İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ ENERJİ ENSTİTÜSÜ

TEKTÜREL OLMAYAN GÖZENEKLİ BİR ORTAMDA DOĞAL TAŞINIMLA ISI VE KÜTLE GEÇİŞİNİN SONLU HACİM YÖNTEMİ İLE SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ

DOKTORA TEZİ

Y. Lis. Sevgi AKBAL

Anabilim Dalı: Nükleer Araştırmalar
Programı: Nükleer Enerji

ARALIK 2007

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ ENERJİ ENSTİTÜSÜ

TEKTÜREL OLMAYAN GÖZENEKLİ BİR ORTAMDA DOĞAL TAŞINIMLA ISI VE KÜTLE GEÇİŞİNİN SONLU HACİM YÖNTEMİ İLE SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ

DOKTORA TEZİ

Y. Lis. Sevgi AKBAL
(303002002)

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 4 Eylül 2007
Tezin Savunulduğu Tarih : 24 Aralık 2007

Tez Danışmanı :	**Prof.Dr. A. Filiz BAYTAŞ**
Diğer Jüri Üyeleri	**Prof.Dr. Hasan SAYGIN**
	Prof.Dr. Nurfer GÜNGÖR
	Prof.Dr. Feridun ÖZGÜÇ
	Prof.Dr. Fahir BORAK (Yeditepe Ü.)

ARALIK 2007

ÖNSÖZ

Öncelikle, tezimin yönetimini üstlenen ve çalışmalarım süresince gerek bilgi, gerek teşvik yönünden büyük yardımlarını gördüğüm değerli hocam Sayın Prof. Dr. A. Filiz BAYTAŞ'a teşekkür ederim.

Doktora çalışmama destek veren Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi Müdürü Sayın Dr. Şevket CAN'a; çalışma boyunca gerekli kolaylığı gösteren ve manevi desteklerini esirgemeyen Teknoloji Bölüm Başkanı Sayın Doç Dr. M. Timuçin AYBERS ve mesai arkadaşlarıma, özellikle Sayın Kaşif CİMCİM'e; çalışmalarım sırasında yardımlarını esirgemeyen burada isimlerini sayamadığım hocalarıma ve emeği geçen herkese teşekkür ederim.

Manevi desteğini her daim yanımda hissettiğim Sevgili Ailem'e minnettarlığımı sunmayı borç bilirim.

Sevgi AKBAL

Eylül, 2007

İÇİNDEKİLER

KISALTMALAR

ADI **:** Alternating Direction Implicit
FGR **:** Fisyon Gas Release
SOR **:** Successive Over Relaxation
TTH **:** Temsili Temel Hacim
ÇTD **:** Çevrinti Taşınım Denklemi

TABLO LİSTESİ

ŞEKİL LİSTESİ

SEMBOL LİSTESİ

A	: Boyut oranı
A_g	: Geçirgen olmayan kısmın oranı
c_P	: Sabit basınçta özgül ısı, $Jkg^{-1}K^{-1}$
C	: Derişiklik, kgm^{-3}
C'''	: Kütle üretim hızı, $kgm^{-3}s^{-1}$
C^*	: Boyutsuz derişiklik
$(C^*_{\max})_{norm}$	: Normalize edilmiş derişiklik
$\overline{C^*}$	: Ortalama boyutsuz derişiklik
CRT	: Derişiklik oranı
D	: Kütle yayınım katsayısı, m^2s^{-1}
Da	: Darcy sayısı
De	: Boyutsuz eş iletkenlik terimi
D_{AB}	: A türünün B içerisinde yayınım katsayısı, m^2s^{-1}
D_{CT}	: Soret katsayısı, m^2s^{-1}
D_m	: Gözenekli ortamın kütle yayınım katsayısı, m^2s^{-1}
D_{TC}	: Dufour katsayısı, m^2s^{-1}
d_t	: Taneciklerin çapı, m
F	: Kontrol hacim yüzeyindeki debi, m^2s^{-1}
g	: Yerçekimi ivmesi, ms^{-2}
Gr_C	: Derişiklik Grashof sayısı
J_A	: A Türünün kütle akısı, $kgm^{-2}s^{-1}$
k	: Isı iletim katsayısı, $Wm^{-1}k^{-1}$
K	: Geçirgenlik, m^2
L	: Gözenekli ortamın uzunluğu, m
L_g	: Sağ duvardaki geçirgen olmayan kısmın uzunluğu, m
Le	: Lewis sayısı
L_{td}	: Taneciğin duvardan olan uzaklığı, m
N	: Yüzdürme oranı
Nu	: Nusselt sayısı
$\overline{Nu}$	: Ortalama Nusselt sayısı
q''	: Isı akısı, $Jm^{-2}s^{-1}$
q'''	: Isı üretim hızı, $Jm^{-3}s^{-1}$
P	: Basınç, Nm^{-2}
Pe	: Peclet sayısı (boyutsuz ısı geçişi parametresi)
Pr	: Prandtl sayısı
Ra	: Rayleigh sayısı
Ra_T	: Isıl Rayleigh sayısı

Ra_C : Derişiklik Rayleigh sayısı
S : Kaynak terimi
s : Kesit alanı, m^2
Sc : Schmidt sayısı
Sh : Sherwood sayısı
$\overline{Sh}$: Ortalama Sherwood sayısı
$Ş_F$: Boyutsuz şekil sürüklenme katsayısı
T : Sıcaklık, K
t : Zaman, s
$t_{1/2}$: Yarılanma süresi, s
$\vec{\upsilon}$: Akışkanın ortalama hızı, ms^{-1}
U : x yönündeki boyutsuz hız bileşeni
u : x doğrultusundaki hız, ms^{-1}
$\vec{V}$: Yerel ortalama hız, ms^{-1}
V : y yönündeki boyutsuz hız bileşeni
υ : y doğrultusundaki hız, ms^{-1}
W : Boyutsuz vorticity
X, Y : Boyutsuz Kartezyen koordinatlar
x, y : Kartezyen koordinatlar

α : Isıl yayılım katsayısı, m^{2}s^{-1}
α_{et} : Gözenekli ortamın etkin ısıl yayılım katsayısı, m^{2}s^{-1}
β_C : Hacimsel derişiklik genleşme katsayısı, m^{3}kg^{-1}
β_T : Hacimsel ısıl genleşme katsayısı, K^{-1}
δ : Yakınsama kriteri
ε : Gözeneklilik
ε_∞ : Ortamın yere bağlı değişmeyen gözenekliliği
ϕ : Bağımlı değişken
θ : Boyutsuz sıcaklık
γ : Ortam özelliğini ifade eden terim
κ : Kozeny katsayısı
λ : Bozunum sabiti, s^{-1}
$\lambda*$: Boyutsuz bozunum sabiti
Γ : Yayınım terimi
μ : Dinamik viskosite, kgm^{-1}s^{-1}
ν : Kinematik viskozite, m^{2}s^{-1}
ρ : Yoğunluk, kgm^{-3}
ρ_0 : Akışkanın T_0 sıcaklığındaki yoğunluğu
σ : Isı depolama sığalarının oranı
τ : Boyutsuz zaman
ω : Vorticity, s^{-1}
ξ : Akış yatağı
ψ : Akım fonksiyonu
Ψ : Boyutsuz akım fonksiyonu

Alt İndisler

a	: Akışkan faz
A, B	: İkili bir karışımda bileşenler
alt	: Alt kısım
b	: Boşluk kısım
C	: Derişiklik etkisi, derişikliğe bağlı değişim
et	: Etkin değer
g	: Geçirgen olmayan kısım
k	: Katı kısım; katı faz
yer	: Yerel
$\max$	: En fazla, en büyük
$norm$	: Normalize değer
s	: Sıvı faz
$sağ$	: Sağ taraf
sıc	: Sıcak
$soğ$	: Soğuk
sol	: Sol taraf
t	: tanecik
T	: Isı etkisi, sıcaklığa bağlı değişim
$üst$	: Üst kısım

TEKTÜREL OLMAYAN GÖZENEKLİ BİR ORTAMDA DOĞAL TAŞINIMLA ISI VE KÜTLE GEÇİŞİNİN SONLU HACİM YÖNTEMİ İLE SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ

ÖZET

Gözenekli ortamda ısı ve kütle geçişi oldukça karışık bir süreçtir. Gözenekli ortam ve gaz yayılımı incelemelerinin netlik kazanması çevre ve endüstriyle ilgili uygulamalar için çok önemlidir. Ortamdaki ısı ve kütle geçişini, doğru bir şekilde açıklamak, şekil, büyüklük ve gözeneklerin birbirlerine bağlılıkları gibi çeşitli gözeneklilik özelliklerinden dolayı zordur. Bu nedenle, farklı çalışma koşulları altındaki çeşitli gözenekli yapılara uygulamak için genelleştirilebilir bir model ortaya çıkarmak üzere çok sayıda çalışma yapılmıştır.

