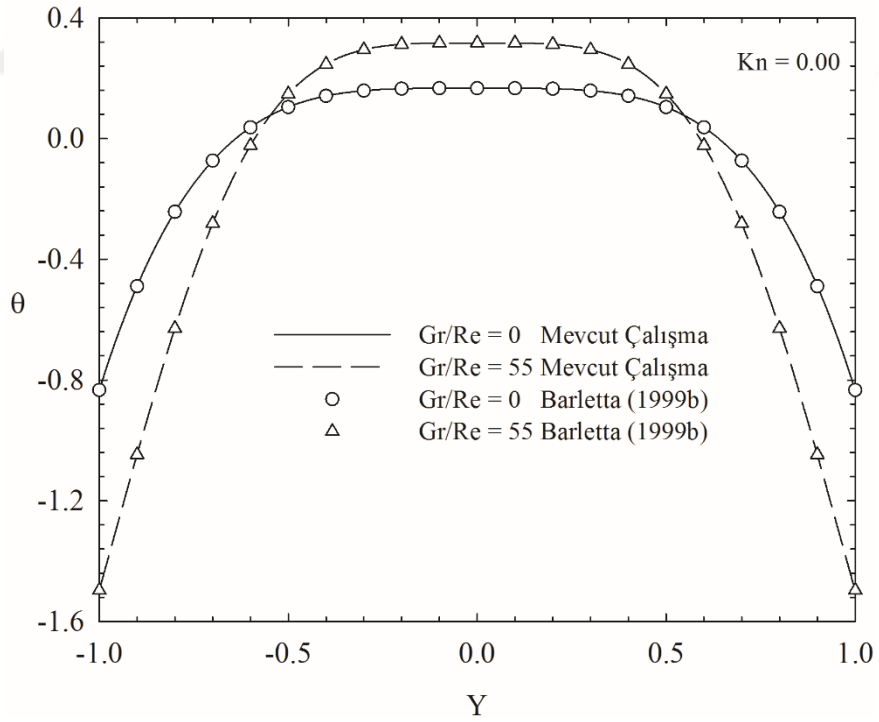
3.2.1. Sabit Yüzey Sıcaklığı Termal Sınır Koşulu

Bu bölümde, cidarında sabit yüzey sıcaklığı termal sınır koşulu öngörülen düşey konumlu dairesel kesitli bir mikrokanal akışına ait bulgular sunulmaktadır.

Sayısal analize ait doğruluk testi, mevcut literatürde Barletta (1999b) tarafından yapılan makro ölçekli çalışma ($Kn = 0$) üzerinden gerçekleştirilmiştir. Gr / Re 'un farklı değerlerini esas alan bu karşılaştırmalar, boyutsuz hız ve sıcaklık dağılımları cinsinden, Şekil 3.12'de sunulmaktadır. Şekilde görüldüğü üzere, mevcut analize ait sonuçların literatürle birebir örtüştüğü görülmektedir. Bir önceki bölümde belirtildiği üzere, sayısal analizde terim sayısının (n) 30 değerinden sonra sonuçların değişmediği not edilmelidir.



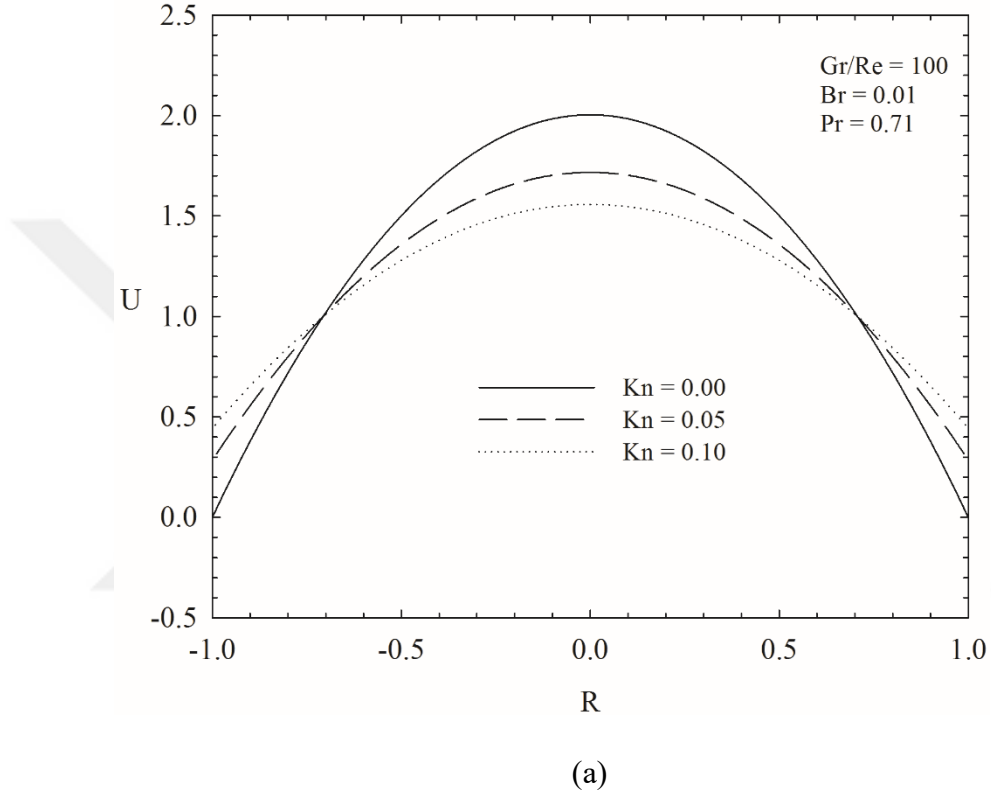
(a)



(b)

Şekil 3.12. Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) karma taşınım parametresine (Gr/Re) bağlı değişimi, Barletta (1999b).

Boyutsuz hız ve boyutsuz sıcaklığın Knudsen sayısına bağlı değişimi Şekil 3.13'te verilmektedir. Knudsen sayısının artışıyla cidar komşuluğundaki akışkan hızı artmakta iken; kanal merkezinde hız değeri, azalmaktadır. Bu davranış, bir önceki bölümde detaylı olarak irdelenen hız kaymasının bir sonucudur. Benzer şekilde, Şekil 3.13b'de boyutsuz sıcaklık dağılımının Knudsen sayısının artışına aynı cevabı verdiği görülmektedir.

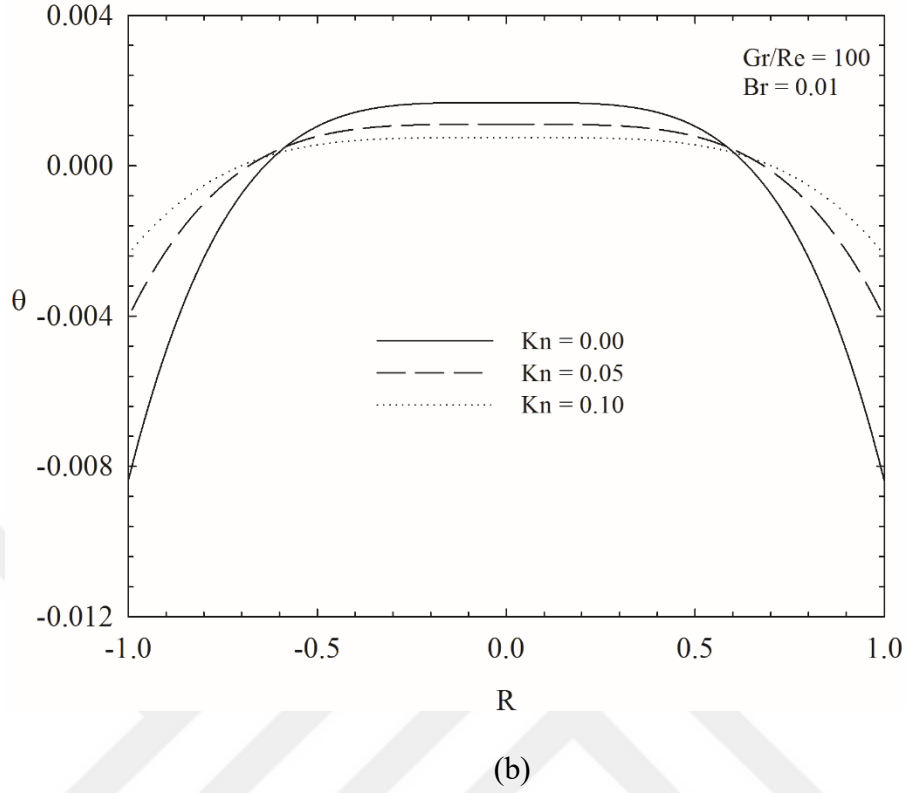


Şekil 3.13. Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) Knudsen sayısına (Kn) bağlı değişimi

Karma taşınım parametresinin boyutsuz hız ve sıcaklık profilleri üzerindeki etkisi Şekil 3.14'te sunulmaktadır. İlgili şekil dikkatli bir biçimde incelendiğinde, hız dağılımının genel karakter olarak simetrik bir davranış sergilediği; Gr/Re artışına bağlı olarak ise kanal merkezi komşuluğunda boyutsuz hızların arttığı görülmektedir.