Örneğin, yakıt malzemesinin fisyonu sırasında açığa çıkan fisyon gazları, gözenekli bir yapıya sahip olan yakıt malzemesinin boşluk hacmine yayılır. Fisyon gazı çıkışı yakıtın verimini etkileyen bir faktördür, bu nedenle yakıt çubuğu tasarımında önemli bir yer tutar. Nükleer yakıtların tasarımında ve güvenliğinde, fisyon gazı yayılımının incelenmesi ve gaz yayılımının mümkün olduğunca gerçeğe yakın modellenmesi önem kazanmaktadır.

Bu doktora tez çalışmasında, amaç kare şeklindeki, gözenekli bir kapta doğal taşınımla akışkan akışını etkileyen faktörleri sayısal olarak incelemektir. Öncelikle içerisinde radyoaktif bir gaz bulunan kare, tektürel ve gözenekli bir ortam ele alınarak, bu ortamda radyoaktif gazın doğal taşınımla yayınımı Darcy modeli kullanılarak incelenmiştir. Bu inceleme yapılırken, radyoaktif gazın gözenekli ortamın katı kısmı tarafından üretildiği veya üretilmediği iki hal göz önüne alınmıştır. İncelenen matematiksel modelde alt ve üst duvarlar geçirgen değildir; sol duvara uygulanan derişiklik değeri sağ duvara uygulanandan daha büyüktür; ortamdaki akışkanın sadece derişikliğe bağlı yüzdürme etkisinde olduğunu kabul eden Bousinesq yaklaşımı kullanılmıştır. Isı ve kütle yayılımındaki Soret ve Dofour etkileri ihmal edilmiştir. Sonuç olarak katı kısmında radyoaktif gazın ürediği ve üremediği hal için sağ düşey duvar boyunca ortalama Sherwood sayısı, Grashof sayısına, Schmidt sayısına ve boyutsuz bozunum sabitine bağlı olarak incelenmiştir. Bu incelemelerde sayısal çözümleri yapılan korunum denklemleri hücre merkezli sonlu hacimler yöntemi ile ayrıklaştırılmış; boyutsuz akım fonksiyonu SOR ve boyutsuz derişiklik denklemi ADI yöntemleri ile çözülmüştür. Problemin çözümünde ızgara boyutu 44x44, zaman adımı 10^{-4} alınmıştır.

Daha sonra, katı fazda ısı üretimi ve kütle üretimi olan kısmen geçirgen ve değişken gözenekliliğe sahip iki boyutlu akışkana doymuş farklı gözenekli ortamlar için doğal taşınımla ısı ve kütle geçişi Darcy modelinin yanı sıra Darcy –Brinkman modeline göre de incelenmiştir. Böylece gözenekli ortamda taşınım olayı modellenirken, akışın doğrusal olmayan etkisi ve katı sınırlarda sürtünme etkisi de hesaba katılmıştır. Kısmen geçirgen gözenekli ortam için bir önceki matematiksel modelin sınır koşulları değiştirilmiştir. Sadece sağ duvarın üsten 1/ 4'ü geçirgen olan kısmen geçirgen kare gözenekli kabın bütün duvarlarından soğutulduğu varsayılmıştır. Parabolik denklemlerin zamana bağlı terimleri ileri farklarla, doğrusal olmayan

taşınım terimleri ise ‘’Power Law’’ şemasına göre doğrusallaştırılarak ayrıklaştırılmıştır. Boyutsuz parabolik denklemler ADI yöntemi ile çözülmüştür. Akım fonksiyonu SOR yöntemi kullanılarak hesaplanmıştır. Yakınsama kriteri 10^{-5}, boyutsuz zaman adımı 10^{-3} olarak alınmıştır. Oluşturulan sayısal kodun doğruluğu için literatürde yer alan matematiksel model kullanılmıştır. Bunun için yatay yönde derişiklik ve sıcaklık farkları olan kare gözenekli ortamdaki taşınımın sadece ısıl doğal taşınımdan kaynaklandığı kabul edilmiştir. Elde edilen sonuçların literatürdeki sonuçlarla uyumlu olduğu gösterilmiştir. Darcy-Brinkman modeli’nin doğruluğu ise Darcy sayısı 10^{-7} için Darcy-Brinkman modelinin Darcy modeline yaklaştığı kabulünden yola çıkarak ispatlanmıştır.

Bu son iki model yaklaşımında kısmen geçirgen gözenekli ortamda doğal taşınımla ısı ve kütle geçişi için akışı kontrol eden boyutsuz sabitlerin etkileri (Rahleigh sayısı, Lewis sayısı, yüzdürme oranı, Darcy sayısı ve gözeneklilik), farklı gözenekliliğe ve geçirgenliğe sahip bölgelerin kısmen geçirgen gözenekli ortamdaki ısı ve kütle geçişine etkileri kabın akım fonksiyon eğrisi, eşderişiklik ve eşsıcaklık eğrileri, ısı ve kütle geçişinin değişimini veren ortalama Sherwood ve Nusselt sayısı, ortamın merkezi yatay kesiti boyunca sıcaklık ve derişiklik dağılımları karşılaştırılarak incelenmiştir.

NUMERICAL STUDY OF DOUBLE DIFFUSIVE NATURAL CONVECTION IN A NON-HOMOGENOUS POROUS MEDIUM UTILIZING FINITE VOLUME METHOD

SUMMARY

The heat and mass transfer is a highly complicated process in porous media. The clarification of the porous media and gas investigations observations are very important for applications related with environment and industry. Because of various porosity properties that are shape, size and the interdependence of the pores, it is difficult to explain accurately heat and mass transfer in the medium. Therefore, many studies have been done to produce a model that can be generalized in order to be applied to the various porous structures under different work conditions.

For example, the fission gases released during the fission of the fuel material disperse into the void of the fuel material with a porous structure. Fission gas discharge is a factor that affects the fuel efficiency and therefore has a significant role in the fuel rod design. The study of the fission gas dispersal and modelling it as accurately as possible are becoming important in the design and safety of the nuclear fuels.

In this Ph.D. thesis, the aim is to numerically investigate the factors affecting on fluid flow by natural convection in a square porous cavity. Firstly, the diffusion of a radioactive gas by natural convection in a square homogeneous porous medium was investigated by using the Darcy model. During this investigation two cases were considered: in the first case there is not any mass production and in the second case there is a radioactive gas production in the solid region of the porous medium. In the investigated mathematical model, bottom and top walls are not permeable. Concentration value applied to the left wall is higher than the concentration value applied to the right wall. Boussinesq's approximation has been used assumed that fluid in the medium is only buoyancy ratio dependent on concentration. Effects of Soret and Dofour at the heat and mass diffusion have not been taken into account. As a result the condition of producing or non-producing of the radioactive gas in the solid region of the porous medium, the average Sherwood number at the right wall has been investigated depending on Grashof and Schmidt number and non-dimensional constant of radioactive decay. In this investigation, the numerical solutions of the conservation equations have been discretized by using a cell-centered finite volume method. The stream function field is calculated by using a Successive Over Relaxation (SOR) and non-dimensional concentration equation is solved by using the Alternating Direction Implicit (ADI) methods. During the solution of the problem, the grid dimension and the time step have been assumed as 44x44 and 10^{-4}, respectively.

Later, the natural convective flow with heat and mass transfer for the two-dimensional saturated porous medium with different porosity and permeability having heat and mass production in solid region was investigated by using Darcy and also Darcy-Brinkman models. Thereby, while the convection in porous medium was modelled, the non-linear effect of the flow and the effect of friction in solid boundaries were also taken into account. For partly permeable porous medium, boundary conditions of previous mathematical model have been changed. It has been assumed that only permeable 1/ 4 of right wall from above, square porous

cavity has been cooled from all of the walls. Parabolic equations dependent on time according to advanced differences, non-linear transport terms according to ‘’Power Law’’ scheme have been separated by linearizing. Non-dimensional parabolic equations have been solved by ADI method. The stream function field has been calculated by using SOR method. The convergence criterion and the non-dimensional time step have been assumed as 10^{-5} and 10^{-3}, respectively. The mathematical model in the literature has been used for benchmarking the improved numerical code. Thus, it is assumed that convection in the square porous medium having concentration and temperature differences on the horizontal direction is only based on thermal natural convection. It is showed that obtained results are agreeable with the results in the literature. Confirmation of Darcy-Brinkman model has been demonstrated by assuming a Darcy number 10^{-7} and than Darcy-Brinkman model has approximated to Darcy model.

For the last two models the effects of non-dimensional constant controlling flow for heat and mass transfer via natural convection in partly permeable porous medium (Rahleigh number, Lewis number, buoyancy ratio, Darcy number and porosity), the effects of the regions have different porosity and permeability in the porous medium on the heat and mass transfer have been investigated for streamlines, isoconcentration lines, isotherm lines, average Sherwood and Nusselt numbers that are the concentration and temperature gradients at the partially permeable right wall and the temperature and the concentration distributions along the horizontal midplane of the cavity.

1. GİRİŞ

Gözenekli ortamlar, günlük yaşamımızda teknolojide ve doğada hemen her yerde karşımıza çıkan malzemelerdir. Beton tuğla, kireç taşı gibi birçok yapı malzemesi, tahta, toprak, kayalar, bazı plastikler, kurutulmuş et ve sebzeler, hatta insan akciğeri ve kemikler gözenekli yapıya sahip ortamlardan bazı örneklerdir. Bu nedenle, tıp, biyokimya, mühendislik ve teknolojik çalışmalarda problemlerin çözümü gözenekli ortamlar üzerine yapılmaktadır.

Gözenekli ortam ve gaz yayılımı incelemelerinin netlik kazanması günlük yaşamımızda gerçekleşen çoğu doğal oluşumların takibinde ve öngörüsünde bizlere büyük bir kolaylık sağlayacaktır. Örneğin; mikro çatlakların ve ilgili gaz hareketlerinin rolü sismik araştırmalarda; yeraltında gömülü olan radyoaktif atıklardan kaynaklanan yine radyoaktif olan gazların toprak katmanlarındaki yayılımı radyasyondan korunma ile ilgili çalışmalarda; sanayi atığı ve petrol kökenli çoğu zehirli gazların topraktaki yayılımı çevre kirliliği ile ilgili çalışmalarda; cevherlerden yayılan gazın yayılımının incelenmesi ile jeolojik keşif çalışmalarında; gözenekli yapıya sahip akciğerlerde gaz geçişi ile ilgili çalışmalarda ve nükleer yakıtların dizaynı ve güvenliğinde fisyon gazı yayılımının incelenmesinde gaz yayılımının mümkün olduğunca gerçeğe yakın modellenmesi önem kazanmaktadır.

Gözenekli ortamda gaz yayılımının bir örneği nükleer yakıtlarda fisyon gazı çıkışıdır. Yakıt malzemesinin fisyonu sırasında açığa çıkan fisyon gazları, gözenekli bir yapıya sahip olan yakıt malzemesinin boşluk hacmine yayılır. Fisyon gazı çıkışı yakıtın verimini etkileyen bir faktördür ve bu nedenle yakıt çubuğu dizaynında önemli bir yer tutar. Literatürde nükleer yakıtta fisyon gazı çıkışının bağlı olduğu parametrelerin incelendiği çok sayıda yayın mevcuttur. Bu çalışmalarda geliştirilen modellemeler, nükleer reaktörün normal çalışma koşulları veya kaza koşullarında fisyon gazı çıkışı konularında gerçekleştirilmiştir.

Nükleer yakıtlar bir süre kullanıldıktan sonra fisyon gazlarının da etkisi ile bazı yapısal özelliklerini kaybetmeye başlamaktadırlar, bu durumdan fisyon gazlarının yakıt içerisindeki yayılımı da etkilenmektedir. **Lewis ve diğ. (1990)** Chalk River Nükleer laboratuvarlarında pek çok deneye dayanarak, kararlı reaktör koşulları esnasında hatalı UO_2 yakıt elemanlarından salınan radyoaktif soy gazların yayılımını incelemek için bir model geliştirmişler ve bu modeli diğer bir yakıt performans kodu ile birleştirmişlerdir. Çalışmada geliştirilen kod çeşitli büyüklük ve tipte zarf hataları içeren yakıt elemanlarında uygulanmıştır. Önerilen modelde yakıtın oksitlenmesi de dikkate alınmıştır, zira bu olay yakıtın ısıl iletkenliğini ve fisyon gazının yayılımını azaltmaktadır.

Nükleer yakıtta fisyon gazı çıkışını etkileyen faktörlerden birisi yanma oranıdır. Yüksek yanma oranının fisyon gazı çıkışını nasıl etkilediği **Kogai (1997)** tarafından yapılan bir çalışmada incelenmiştir. Çalışmada yüksek yanmada hafif su reaktörü yakıtlarında fisyon gaz atomları davranışlarının modellemesi yapılmıştır. Bu model sıcaklıkların doğrudan ölçüldüğü ışınlanmış yakıtlardan elde edilen verilerle doğrulanmıştır. Model, taneler arası kabarcıklar ve çözünen gaz atomları için iki bölgeden olduğu varsayılan tane sınır davranış özelliklerini içermektedir. Gaz çıkışından sonra oluşan gaz şişmesindeki doyumu ifade etmek için taneler arası balonların sayısal yoğunluğunun ara bağlantıyla değiştiği farz ediliyor. Çalışmada geliştirilen model ile geniş yanma aralığındaki fisyon gazı çıkışı, gaz çıkışının zamana bağımlılığı ve peletteki gözenek değişimi, yanmayla gaz çıkışı başlangıç sıcaklığındaki düşüş ve güç azalmasındaki gaz çıkışı incelenmiştir.

Bernard ve Bonnaud (1997) fisyon gazı çıkışını sonlu hacim yöntemi ile incelemişlerdir. Bunun için kullandıkları model UO_2 yakıtın tane sınırlarında gaz yayılımı ve gaz doymasını dikkate almaktadır. Çalışmada gaz yayılımı denklemlerinin sonlu hacim yöntemi ile çözümünün problemin yapısına uyduğu ve sonuçların analitik çözümlerle doğrulandığı belirtilmiştir.