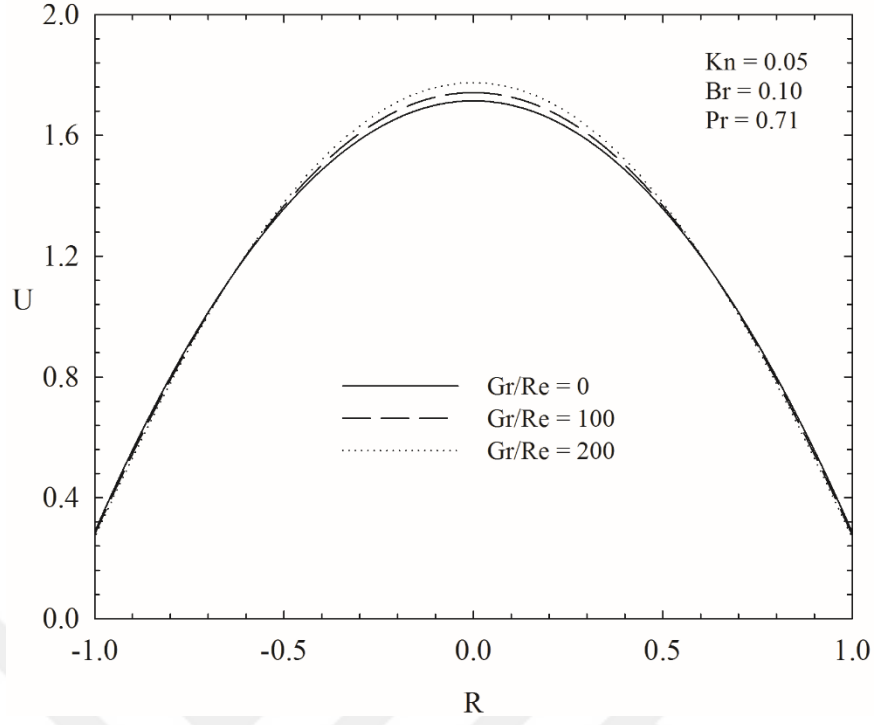
Boyutsuz sıcaklık profili ise karma taşınım parametresinin artışıyla cidar komşuluğunda azalan, kanal merkezinde ise artan bir davranış sergilemektedir.

Şekil 3.13'ün devamı

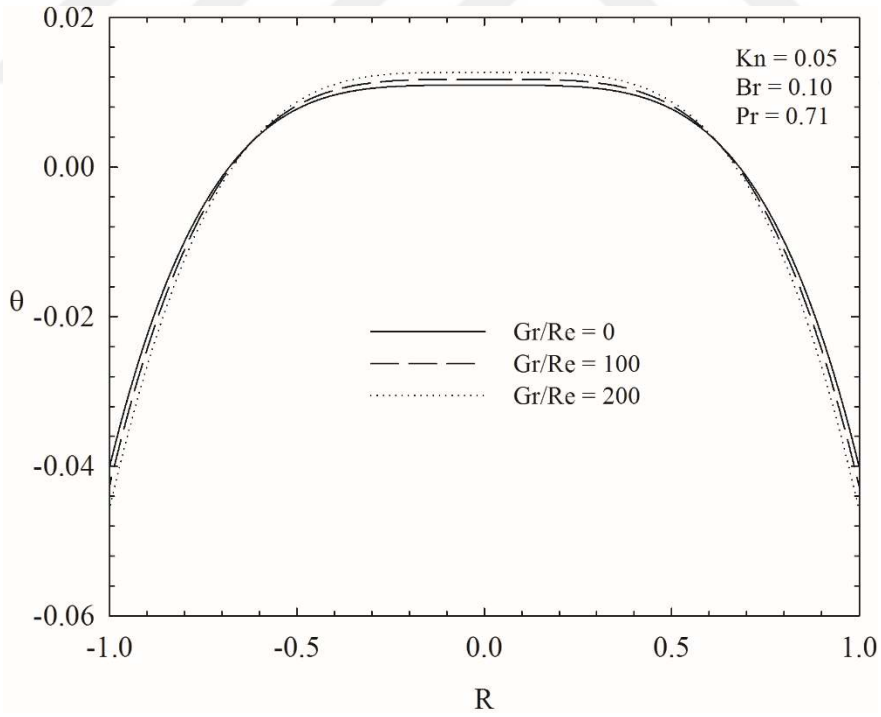


Viskoz yayılım düzeyinin (Br) boyutsuz hız profili üzerindeki etkisi Şekil 3.15a'da verilmektedir. Şekilde görüldüğü gibi, viskoz yayılım düzeyinin artmasıyla kanal içerisindeki hız dağılımının oldukça sınırlı düzeyde bir artış sergilediği görülmektedir. Bu davranış, viskoz ısınma sonucu etkili olan kaldırma kuvvetlerinin bir sonucudur.

Şekil 3.15b'de ise Brinkman sayısının boyutsuz sıcaklık dağılımı üzerindeki etkisi sunulmaktadır. Viskoz yayılım etkisinin ihmal edildiği durumda ($Br = 0$), boyutsuz sıcaklığın R 'den bağımsız ve sabit bir değere eşit olduğu görülmektedir. Brinkman sayısının artışıyla ise sıcaklık profilinin parabolik bir forma doğru kaydığı ve $Br = 0$ durumunda daha küçük değerler aldığı görülmektedir. Bu davranış, viskoz yayılım sonucunda açığa çıkan ısının, akışkan yığın sıcaklığını artırması ile açıklanmaktadır.

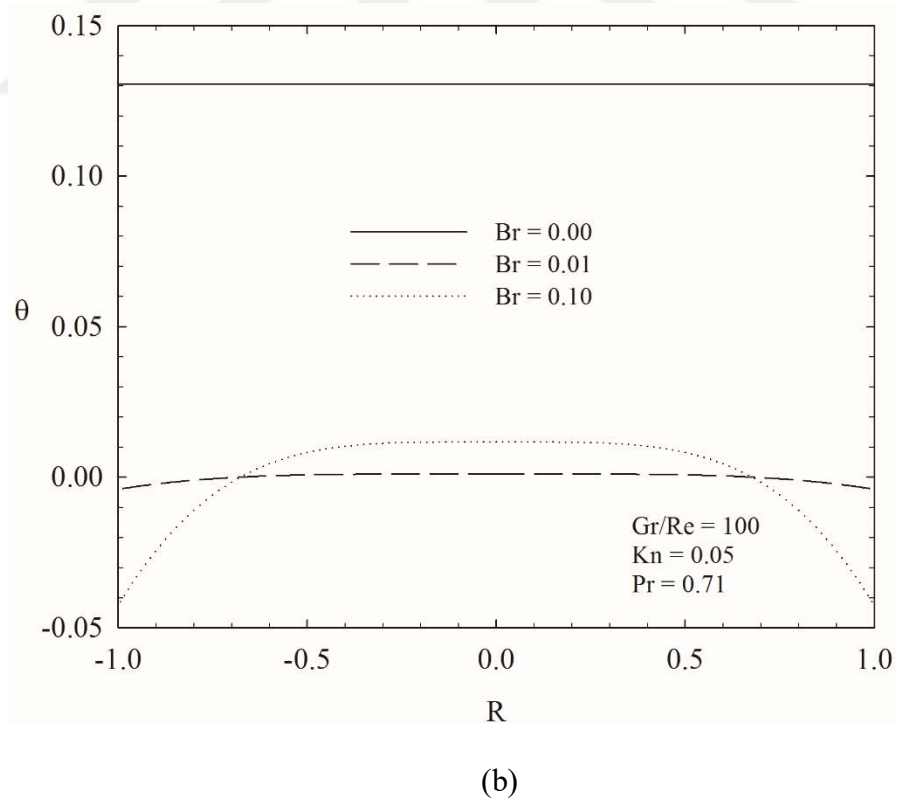
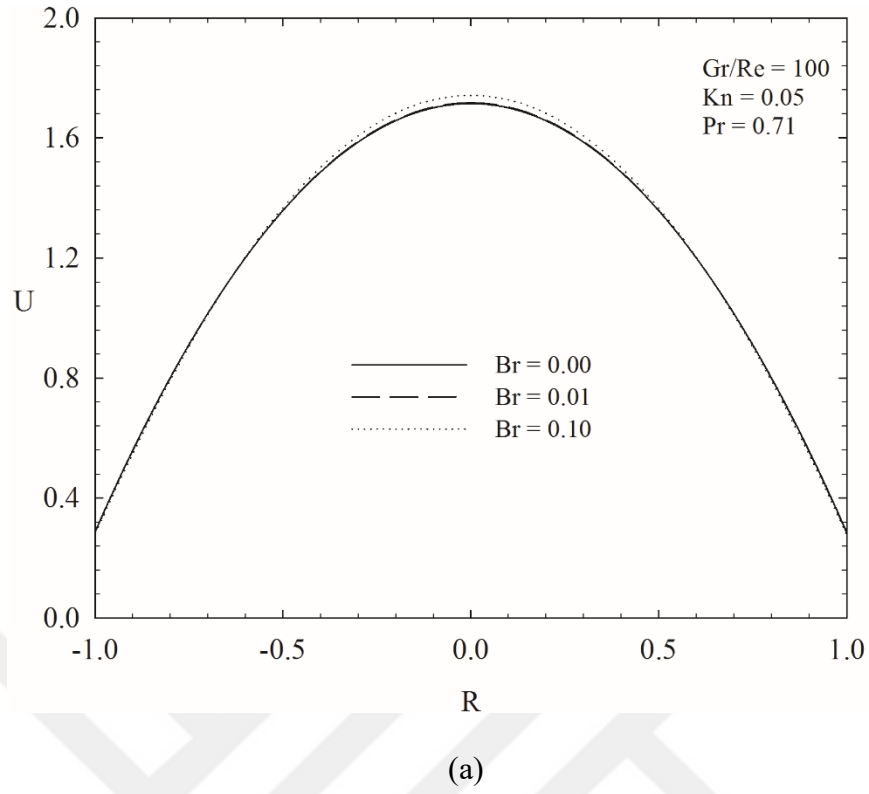


(a)



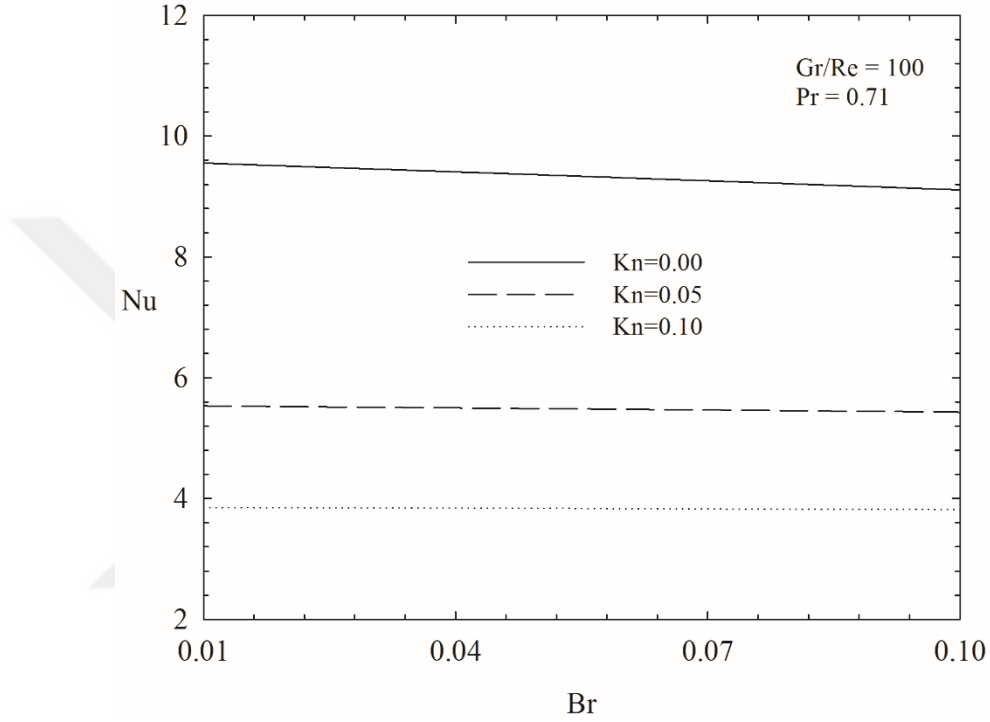
(b)

Şekil 3.14. Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) karma taşınım parametresine (Gr/Re) bağlı değişimi



Şekil 3.15. Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) Brinkman sayısına (Br) bağlı değişimi

Nusselt sayısının farklı Knudsen sayılarında Brinkman sayısına ve karma taşınım parametresine bağlı değişimi, sırasıyla, Şekil 3.16a ve b’de verilmektedir. $Kn = 0$ durumu için Brinkman sayısının artışıyla Nusselt sayısı azalmakta iken; $Kn \neq 0$ durumu için Brinkman sayısından bağımsız bir davranış sergilemektedir. Bu davranış, Knudsen sayısının artışına bağlı olarak viskoz ısınmanın azalmasının bir sonucudur.

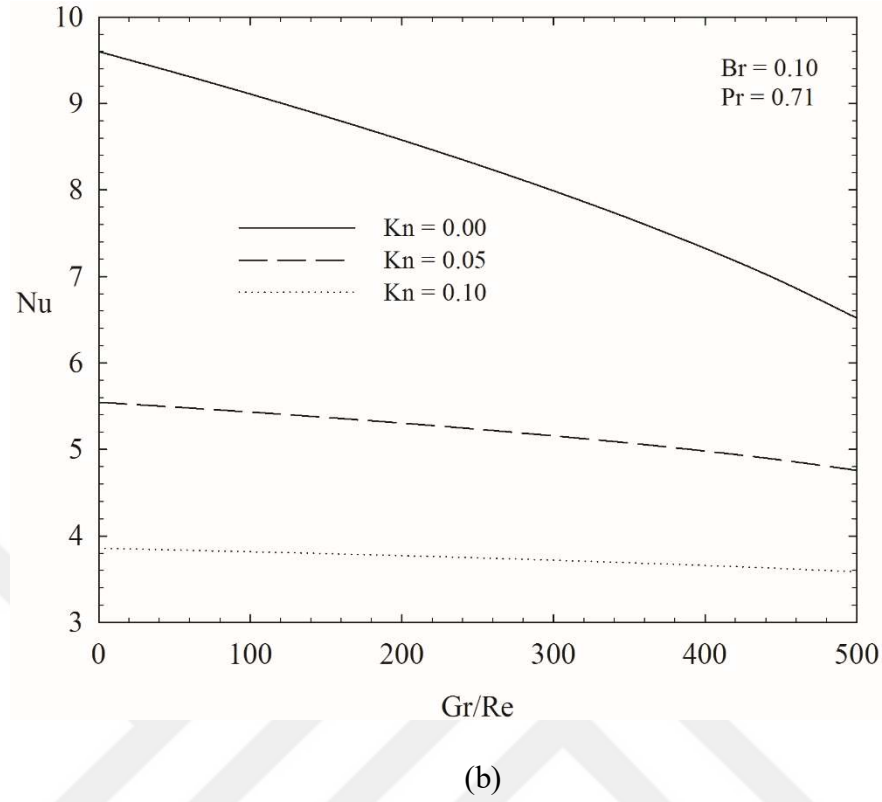


(a)

Şekil 3.16. Nusselt sayısının (a) Brinkman sayısına (Br) ve (b) karma taşınım parametresine (Gr/Re) bağlı değişimi

Viskoz ısınmanın hız gradyanının bir fonksiyonu olduğu hatırlanacak olursa $\left(= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 \right)$ artan Knudsen sayısıyla kayma hızının artacağı; bir başka ifadeyle, cidardaki hız gradyanının azalacağı açıktır. Bu durum Şekil 3.13a’da açıkça görülmektedir. Şekil 3.16b’de ise Nusselt sayısının karma taşınım parametresinin artışına bağlı olarak azaldığı görülmektedir.