Gözenekli yapının fisyon gaz çıkışını nasıl etkilediğini araştıran bir modelleme **Ivanov (1998)** tarafından gerçekleştirilmiştir. Bu modelde amaç, fisyon ürünleri çıkışında yakıtın gözenekli yapısının etkisini anlamaktır. Çalışmada ortamda gaz akışı değişimini ifade eden bir süre tanımlaması yapılmıştır. Bu akış değişim süresi, ortamın geçirgenliğine, ortalama gaz basıncına, yakıt boyutuna, gaz viskozitesine bağlı olarak tanımlanmaktadır. Burada ortamın geçirgenliği de tane boyutu kullanılarak hesaplanmaktadır. Böylece ortamın gözenekli yapısına bağlı olarak bulunan, akış değişim süresi hem deneysel hem de teorik olarak elde edilmiş ve karşılaştırma yapılmıştır.

Daha önce de bahsedildiği gibi fisyon gazı çıkışı normal ve kaza koşulları için ayrı ayrı incelenmektedir. **Bernard ve diğ. (2002)** her iki koşulu da dikkate alan bir model geliştirmişlerdir. Çalışmalarında UO_2, gadalanyum ve MOX yakıt kullanılmıştır. Bu modelde sıcaklık önemli bir parametredir. Model ısıl, ısıl olmayan, sürekli ve geçici rejimleri, kenar ve çatlak etkilerini, UO_2 ve karışık oksitleri içermektedir. Çalışmada FGR adı verilen modelde, yayılımın temel mekanizma olduğu ve sıcaklıktaki küçük belirsizliklerin gaz çıkışında büyük belirsizliklere yol açtığı belirtilmektedir.

Tane sınırlarındaki yayılımın fisyon gaz çıkışına etkisi **Olander ve Van Uffelen (2001)** tarafından yapılan çalışmada incelenmiştir. Çalışmada Hafif Su Reaktörlerinde gaz çıkışının tane sınırlarının birbirlerine bağlanmalarına göre oluştuğu ve tane sınır yayılımının önemli olmadığı iki metot ile incelenmiştir. Tane sınırlarında Xe gazı göçü ne kadardır ve Xe gazının polikristal UO_2'den kaçışı nasıldır şeklindeki iki soruya cevap aranmıştır.

Taneler arasındaki fisyon gazının davranışı **Lösönen (2000a)** tarafından yapılan çalışmada ele alınmıştır. Bunun için sinterlenmiş UO_2 yakıtlarda, tane içi gaz davranışını ilgilendiren literatürden sağlanan bilgiler geniş olarak incelenmiştir. Tek gaz atomları ve kabarcıklarının özellikleri ışınlama zamanı, sıcaklık, fisyon hızı ve yanmanın fonksiyonu olarak belirlenmiştir. Çalışmada sonuç olarak yüksek basınç söz konusu ise, gaz kabarcıklarının büyümesinin incelenmesi için daha karmaşık bir termodinamik yaklaşımın yapılması gerektiği belirtilmiştir.

Lösönen (2000b) diğer bir çalışmasında zamana bağlı olarak değişen koşullar altındaki küresel tane yapılı yakıtta fisyon gazı yayılımını iki farklı sayısal yöntem ile incelemiştir. Önerilen sayısal yöntemlerden birisinde tanecikli yapıda radyal yöndeki gaz derişikliği dikkate alınırken, diğerinde ortalama derişiklik değeri kullanılmaktadır. Çalışmada incelenen problem için gaz yayılımı standart sonlu hacimler yöntemi ile de incelenip önerilen iki yöntemin sonuçları ile karşılaştırma yapılmış ve önerilen iki sayısal yöntemin de doğruluğu ispatlanmıştır.

Fisyon gaz çıkışına yönelik çalışmaların bir kısmında yakıt malzemesi içerisine bazı oksitlerin ilave edilmesi ile fisyon gazı çıkışının etkilenmesi incelenmektedir. Bu çalışmaların bir örneği **Kashibe ve Une (1998)** tarafından gerçekleştirilmiştir. Işınlama sonrası tavlama tekniği kullanılarak 1100 -1600 ^{0}C sıcaklıklar arasında UO_2 yakıtından ^{133}Xe gazının çıkışında küçük miktardaki oksit ilavelerinin etkisi incelenmiştir. Çalışmada çözünmeyen katkı maddesi Al_2O_3' ün ^{133}Xe gazının yayılımına etkisinin görülmediği, bunun yanında çözünür katkı maddelerinin (Cr_2O_3, SiO_2 ve MgO) yayılımı kuvvetlendirme veya zayıflatma etkisinin olduğu belirtilmiştir.

Nükleer yakıtların dışında diğer bazı gözenekli yapıya sahip katı yakıtlarda da gaz yayılımı dikkate alınmaktadır. **Patisson ve Ablitzer (2002)** gözenekli bir katı yakıtta, yakıt-gaz reaksiyonu sonucu oluşan gaz ürünlerinin gözenekli ortamda geçişini ele alan bir matematiksel model önermişlerdir. Bu modelde hem kimyasal reaksiyon hem de oluşan gazın geçişi dikkate alınmaktadır. Böylece matematiksel modelde kimyasal reaksiyon sonucu ısı geçişi de hesaba katılmaktadır.

Günümüzde, gözenekli ortamlarda gaz yayılımının en geniş uygulaması, doğada toprak katmanlarından yeryüzüne gaz çıkışının incelenmesi konusunda gerçekleştirilmektedir. Toprak katmanlarından ve kayaçlardan yeryüzüne çıkan gazlar genellikle metan gibi hidrokarbonlar, radon, helyum, argon gibi soy gazlar ve karbondioksit, amonyak, azot gibi gazlardır. Hidrokarbonlar genellikle petrol yataklarından kaynaklanmaktadır. CO_2 organik kökenli olduğu gibi toprak altına gömülmüş radyoaktif atıklardan gelen C-14 içeren şekli ile de yayılım yoluyla yeryüzüne çıkmaktadır. Radon gazının yeryüzüne yayılması uranyum madenciliğinin başlaması ile anlaşılmıştır. Yeraltı gazlarının gözenekli bir yapıya sahip olan toprak katmanlarından yayılım yolu ile yeryüzüne çıkması, çevre problemlerine yol açmaktadır. Bu nedenle, günümüzde yeraltı gazlarının yayılımının hangi parametrelere bağlı olduğunu inceleyen çok sayıda yayına rastlamak mümkündür.

Etkin gaz yayılım katsayısının modellenmesi, gözenekli ortamın modellenmesine bağlıdır. Bazı gözenekli ortam modellerinde, ortamın gazın biriktiği büyük boşluklar ve bu boşluklar arasında akışın olduğu daha küçük veya dar boşluklardan oluştuğu kabul edilir. Bu durumda etkin gaz yayılım katsayısı, malzemenin yoğunluğu, gözeneklilik, nem miktarı, büyük boşlukların ve küçük boşlukların hacmi gibi parametrelere bağlı modellenir.

Popovičovā ve Brusseau (1997) gaz fazındaki kirleticilerin, kuru gözenekli ortamdaki yayılımlarının gaz hızına ve ortamın çok türelliğine bağlı olarak değişimini incelemişlerdir. Deneysel olarak gerçekleştirilen çalışmada metan, benzen, toluen gibi gaz halindeki kirleticiler kullanılmıştır ve gaz hızı 6 ile 200 cm/dk seviyesindedir. Çalışmada özellikle çok türel gözenekli ortamda gaz hızı 120 cm/dk dan büyükse, yayılım katsayısının küçüldüğü gaz yayılımının sınırlı seviyede gerçekleşebildiği gösterilmiştir.

Schaefer ve diğ. (1997) toprak katmanlarında uçucu zehirli kirleticilerin ilerlemesini incelemek amacı ile nemli toprakta gaz fazının yayılımını ele almışlardır. Bu olayda gözenek boyutlarının dağılımı ve toprak kitlesinin içerisindeki su miktarı gazın yayılımını etkileyen faktörlerdir. Çalışmanın deneysel kısmında nemli toprağın içerisinde argon gazının yayılımı incelenmiş ve toprağın fiziksel karakteristikleri ile toprağın nem miktarına bağlı olarak argon gazına ait yayılım katsayısı saptanmıştır.