Şekil 3.16'nın devamı

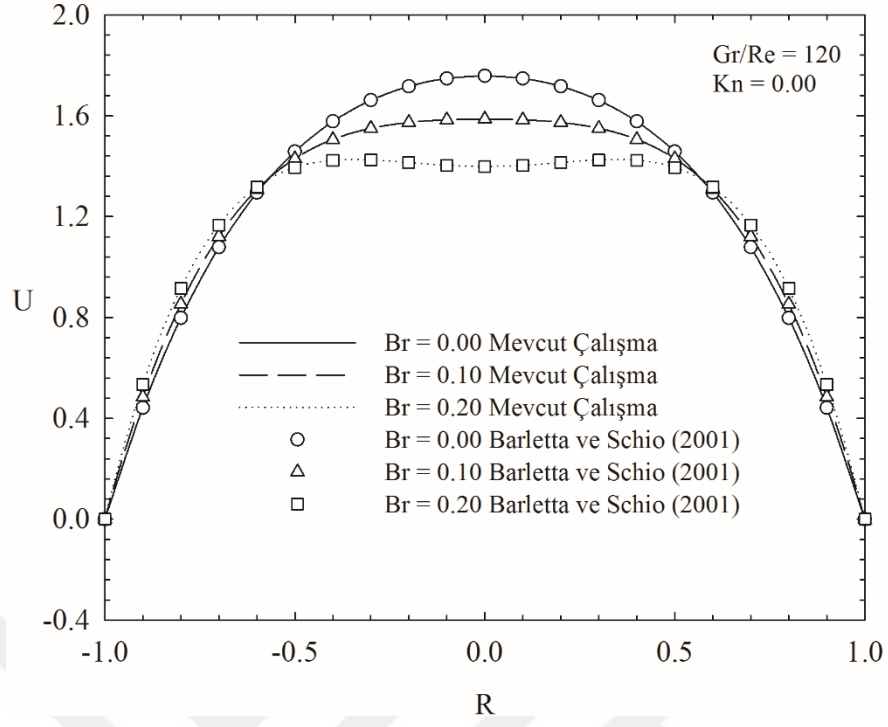


3.2.2. Sabit Isı Akısı Termal Sınır Koşulu

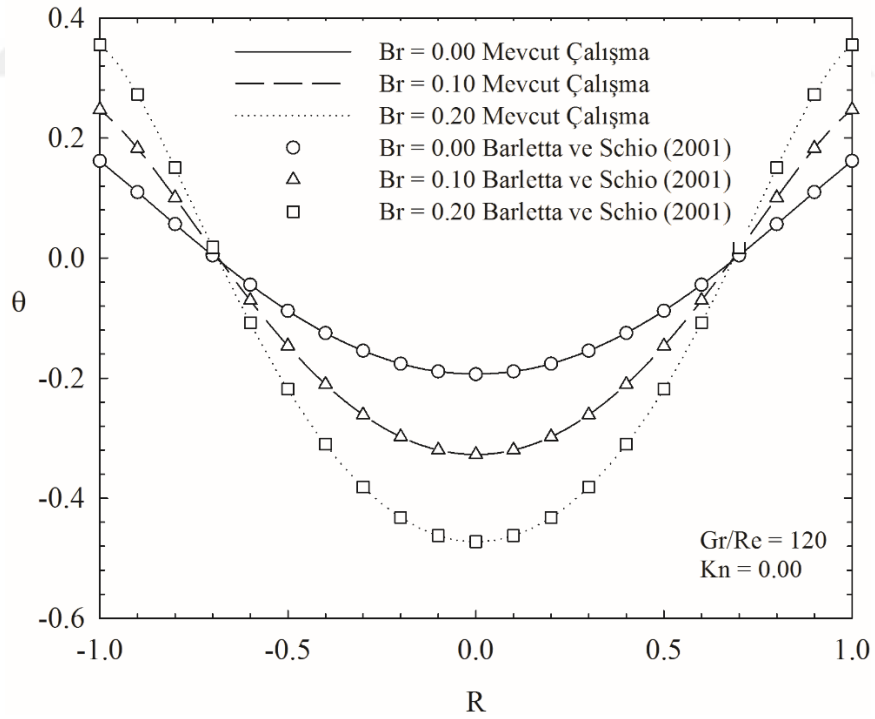
Cidarında sabit ısı akısı termal sınır koşulu öngörülen düşey konumlu düzlemsel mikrokanal akışına ait bulgular aşağıda sunulmaktadır.

Öngörülen problemin bazı limit durumları için ($Kn = 0$) elde edilen çözümleri ve literatür karşılaştırmaları, boyutsuz hız ve sıcaklık dağılımı cinsinden Şekil 3.17'de sunulmaktadır. İlgili dağılımların, konvansiyonel kanal akışları için elde edilen dağılımlarla örtüştüğü grafiklerde açıkça görülmektedir.

$Kn = 0.05$ ve $Br = 0.10$ için, karma taşınım parametresinin boyutsuz hız ve sıcaklık profilleri üzerindeki etkisi Şekil 3.18'de verilmektedir. Düzlemsel mikrokanal akışına benzer şekilde, dairesel kesitli mikrokanal akışında da Gr/Re 'un artışına bağlı olarak, kanal cidarına yakın bölgede akışkan hızı daha yüksek değerler alırken, kanal merkezine yakın bölgede hız profili daha düşük değerler almaktadır (Şekil 3.18a). Şekil 3.18b'de ise Gr/Re 'un artışıyla, kanal merkezi komşuluğunda boyutsuz sıcaklığın bir artış eğilimi sergilediği görülmektedir. Bu davranış, kaldırma kuvvetlerinin enerji aktarımı üzerindeki katkısı ile açıklanabilir.

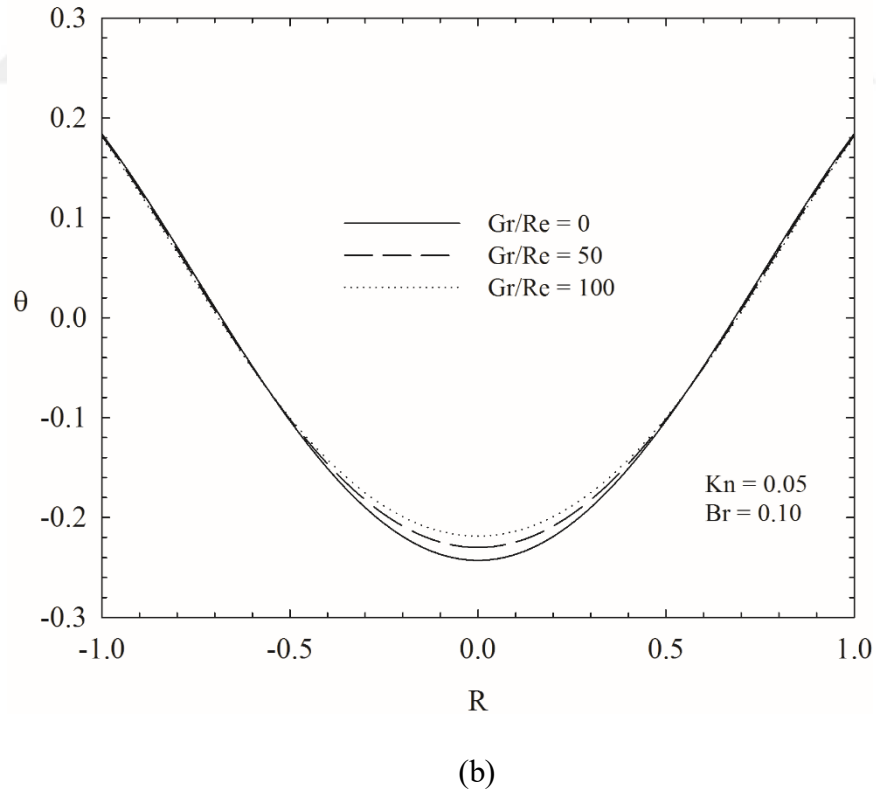
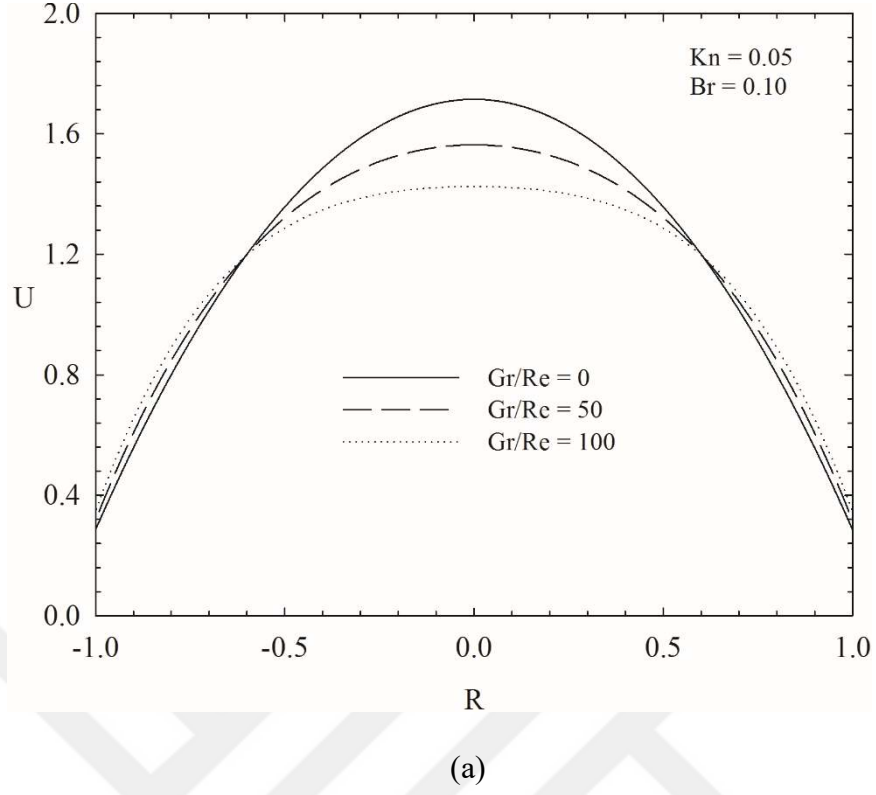


(a)



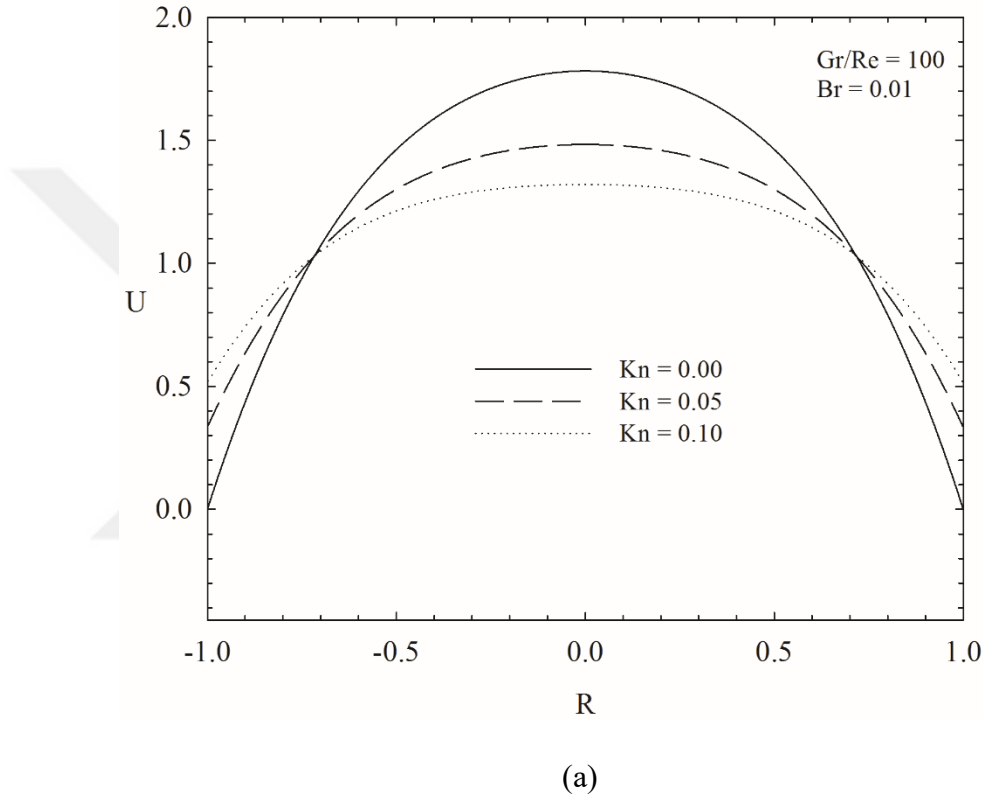
(b)

Şekil 3.17. Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) viskoz yayılım düzeyine (Br) bağlı değişimi, Barletta ve Schio (2001).



Şekil 3.18. Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) karma taşınım parametresine (Gr/Re) bağlı değişimi

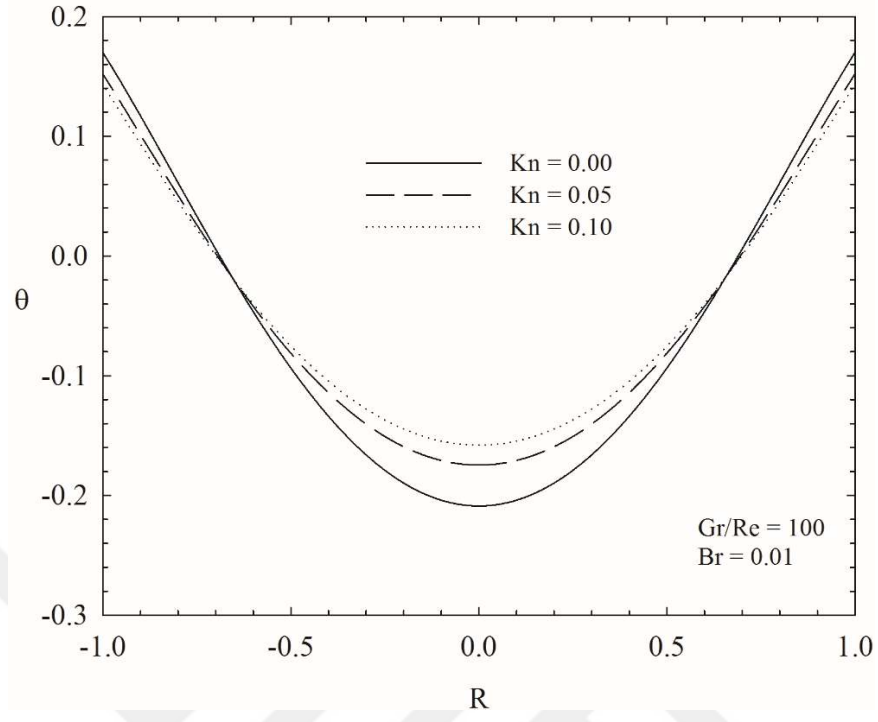
Knudsen sayısının boyutsuz hız ve sıcaklık profilleri üzerindeki etkisi, sırasıyla, Şekil 3.19a ve b'de verilmektedir. Şekilde görüldüğü üzere, Knudsen sayısının artışıyla kanal cidarında akışkan hızı artmakta iken maksimum hızı azalmaktadır (Şekil 3.19a). Benzer şekilde, Knudsen sayısının artışıyla, cidar komşuluğundaki akışkan sıcaklığı azalırken; kanal merkezinde boyutsuz sıcaklık değerinin arttığı görülmektedir (Şekil 3.19b). İlgili davranışların nedenleri, bir önceki bölümde ayrıntılı bir şekilde irdelenmiştir.