Ayrıca gözenek büyüklüğünün dağılımını esas alan bir yayılım modeli kullanılarak konu teorik olarak da incelenmiştir. Bu modelde, toprak yoğunluğu, gözeneklilik, nem miktarı, makro gözenek hacmi ve parçacıklar arasında kalan daha küçük gözenek hacmi gibi parametreler kullanılarak gaz yayılımı ele alınmıştır.

Schaefer ve diğ. (1998) benzer bir çalışmalarında, toprağın su ve kirletici olan dodecane içermesi durumunda gaz yayılımını incelemişlerdir. Argon gazının kullanıldığı deneysel çalışmada, topraktaki sıvı doymasına karşılık, gaz fazın yayılım direnci araştırılmıştır. Çalışmada gaz fazın yayılım direnci, etkin yayılım katsayısı ile ters orantılı bir büyüklük olarak tanımlanmıştır. Sonuçlar, gözenekli ortam su veya dodecane içerdiğinden gaz fazın yayılım direncinin benzer şekilde etkilendiğini göstermiştir.

Yeraltında kökler ve mikroplar tarafından üretilen CO_2 gazının, toprak gözeneklerinden ilerleyerek atmosfere çıkması incelenirken de topraktaki nem, gözeneklilik ve akış yatağı gibi unsurlar dikkate alınmaktadır.

Fang ve Moncrieff (1999) toprakta CO_2 gazının taşınımı ve üretimini incelemek için tek boyutlu bir model oluşturmuşlardır. Bu model toprağın soluk alıp-vermesini ve yüzeyden CO_2 sızmasını incelemek için kullanılmaktadır. Gazların yayılımı ve sıvı fazdaki dağılımı, CO_2 taşınımını yöneten temel olaylardır. Çalışmada, toprağın nem içeriğinin CO_2 yayılımına etkisi ayrıca incelenmiştir. Çalışmada sonuç olarak, toprak sıcaklığının, nem içeriğinin, toprak gazındaki O_2 derişikliğinin ve toprak katmanlarındaki canlı-ölü kütlenin CO_2 yayılımına veya toprak solunumuna doğrudan etki eden faktörler olduğu anlaşılmıştır.

Gaz yayılımının önemli bir kolu eser gaz yayılımıdır. Eser gaz yayılımı, uçucu zehirli organik maddelerin toprak altındaki yayılımının incelenmesinde kullanılmaktadır. **Webb ve Pruess (2003)** gözenekli ortamda eser gaz yayılımı modellemesi için kütle geçişini tanımlayan Fick kanununu kullanmışlardır. Fick kanununa ilave edilmiş terimlerle eser gaz yayılımını incelemişlerdir. Bunun için iki ayrı modelle çalışmışlardır. Çalışmada kullanılan modellerden birisinde gaz yayılımı için derişiklik farkından kaynaklanan (basit yayılım) diğerinde ise mol farkından kaynaklanan (Knudsen yayılımı) yayılım olayını süren kuvvetlerin etkili olduğu kabul edilmiştir. Çalışmada sonuç olarak, kullanılan iki model arasındaki farkın geçirgenlik azaldıkça büyüdüğü ve basınç yükseldikçe küçüldüğü belirtilmiştir.

Kast ve Hohenthanner (2000) eşsıcaklık şartlarında, gözenekli ortamda gaz fazında kütle geçişini değişik koşullarda Knudson akışı, viskoz akış veya normal yayılım şeklinde incelemişlerdir. Çalışmada özellikle, gazın ortalama serbest yolunun gözenek çapına göre büyük olduğu Knudsen bölgesi ve gazın ortalama serbest yolunun gözenek çapından küçük olduğu sürekli bölge seçilmiştir. Deneysel çalışmalar için düşük gözenekli kaya tuzlarının silindirik örnekleri kullanılmıştır.

Son yıllarda iç mekânlardaki radonun en önemli kaynağının toprak olduğu kanıtlanmıştır. Radon'un yarı-ömrü yaklaşık bir metre derinliğe kadar ulaşan bina temelindeki toprakta oluşmuş miktarın büyük kısmının iç mekânlara ulaşması için yeterlidir. Dolayısıyla, mekânda yaşayanlar için radyolojik tehlike söz konusudur. Bu nedenle, binalar, iç mekânlarda radon düzeyini azaltan yöntemler kullanılarak inşa edilmelidir. Radon azalmasını sağlamakta genel kabul gören yöntem, topraktan bina içine sızmasını önleyen bir yeryüzü maddesinin kullanılmasıdır. Bu madde uzun-süreli kararlılığa sahip olmalı, kolay temin edilebilmeli ve etkili bir şekilde uzun süreler boyunca radonu tutabilmelidir. Özel koşullarda radon ve diğer soy gazları tutabilme özelliğine sahip olan doğal mordenite, bu koşulları sağlama konusunda potansiyel bir adaydır. Radon'un mordenite içinde bir yerden bir yere gitmesini sağlayan mekanizma yayılımdır. **Hsu ve diğ. (1994)** doğal mordenite malzemesini kullanarak, radonun gözenekli maddedeki yayılım parametreleri olan yayılım katsayısı ile kapasite faktörünü ve bu maddenin radonun topraktan akıcılık hızının azaltılmasındaki etkisini incelemişlerdir.

Sismik olaylar esnasında gözlenen toprak gazı anormallikleri ve yeraltı suyundaki kimyasal değişiklikler, gaz taşınım dinamiğine bağlanabilir. **Etiope ve Martinelli (2002)** temel taşınım denklemini kullanarak akışkan ve kaya şartlarına göre yerkürede içten üreyen gazların göç mekanizmasını tanımlamışlar ve analiz etmişlerdir. Yerkabuğu ile ilgili son araştırmalar, derin yeryüzü kayalıklarında yüksek geçirgenliğin yaygın olarak bulunduğunu göstermiştir. Jeolojik yerleşimlerin birçok bölgesinde taşıyıcı gazların (CH_4, CO_2) gaz göçünde baskın rolde olduğu kabul edilmektedir. Radon ve helyum gibi eser gazların yeryüzüne doğru yayılımda baskın rolü vardır. CO_2 taşıyıcı gazının varlığı ve bolluğu baloncuk taşınımının uzun mesafe hareketlerini kontrol eden ve nadir gazların yeryüzündeki dağılımına etki eden birinci faktör olarak görülmektedir. Çalışmada, bu taşıyıcı gazların taşınma mekanizması baloncuklarla göç olarak kabul edilmiştir. Ayrıca su dolu çatlaklardaki gaz hareketi hızının ve uzun mesafelere ulaşabilirliğinin, sismik bağlantılı jeokimyasal bölgelerden yeryüzüne gazların yayılmasında önemli bir işlevi olduğu belirtilmiştir.

Daha önce de bahsedildiği gibi gözenekli ortam özellikleri gaz yayılımını etkilemektedir. Bu nedenle gözenekli ortam özelliklerinin bu açıdan incelenmesine yönelik çalışmalar da yapılmaktadır. Tektürel olmayan toprak örneklerinde gaz yayılımının incelendiği modellerde, genelde gözenekli ortamın büyüklü-küçüklü olmak üzere ikili tane yapısına sahip olduğu kabul edilmektedir. Bu durumda önce gözeneklilik modellenmektedir. Gözenekliliği veren denklemler, genellikle ortamı oluşturan büyük taneli parçacıkların hacmini veya hacimsel oranını içermektedir. Gözenekliliğin değişken olması akış yatağı modelini de değiştirmektedir. Akış yatağı fiziksel bir sabit değildir, gözeneklilik, boşluk çapı gibi gözenekli ortam özelliklerine ve gözeneklerden geçen akışkanın cinsine bağlıdır. Yani gaz yayılımı ve sıvı yayılımı için akış yatağı aynı değildir. Akış yatağı düzgün hatlar oluşturmayabilir. Boşlukların uzunluğu ve ortam içerisindeki yerleşim şekillerine bağlı olarak değişir.

Mota ve diğ. (1999) iki ve üç parçacık karışımlı paketlenmiş yatakların iki boyutlu modellemesini yapmışlardır. Yatak yapısının görüntü analizini düz olmayan akış yatağını ve gözenekliliğini belirlemek için kullanmışlardır. Düz olmayan akış yatağı ve gözenekliliğin büyük parçacıkların hacim oranına bağlılığını görmüşlerdir. Hacim kesrini sadece bunlara bağlı olarak belirlememişler ayrıca farklı parçacık boyutlarına göre oluşturulan düz olmayan akış yataklarını incelemişlerdir.

Mugge ve diğ. (2001) tek tane boyutlu ve tek tip gözenekli ortamda kütle geçişi için, eşsıcaklık ve eşbasınç halleri dışındaki modellerde baca çekiş hızı kinetiğini incelemişlerdir. CO_2, etan ve metan çıkış eğrileri geniş sıcaklık, derişiklik ve basınç aralık değerlerinde ölçümlenmiştir. Gözenekte yayılımı, viskoz akış ve yüzeyde yayılıma bağlı olarak kütle geçişini açıklayan bir model oluşturmuşlardır. Bu çalışmadaki ölçümlemelerde kütle taşınımı için iki farklı yöntem kullanılmıştır; ya basınç sabit tutulmuş derişiklik değiştirilmiş ya da derişiklik sabit tutulup basınç değiştirilmiştir. Bütün taşınım mekanizmalarının, toplam molar akıya önemli katkısı olduğu sonucuna varılmıştır.

Gözenekli ortamda gaz geçişine dair kütle ve momentum korunumlarıyla ilgili denklemlerin tam anlamıyla kavranmış olmaları, çevre ve endüstriyle ilgili uygulamalar için çok önemlidir. Bu amaçla, **Altevogt ve diğ. (2003a)** gözenekli ortamda gaz akışını incelemek için Darcy ve Fick kanunlarını kullanmışlar ancak gaz-faz için kütle ve momentum korunum denklemlerinde yeni terimler de oluşturmuşlardır. Momentum eşitliğindeki terimler gaz-katı ara yüzeyinde gazın hızı ve katı yüzeye tutunup tutunmaması ile ilgilidir. Kütle geçişi denklemindeki yeni terim ise bu denklemin momentum denklemi ile bir arada çözülmesinden kaynaklanmaktadır.

Birinci kısımda sunulan özgün bir matematiksel türetmede gözenekli ortamda gazların makroskopik taşınmasını kontrol eden iki yeni terimin kuramsal olarak varolduğunu gösteren **Altevogt ve diğ. (2003b)** bu defa geliştirdikleri denklemlerin geçerliliklerini göstermek için deneysel çalışmalar yapıp sayısal model ile karşılaştırmışlardır. Çalışmada sonuç olarak kütle korunum denklemindeki yeni önerilen terimlerin, hem endüstri hem de çevreyle ilgili akış sistemlerinin parçası olan gözenekli katıların içinden geçen gaz akışının fiziğini açıklamakta önemli bir role sahip olduğunu göstermişlerdir.

Sıkıştırılmış/işlenmiş toprak sistemlerindeki gaz yayılımının ve toprağın kalitesizleşmesiyle ilgili süreçlerin incelenmesi için hava-dolu gözenekliliğin fonksiyonu olarak gaz yayılım katsayısının bilinmesi gerekmektedir. **Moldrup ve diğ. (2000a),** yaklaşık olarak 0,1- 1,0 gözeneklilik aralığında yapılmış çalışmaları karşılaştırmışlardır. Kuru ve yine hava-dolu gözeneklilikteki toprakla karşılaştırıldığında, yaş toprakta gaz yayılım katsayısının daha küçük olduğu anlaşılmıştır. Bu amaçla çalışmada, nemli toprakta su nedeni ile gözenek şeklinin ve düzenlenişinin değişmesinin etkilerini incelemek üzere bir model geliştirilmiştir. Modelde nemli toprağın gözenekliliği kuru toprak gözenekliliğinden türetilerek elde edilmektedir.

Gözenekli ortamlarda kütle geçişini tanımlamak için iki temel özellik olarak geçirgenlik katsayısı ve etkin yayılım katsayısı kullanılmaktadır. Bu katsayılar gözenekli ortamda kütle geçişini açıklayan Darcy ve Fick kanunları ile derişikliğin zamana ve konuma bağlı değişimini veren temel denklemlerde yer almaktadır. Bu nedenle gözenekli ortamlarda gaz yayılımı incelenirken geçirgenlik katsayısı ve etkin yayılım katsayısı çeşitli modellerle oluşturulmaktadır. Doğal olarak, gözenekli ortamlarda gaz yayılımını ortamın gözenekliliği, akış yatağı, akışın hızı gibi parametreler de yönlendirmektedir.

Gözenekli ortamlarda gaz yayılımına yönelik çalışmalarda, ortam olarak genellikle toprak seçilmektedir. Toprak gözenekli ortam olarak seçildiği zaman ortam özelliklerini geniş bir yelpazede değiştirmek mümkün olmaktadır. Nitekim gözenekli ortamlarda etkin gaz yayılım katsayısının modellenmesi aşağıdaki gibi sınıflandırılmaktadır:

- Kuru toprak
- Islak toprak

- Elenmiş, işlem görmüş toprak
- Doğal, işlem görmemiş toprak

Yukarıdaki sınıflandırma birbirinden kesin sınırlarla ayrılmış değildir. Yani elenmiş kuru veya ıslak toprak ya da doğal kuru veya ıslak toprak modellemeleri de kullanılmaktadır.

Tamamen kuru, elenmiş ve işlem görmüş topraklar için 1940'larda Penman ve 1950'lerde Marshall ve Millington tarafından etkin gaz yayılımı katsayısı modelleri ortaya atılmıştır **(Moldrup ve diğ., 2000b ve Moldrup ve diğ., 2003).** Bu modellerde etkin gaz yayılım katsayısı, gazın havadaki yayılım katsayısına ve gözenekliliğe bağlı olarak tarif edilmiştir. Bu modellerde elenmiş ve kuru toprak ele alındığı için ortamın gözenekliliği tek bir değer ile belirlenebilmektedir. Kuru gözenekli ortam için önerilen ve ortamın küresel parçacıklardan oluştuğu kabul edilen bazı modellemelerde etkin yayılım katsayısı, ortam gözenekliliğinin yanı sıra iç geometriye yani kürelerin birbirine göre yerleşme konumlarına bağlı olarak da değişmektedir **(Currie, 1960).**

Hem gaz hem de sıvı fazın bulunduğu toprak örneklerde gaz yayılımı modellenirken, gazın ve sıvının yayılım katsayıları, toprağın yoğunluğu ve topraktaki nem miktarı da hesaba katılmaktadır **(Olesen ve diğ., 2001)**.

Gözenekli ortamda gaz yayılımı modellerinde yer alan akış yatağı faktörü ıslak toprakta kuru topraktakine göre daha büyük değerdedir. Yine akış yatağı ıslak ve işlenmemiş toprakta, ıslak ve elenmiş toprağa göre daha büyüktür **(Moldrup ve diğ., 2001)**.