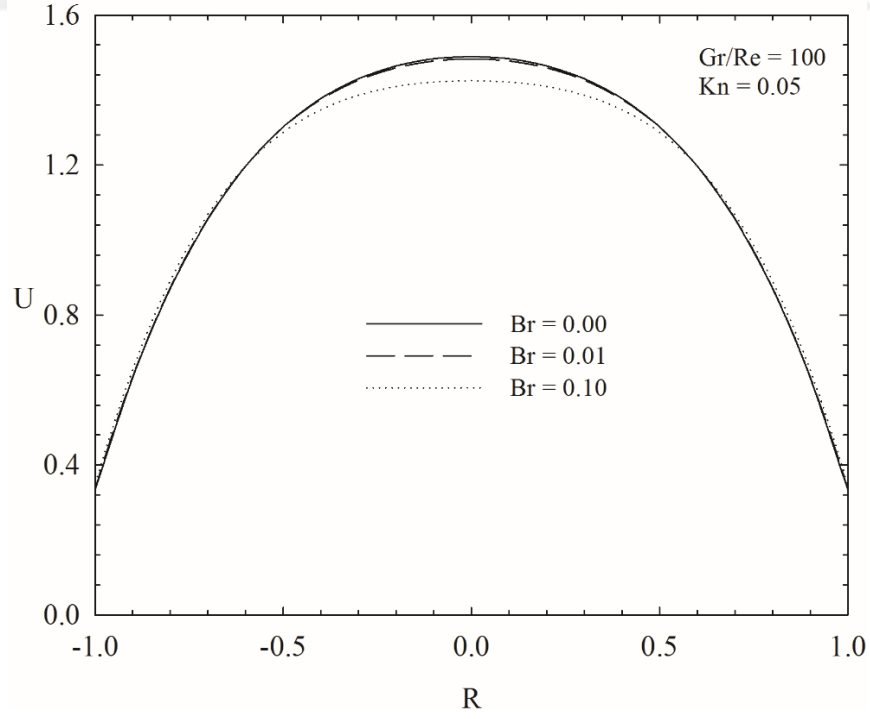
Şekil 3.19. Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) seyrelme etkisine (Kn) bağlı değişimi

Brinkman sayısının, boyutsuz hız ve sıcaklık profilleri üzerindeki etkisi, Şekil 3.20'de sunulmaktadır. Öngörülen sınır koşulu için, viskoz yayılım etkisinin artışıyla, cidar komşuluğundaki boyutsuz hız değeri artmakta, kanal merkezinde ise azalmaktadır. Şekil 3.20b'de ise artan viskoz yayılım etkisine bağlı olarak boyutsuz sıcaklığın kanal merkezine yakın bölgede azaldığı; cidar komşuluğunda ise arttığı görülmektedir.

Şekil 3.19'un devamı



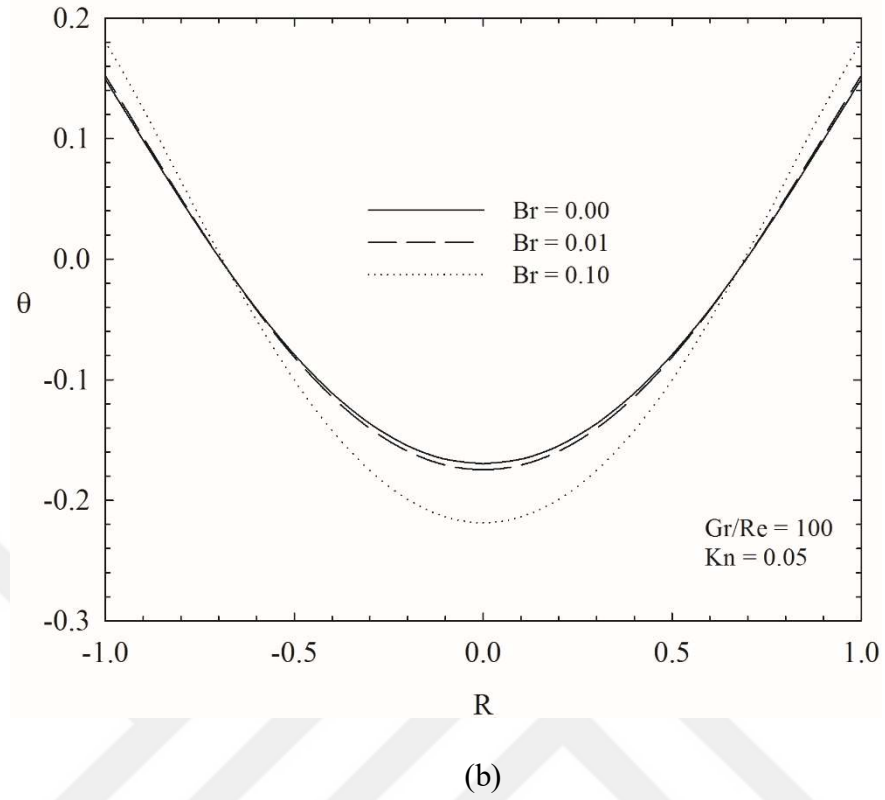
(b)



(a)

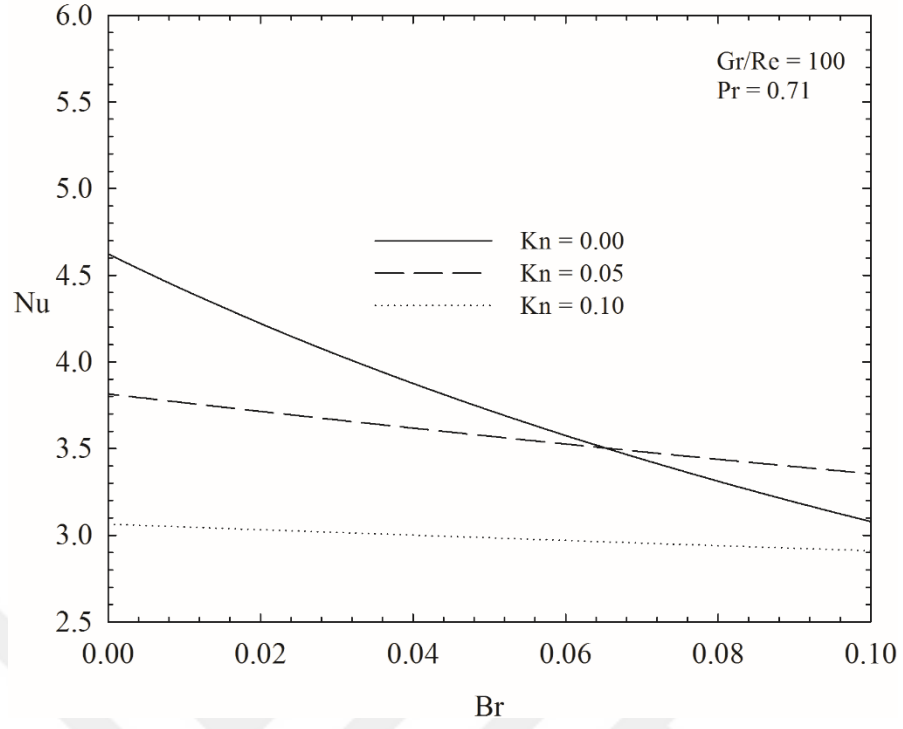
Şekil 3.20. Boyutsuz hızın (a) ve boyutsuz sıcaklığın (b) viskoz yayılım düzeyine (Br) bağlı değişimi