Etkin gaz yayılım katsayısına ait modellerin çoğunda temel amaç, doğal ve herhangi bir işlem görmemiş toprakları ele almaktadır. Bu tip topraklarda boşlukların yanı sıra belli uzunluklara sahip yarıklar da bulunmaktadır. Bu tip toprak yapısında akışkan rasgele hareket eder, bu nedenle klasik gaz yayılımı katsayısı modelleri yetersiz kalır. Gözenekli ortamın yarıklardan da oluştuğu bir modelde etkin gaz yayılımı katsayısı, seçilen örneğin geometrisine, çeşitli uzunluklara bağlı olarak tanımlanır **(Anderson ve diğ., 2000).**

Balçık içeren topraklar için, yine içerisinde gözenekler ve yarıklar bulunan gözenekli ortam modelleri kullanılmaktadır. Bu modellerde etkin gaz yayılımı katsayısını belirleyen parametre akış yatağıdır. Akış yatağı toprak katmanında çatlak ya da yarıklar boyunca gerçek akış uzunluğunu belirlemektedir **(Chertkov ve Ravina, 1999).**

Son yıllarda, havadaki ^{222}Rn gaz derişikliğinin izlenmesi için yeni metotlar geliştirilmiştir. Bunlardan birçoğu kömürle yapılan çalışmalardır. Ortamda bulunan ^{222}Rn gazının belirlenmesi için aktif kömür kullanılmıştır. Aktif kömürde adsorblanan ^{222}Rn gazının aktivitesi, onun kısa ömürlü bozunum ürünlerinin ölçülmesi ile belirlenmektedir **(Lopez ve Canoba, 2002).** Böylece ortamdaki ^{222}Rn gazının derişikliği tespit edilmektedir. Yapılan bu çalışma kararlı gazlara da uygulanabilir. Bu durumda, aktif kömürde adsorblanan kararlı gazların toplam miktarı bulunur. Eğer, aktivite edilmiş kömür ^{222}Rn yarılanma süresinden ($t_{1/2}$>3.825 gün) daha uzun bir süre ortamda bırakılırsa, radon gazının bozunması da difüzyon eşitliğinin çözümünde hesaba katılmalıdır **(Dragoslav ve Vlade, 1998)**.

Gözenekli bir ortamda gerçekleşen kütle geçişi ısı geçişine katkıda bulunur. Gözenekli ortamda ısı ve kütle geçişi oldukça karışık bir süreçtir ve bu, ısı taşınımının sadece katıda değil, gaz ve/ya sıvı fazda da oluşuyor olmasından ötürüdür. Ortamdaki enerji ve kütle geçişini doğru bir şekilde açıklamak, şekil, büyüklük ve gözeneklerin birbirlerine bağlılıkları gibi çeşitli gözeneklilik özelliklerinden dolayı zordur. Bu nedenle farklı çalışma koşulları altındaki çeşitli gözenekli yapılara uygulamak için genelleştirilebilir bir model ortaya çıkarmak üzere çok sayıda çalışma yapılmıştır.

İlk yıllarda gözenekli ortamda ısı ve kütle geçişini analiz etmek için basitleştirilmiş sabit gözenekli bir model gözenekli yapıdaki ısıl etkiyi ve akışkanın doğasını incelemek üzere tasarlanmıştır. Sıvıya doymuş gözenekli ortamda oluşan doğal taşınım ile ısı ve kütle geçişi doğada ve birçok çeşitli endüstriyel ve teknolojik uygulamalarda gerçekleşir. Isıl yalıtım, kimyasal reaktörler, doygun toprakta kirleticilerin taşınımı, lifli yalıtımda nem hareketi ve tahıl depolama donanımları bu uygulamalardan bazılarıdır. Gözenekli ortamda ısı ve kütle geçişi ayrıca jeofiziksel sistemlerde, elektrokimyada ve metalürjide de önemlidir. Sıvıya doymuş gözenekli ortamlarda iletimle ısı ve kütle geçişini araştırmak için önemli deneysel, analitik ve sayısal çalışmalar yapılmıştır. **Nield ve Bejan (1999), Ingham ve Pop (1998) ve Pop ve Ingham (2001)** kitaplarında gözenekli ortamlarda ısı ve kütle geçişinin temellerini incelemiş ve bu konudaki önemli problemleri ve çözümlerini vermişlerdir.

Gözenekli ortamda akışı modelleyen en eski yasa 1856 yılında Henry Darcy tarafından yapılan bir deneysel çalışma sonucu ortaya çıkmıştır. Darcy yasası düşük hızlı, tek yönlü akışlarda başarıyla uygulanmıştır. Yüksek akış hızlarını da modellemek üzere, Darcy yasası Brinkman tarafından geliştirilmiş ve Darcy-Brinkman bağıntısı oluşturulmuştur. Böylece gözenekli ortamda taşınım olayı modellenirken, akışın doğrusal olmayan etkisi ve katı sınırlarda sürtünme etkisi de hesaba katılmıştır. Gözenekli ortamda taşınım olaylarının incelendiği çalışmalarda, akışın yapısına bağlı olarak Darcy veya Darcy-Brinkman modelleri yaygın olarak kullanılmaktadır.

Trevisan ve Bejan (1985) yatay yönde ısı ve derişiklik değişimine maruz kare gözenekli ortamda kaldırma kuvvetine bağlı doğal taşınım ile ısı ve kütle geçişini sayısal yöntemle ve ölçek analizi ile incelemişlerdir. Bu incelemelerinde temel korunum denklemlerinin kullanılması ile elde edilen boyutsuz parametrelerden Rayleigh sayısı, Lewis sayısı ve kaldırma oranı farklı değer aralıklarında kullanılmıştır. Sonuç olarak, iki farklı metottan elde edilmiş verileri karşılaştırarak gözenekli bir tabakada doğal taşınıma etki eden büyüklükleri sınırları ile birlikte göstermişlerdir.

Costa (1997a) kare kabın yatay duvarlarına ısı ve kütle geçişinin sıfır olmadığı kabul edilen malzemeden eşit kalınlıkta yerleştirerek oluşturduğu ortamın ısı ve kütle taşınımını sayısal yöntem kullanarak incelemiştir. Bu incelemede düşey duvarlardaki sıcaklık ve derişiklik değerlerinin farklı olduğu kabul edilmiştir. Sonuçlar yüzdürme oranının ısı ve kütle akışı üzerindeki etkisinin büyük olduğunu göstermiştir.

Goyeau ve diğ. (1996) gözenekli kapta doğal taşınım ile ısı ve kütle geçişini sayısal ve ölçek analiz yöntemleri ile incelemişlerdir. İncelenen modelde yatay duvarların yalıtıldığı, bütün duvarların geçirgen olmadığı kabul edilmiştir. Kabın düşey duvarlarının sıcaklık ve derişiklik değerleri farklı alınmıştır. Çalışmada, Darcy-Brinkman modeli kullanılarak ısı ve kütle geçişi üzerinde Darcy sayısının, Rayleigh sayısının, Lewis sayısının ve yüzdürme oranının etkilerini incelemişlerdir. Sayısal çalışmalarını literatür sonuçları ile karşılaştırarak doğruluğunu göstermişlerdir. Sonuç olarak sayısal ve ölçek analiz sonuçlarını karşılaştırmışlardır.

Mamou ve diğ. (1995), yüzdürme oranının (N), akışı kuvvetlendirici (N>0) ve azaltıcı (N<0) etkisini sayısal olarak incelemişlerdir. Gözenekli sıvıya doymuş kabın düşey duvarlarına ısı ve kütle akışlarının sürekli ve eşit bir şekilde uygulandığı varsayılmıştır. Modelin sayısal çalışmasında sıcaklığa bağlı düzenlenmiş Rayleigh sayısı(Ra_T), Lewis sayısı (Le) ve yüzdürme oranı geniş değer aralıklarında alınırken boyut oranı ($A=1$) sabit alınmış. Özellikle yüzdürme oranının, akışın modeli ve ısı ve kütle geçişinde oldukça önemli etkisi olduğunu göstermişlerdir.