Şekil 3.20'nin devamı

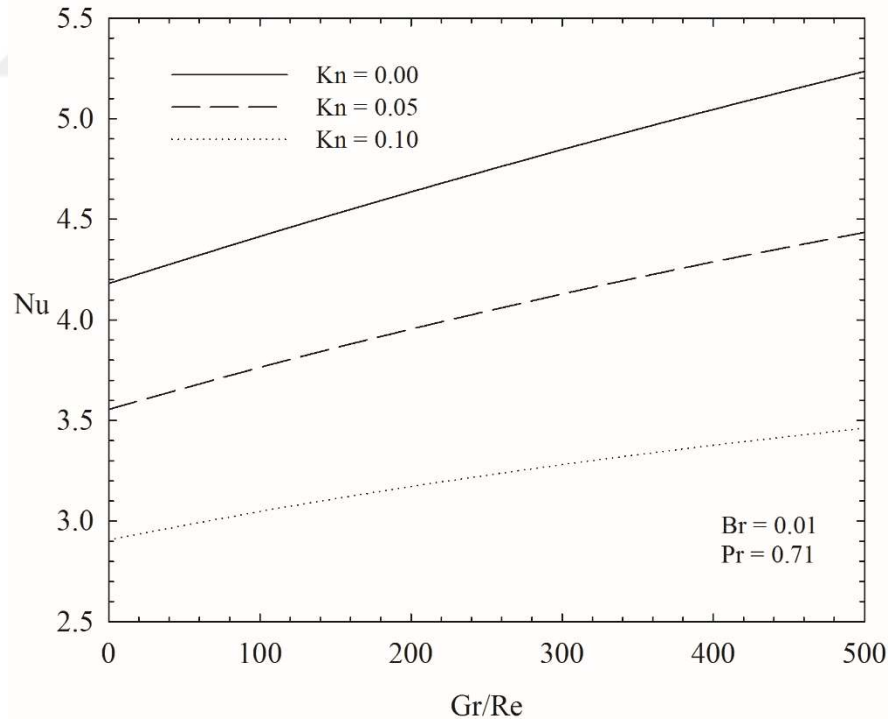


Nusselt sayısının farklı Knudsen sayılarında viskoz yayılım ve karma taşınım parametresine bağlı değişimi, sırasıyla, Şekil 3.21a ve b’de verilmektedir. Şekil 3.21a’da görüldüğü gibi, genel karakter olarak Knudsen veya Brinkman sayısının artışıyla Nusselt sayısının azaldığı görülmektedir. Bu davranış, sırasıyla, sıcaklık sıçraması ve viskoz ısınmada meydana gelen artışın bir sonucudur.

Şekil 3.21b’de ise, karma taşınım parametresinin Nusselt sayısı üzerindeki etkisi sunulmaktadır. Beklenildiği üzere; Nusselt sayısı, artan Gr/Re ile artış eğilimi sergilemektedir. Bu davranış, kaldırma kuvvetlerinin enerji aktarımı üzerindeki arttırıcı etkisiyle ilişkilidir.



(a)



(b)

Şekil 3.21. Nusselt sayısının (a) Brinkman sayısına (Br) ve (b) karma taşınım parametresine (Gr/Re) bağlı değişimi

4. SONUÇLAR

Bu çalışmada, düşey olarak konumlandırılmış farklı kesit geometrisine sahip mikrokanallardaki (düzlemsel mikrokanal ve dairesel kesitli mikrokanal) karma taşınım problemi sayısal olarak incelenmiştir. Laminer tam gelişmiş akış durumu dikkate alınmıştır.

Çalışmada, sürekli ortam akışı ($Kn = 0$) ve kaygan akış rejimi ($0.01 < Kn \leq 0.1$) ayrı ayrı ele alınmıştır. İlgili mikrokanalların cidarlarında sabit ısı akısı (H1-tipi) ve sabit yüzey sıcaklığı (T-tipi) olmak üzere iki tip termal sınır koşulu öngörülmüştür.

Çalışma kapsamında elde edilen bulgular özet halinde aşağıda verilmektedir:

1. Karma taşınım parametresinin (Gr/Re) artışıyla;

- Maksimum hızın sağ (sıcak) cidara doğru kaydığı görülmektedir. Bu asimetric davranış, kaldırma kuvvetlerinin sıcak cidara yakın bölgede akışkan momentumuna sunduğu katkıyla ilişkilidir.
- Düzlemsel mikrokanal akışında, kanal cidarlarında sıcaklık gradyanı artmaktadır. Dairesel kesitli mikrokanal akışında, boyutsuz sıcaklık profili cidar komşuluğunda azalmakta, kanal merkezinde ise artmaktadır.
- Dairesel kesitli mikrokanal akışı için sabit yüzey sıcaklık termal sınır koşulunda, Nusselt sayısı azalmakta iken; sabit ısı akısı termal sınır koşulu altında, Nusselt sayısı artmaktadır. Düzlemsel mikrokanal akışında simetrik ısı akısı sınır koşulu altında, Nusselt sayısı $Kn = 0$ için azalmakta iken, $Kn \neq 0$ için artmaktadır.

2. Brinkman sayısının artışıyla;

- Cidara yakın bölgelerde boyutsuz hız dağılımının daha yüksek değerler aldığı görülmektedir. Bu davranış, kanal içerisindeki sıcaklık artışı ile ilişkilidir.
- Genel karakter olarak, boyutsuz sıcaklık profili kanal merkezine yakın bölgede azalmakta; cidar komşuluğunda ise artmaktadır.
- Genel karakter olarak, Nusselt sayısı azalmaktadır. Düzlemsel bir mikrokanal akışında asimetric sabit yüzey sıcaklık koşulu altında, zorlanmış taşınım durumu için ($Gr / Re = 0$) Nusselt sayısı sol cidarda artmakta iken sağ cidarda azalmaktadır. Bu davranış her iki cidardaki boyutsuz sıcaklık gradyanı değişimi ile ilişkilidir.

3. Her bir mikrogeometri akışı için, Knudsen sayısının artışıyla;

- Cidar komşuluğundaki akışkan hızı artmakta iken, kanal merkezinde hız değeri azalmaktadır.
- Kanal cidarındaki akışkan sıcaklığı azalırken, kanal merkezine yakın bölgede boyutsuz sıcaklık değeri artmaktadır.
- Nusselt sayısının daha düşük değerler aldığı görülmektedir. Bu davranış, cidar komşuluğunda daha düşük akışkan sıcaklığı ve buna bağlı olarak daha düşük akışkan yığın sıcaklığının oluşmasıyla ilişkilidir.

4. Düzlemsel bir mikrokanal akışında, $Kn \neq 0$ için Nusselt sayısının bazı Brinkman sayısı değerlerinde süreksiz bir karaktere sahip olduğu görülmektedir. İlgili süreksizlikler, cidar ve akışkan yığın sıcaklığının yaklaşık olarak aynı değere yakınsamasıyla ilişkilidir.

5. Isı akısı oranının (r_q) artışına bağlı olarak, sol cidarda Nusselt sayısı artmaktadır.

Sağ cidarda ise, Nusselt sayısı Knudsen sayısına bağlı olarak, belirli r_q değerlerinde süreksiz davranışlar göstermektedir.

5. ÖNERİLER

Bundan sonraki çalışmalar için öneriler şu şekilde sıralanabilir:

1. Mevcut sınır koşullarında mikrokanal akışları halka, kare, dikdörtgen, üçgen veya yamuk kesit gibi farklı kanal geometrileri için incelenebilir.
2. Mevcut analizde, MHD, termal sürünme, eksenel ısı iletimi ve benzeri etkiler dikkate alınabilir.
3. Bu çalışma, analizlerde sabit kabul edilen termofiziksel özelliklerin değişimlerinin dikkate alınmasıyla genişletilebilir.
4. İlgili mikrokanalların cidarlarında değişken termal sınır koşulları (ısı akısı ve yüzey sıcaklığı) kullanılarak karma taşınım problemi incelenebilir.
5. Momentum ve enerjinin korunumu denklemlerinin çözümünde farklı sayısal yöntemler kullanılabilir.
6. Yapılan sayısal çalışmaların geçerlilik düzeyi deneysel çalışmalarla desteklenmelidir.

6. KAYNAKLAR

- Aung, W. ve Worku, G., 1986. Theory of Fully Developed, Combined Convection Including Flow Reversal, Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME, 108, 485-488.
- Avcı, M. ve Aydın, O., 2007a. Mixed Convection in a Vertical Parallel Plate Microchannel, Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME, 129, 162-166.
- Avcı, M. ve Aydın, O., 2007b. Mixed Convection in a Vertical Parallel Plate Microchannel with Asymmetric Wall Heat Fluxes, Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME, 129, 1091-1095.
- Avcı, M. ve Aydın, O., 2009. Mixed Convection in a Vertical Microannulus Between Two Concentric Microtubes, Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME, 131, 014502.
- Avcı, M., 2008. Mikrokanallarda Akış ve Isı Transferi, Doktora Tezi, K.T.Ü., Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.
- Avramenko, A.A., Tyrinov, A.I., Shevchuk, I.V., Dmitrenko, N.P., Kravchuk, A.V. ve Shevchuk, V.I., 2017. Mixed Convection in a Vertical Flat Microchannel, International Journal of Heat and Mass Transfer, 106, 1164-1173.
- Barletta, A., 1998. Laminar Mixed Convection with Viscous Dissipation in a Vertical Channel, International Journal of Heat and Mass Transfer, 41, 3501-3513.
- Barletta, A., 1999a. Heat Transfer by Fully Developed Flow and Viscous Heating in a Vertical Channel with Prescribed Wall Heat Fluxes, International Journal of Heat and Mass Transfer, 42, 3873- 3885.
- Barletta, A., 1999b. Combined Forced and Free Convection with Viscous Dissipation in a Vertical Circular Duct, International Journal of Heat And Mass Transfer, 42, 2243-2253.
- Barletta, A. ve Schio, E.R., 2001. Effect of Viscous Dissipation on Mixed Convection Heat Transfer in a Vertical Tube with Uniform Wall Heat Flux, Heat And Mass Transfer, 38, 129-140.
- Bayazitoglu, Y., Tunc, G., Wilson, K. ve Tjahjono, I., 2005. Convective Heat Transfer for Single-Phase Gases in Microchannel Slip Flow. In: Kakac, S., Vasiliev, L., Bayazitoglu, Y. ve Yener, Y., Editors, *Microscale Heat Transfer: Fundamentals and Applications*, Series II vol. 193, Springer, Dordrecht, Netherlands, 125-127.
- Baytaş, A.C., 2015. Taşınım İle Isı Geçişi, Nobel, Ankara.

- Beskok, A. ve Karniadakis, G.E., 1994. Simulation of Heat and Momentum Transfer in Complex Microgeometries, Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 8, 4, 647–655.
- Biswal, L., Som, S.K. ve Chakraborty, S., 2007. Effects of Entrance Region Transport Processes on Free Convection Slip Flow in Vertical Microchannels with Isothermally Heated Walls, International Journal of Heat and Mass Transfer, 50, 1248-1254.
- Buonomo, B. ve Manca, O., 2010. Natural Convection Slip Flow in a Vertical Microchannel Heated at Uniform Heat Flux, International Journal of Thermal Sciences., 49, 1333-1344.
- Chakraborty, S., Som, S.K. ve Rahul, 2008. A Boundary Layer Analysis for Entrance Region Heat Transfer in Vertical Microchannels within the Slip Flow Regime, International Journal of Heat and Mass Transfer, 51, 3245-3250.
- Chen, C.K. ve Weng, H.C., 2009. Drag Reduction and Heat Transfer Enhancement over a Heated Wall of a Vertical Annular Microchannel, International Journal of Heat and Mass Transfer, 52, 1075-1079.
- Gad-el-Hak, M., 2001. The MEMS Handbook, CRC Press, New York.
- Guerrieri, D.C. ve Naveira-Cotta, C.P., 2014. Experimental and theoretical analysis of a microchannel heat exchanger for high concentration photovoltaic cells. In: ICCHMT international symposium on convective heat and mass transfer, CONV-14, June, Kusadasi, Turkey.
- Guo, Z.Y. ve Li, Z.X., 2003. Size Effect on Microscale Single-Phase Flow and Heat Transfer, International Journal of Heat And Mass Transfer, 46, 149-159.
- Haddad, O.M., Abuzaid, M.M. ve Al-Nimr, M.A., 2005. Developing Free Convection Gas Flow in a Vertical Open-Ended Microchannel Filled with Porous Media, Numerical Heat Transfer Part A-Applications, 48, 7, 693-710.
- Hinch, E.J., 2002. Perturbation Methods, Cambridge University Press, İngiltere.
- Ho, C.M. ve Tai, Y.C., 1998. Micro-Electro-Mechanical Systems (MEMS) and Fluid Flows, Annual Review of Fluid Mechanics, 30, 579–612.
- Jha, B.K., Daramola, D. ve Ajibade, A.O., 2013. Steady Fully Developed Mixed Convection Flow in a Vertical Parallel Plate Microchannel with Bilateral Heating and Filled with Porous Material, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part E Journal of Process Mechanical Engineering, 227, 56-66.
- Jha, B.K. ve Aina, B., 2014. Mathematical Modelling and Exact Solution of Steady Fully Developed Mixed Convection Flow in a Vertical Micro-Porous-Annulus, Afrika Matematika, 26, 1199-1213.

- Jha, B.K., Aina, B. ve Muhammad, S.A., 2015a. Combined Effects of Suction/Injection and Wall Surface Curvature on Natural Convection Flow in a Vertical Micro-Porous Annulus, Thermophysics and Aeromechanics, 22, 2, 217-228.
- Jha, B.K., Aina, B. ve Ajiya, A.T., 2015b. MHD Natural Convection Flow in a Vertical Parallel Plate Microchannel, Ain Shams Engineering Journal, 6, 1, 289-295.
- Jha, B.K., Aina, B. ve Isa, S., 2016. MHD Natural Convection Flow in a Vertical Micro-Concentric-Annuli in the Presence of Radial Magnetic Field: An Exact Solution, Ain Shams Engineering Journal, 7, 4, 1061-1068.
- Jian, S.J. ve Weng, H.C., 2013. Second-Order Mixed Convective Flow in a Long Vertical Microchannel, Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME, 135, 022506.
- Kandlikar, S.G. ve Grande, W.J., 2003. Evolution of Microchannel Flow Passages- Thermohydraulic Performance and Fabrication Technology, Heat Transfer Engineering, 24, 1, 3-17.
- Kandlikar, S.G., Garimella, S., Li, D., Colin, S. ve King, M.R., 2006. Heat Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels, Elsevier, Oxford.
- Karniadakis, G., Beskok, A. ve Aluru, N., 2005. Microflows and Nanoflows: Fundamentals and Simulation, Springer, New York.
- Moslehi, M. ve Saghafian, M., 2015. MHD Mixed Convection Slip Flow in a Vertical Microchannel Heated at Asymmetric and Uniform Heat Flux, Journal of Mechanical Science and Technology, 29, 12, 5317-5324.
- Nguyen, N.T. ve Wereley S.T., 2006. Fundamentals And Applications of Microfluidics, Second Edition, Artech House, Norwood.
- Niazmand, H. ve Rahimi, B., 2010. High Order Slip and Thermal Creep Effects in Microchannel Natural Convection, ASME 8th International Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels collocated with 3rd Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting, August, Canada, Bildiriler Kitabı: 705-711.
- Rahimi, B. ve Niazmand, H., 2014. Effects of High-Order Slip/Jump, Thermal Creep, and Variable Thermophysical Properties on Natural Convection in Microchannels with Constant Wall Heat Fluxes, Heat Transfer Engineering, 35, 1528-1538.
- Sadeghi, M., Sadeghi, A. ve Saidi, M.H., 2014a. Gaseous Slip Flow Mixed Convection in Vertical Microducts of Constant but Arbitrary Geometry, Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 28, 4, 771-784.
- Sadeghi, A., Baghani, M. ve Saidi, M.H., 2014b. Gaseous Slip Flow Mixed Convection in Vertical Microducts with Constant Axial Energy Input, Journal of Heat Transfer-Transactions of the ASME, 136, 3, 032501.

Tabelling, P., 2005. Introduction to Microfluidics, Oxford, New York, 4-6.

Tuckerman, D.B. ve Pease, R.F., 1981. High Performance Heat Sinking for VLSI, Electron Device Letters, 2, 5, 126-129.

Weng, H.C. ve Chen, C.K., 2008. On the Importance of Thermal Creep in Natural Convective Gas Microflow with Wall Heat Fluxes, Journal of Physics D-Applied Physics, 41, 11, 115501.

URL-1, www.otomasyonhaber.net/haber, 16 Ocak 2017.



ÖZGEÇMİŞ

Ayşe Nur ALTUNKAYA 1989 yılında Trabzon’da doğdu. 2006 yılında Trabzon Fatih Lisesi’nden birincilikle mezun olduktan sonra 2007 yılında Yıldız Teknik Üniversitesi Kimya Metalurji Fakültesi Matematik Mühendisliği Bölümü’nde lisans öğrenimine başladı ve 2012 yılında mezun oldu. 2014 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Makina Mühendisliği Anabilim Dalı’nda Yüksek Lisans öğrenimine başladı. C Sınıfı İş Güvenliği Uzmanı olup, İngilizce bilmektedir. Evli ve bir çocuk annesidir.

Tezden üretilen ve SCI kapsamındaki dergilerde yayınlanan makaleler:

Altunkaya, A., Avcı, M. ve Aydın, O., 2017. Effects of viscous dissipation on mixed convection in a vertical parallel-plate microchannel with asymmetric uniform wall heat fluxes: The slip regime, International Journal of Heat and Mass Transfer, 111, 495-499.