Goyeau ve Gobin (1999) gözenekli kısmın ısı geçişini incelemek için oluşturdukları matematiksel modeli sayısal yöntemle incelemişlerdir. Sadece sol düşey yönde kısmi gözenekliliğe sahip kabın ikili akışkan içerdiği kabul edilmiştir. Verilen sınır koşullarına bağlı olarak ısı geçişini Darcy sayısına ve ısıl Rayleigh sayısına bağlı olarak incelemişlerdir.

Sezai ve Mohamad (1999) doğal taşınım ile ısı ve kütle geçişini ve akışın yapısını Darcy-Brinkman eşitliği kullanarak sayısal yöntemle incelemişlerdir. Akışkana doymuş gözenekli kübik kabın düşey duvarlarına farklı sıcaklık ve derişiklik uygulanırken, diğer duvarların yalıtılmış ve geçirgen olmadığı kabul edilmiştir. Rayleigh sayısı (Ra), Lewis sayısı (Le) ve yüzdürme oranı (N) değerlerine bağlı olarak akış yapısı ve ısı ve kütle geçişini incelemişlerdir. Akışı kontrol eden boyutsuz sayıları farklı değerlerde alarak incelediklerinde değişime bağlı olarak farklı akış yapılarının ortaya çıktığını göstermişlerdir: N'nin değeri negatif yönde sıfırdan uzaklaştıkça kritik bir değere gelmekte, zıt yönde ikinci akış oluşmakta ve ana akışın üstüne eklenmektedir. Bu olay iki boyutlu modelde gözlenmemiştir. Düşük Ra değerlerinde iki boyutlu akış özelliği ve üç boyutlu akış özelliklerinin aynı olduğu görülmüştür.

Bennacer ve diğ. (2001) eş yönlü olmayan doymuş kare gözenekli ortamda doğal taşınımla ısı ve kütle geçişini sayısal ve ölçek analizi yöntemiyle incelemişlerdir. Sayısal çalışma sonuçlarını da eş yönlü ortam için karşılaştırma yaparak doğrulamışlardır. Büyük gözenekliliğe sahip eş yönlü olmayan gözenekli ortamın ısı ve kütle geçişini incelemek için genişletilmiş Darcy yasası olarak ifade edilen Darcy-Brinkman yaklaşımını uygulamışlardır. Taşınımın sebebi olan yüzdürme oranı (N) ısıl değişime ve derişiklik değişimine bağlıdır. Bu değerlerden birinin diğerine göre fazla değişimi, yüzdürme etkisinde öne çıkacaktır. $N>>1$ ise derişiklik değişiminin yüzdürmede etkili olduğunu, $N<<1$ ise sıcaklık değişiminin daha etkili olduğunu gösterir. Ölçek analizinde bu iki uç durum ayrı incelenmiş ve sonuçlar sayısal sonuçlarla karşılaştırılmış. Geçirgenliğin değişimine bağlı olarak üç akış rejiminin olduğu görülmüştür: Geçirgenliğin küçük değerlerinde yayınım oluşmaktadır, Nu ve Sh sayılarının geçirgenliğe bağlı olarak değiştiği geçiş rejiminden sonra, Nu ve Sh sayılarının artık değişmediği ve geçirgenlikten bağımsız hale geldiği rejime ulaşılmaktadır. Son akış rejiminde geçirgenlik yeterince büyük sabit bir değere ulaşmaktadır. Sonuç olarak, gözenekli ortamdaki eş yönlü olmayan geçirgenliğin ısı taşınımı üzerindeki etkisinin az olduğu görülmüştür.

Kalla ve diğ. (2001a) üstten ısıtılan, alttan soğutulan gözenekli kabın yatay doğrultusunda derişiklik farkı uygulanan bir model kullanmışlardır. Darcy modelinin kullanıldığı sayısal yöntemle akışın yapısı ve ısı ve kütle geçişi boyutsuz katsayılara bağlı olarak incelenmiştir. Bu çalışmanın ilk bölümünde, bir paralel akış tahmini yöntemi kullanılarak taşınım için analitik bir yaklaşım getirilmiştir. İkinci kısımda ise çeşitli akış rejimleri için akış alanı, sıcaklık ve derişiklik dağılımları ve ısı ve kütle geçiş hızlarıyla ilgili sayısal sonuçlar sunulmuştur. Akış üzerinde zayıf yatay sıcaklık değişiminin etkileri ve yüzdürme oranının eksi değerden pozitif değere olan değişimlerini içeren üç farklı değerin etkileri incelenmiştir.

Kalla ve diğ. (2001b) gözenekli kap içindeki doğal taşınım ile ısı ve kütle geçişini Boussinesq yaklaşımlı Darcy modeli kullanarak sayısal ve analitik yöntemle incelemişlerdir. Kabın alt duvarından ısı akısı ve derişiklik akısı uygulanırken, yatay yönde düşey duvarlara sabit bir ısı akısı uygulanmaktadır. Yan duvarların geçirgen olmadığı kabul edilmektedir. Matematik modellemede çözümler ısıl ve derişiklik Rayleigh sayıları, Lewis sayısı, boyut oranı ve farklı ısı akıları için elde etmişlerdir. Akışlardaki çatallaşmaların ısıl Rayleigh sayısına bağlı olduğu, bunun da derişiklik Rayleigh sayısına, Lewis sayısına ve ısı akısına bağlı olarak değiştiği gösterilmiştir

Angirasa ve diğ. (1997) sıvıya doymuş gözenekli ortamda doğal taşınımla ısı ve kütle geçişini sayısal yöntemle çalışmışlardır. Farklı Lewis, Rayleigh ve yüzdürme oranı sayılarına bağlı olarak Nusselt ve Sherwood sayılarının değişimi incelenmiştir. Aynı yönlü akışlarda yüksek Rayleigh sayıları ile yapılan çalışmaların sonuçları diğer benzer çalışmalarla uyumlu olduğu fakat zıt yönlü akışlarda ve düşük Rayleigh sayısına sahip akışlarda oldukça farklı olduğunu göstermişlerdir. Akış ve taşınımın yayılım katsayısı ve yüzdürme oranı arasındaki etkileşime oldukça bağlı olduğunu ve bu bağlılığın karmaşıklığını ifade etmişlerdir.

Akbal ve Baytaş (2005) akışkana doymuş gözenekli ortamda radyoaktif bir gazın doğal taşınımını bozunum sabitine, Schmidt sayısına ve Grashof sayısına bağlı olarak incelemişlerdir. Sonuçlar farklı Schmidt ve Grashof sayıları için elde edilen gaz derişikliğinin gazın yarı-ömrüne bağlı olduğunu göstermiştir.

Singh ve diğ. (1999) sıvı ve gözenekli tabaka içeren bir ortamda sıcaklık ve derişiklik değişimlerinin hareket ettirdiği doğal taşınım ile ısı ve kütle geçişini sayısal olarak incelemişlerdir. Çalışmalarında akışkanın gözenekli bölgeye nüfuz derecesinin, Darcy sayısına, ısıl Rayleigh sayısına ve derişiklik Rayleigh sayısına ve yüzdürme oranına bağlı olduğunu; Lewis sayısının ısıtılmış duvardaki kütle geçişindeki etkisinin de Darcy sayısına bağlı olduğunu göstermişlerdir. Ayrıca, Lewis sayısına bağlı olarak ortalama Sherwood sayısı artarken, ortalama Nusselt sayısının azaldığını göstermişlerdir.

Mohamad ve Bennacer (2001) akışkana doymuş gözenekli kabın sol düşey duvar boyunca ısıtıldığı, sağ düşey duvar boyunca soğutulduğu ve kabın alt duvarlarına ve üst duvarına farklı derişikliğin uygulandığı matematiksel modeli sayısal yöntemle incelemişlerdir. Darcy-Brinkman modeli kullanarak gözenekli ortamdaki doğal taşınım ile ısı ve kütle geçişini ve akış yapısını Grashof sayısı (Gr), yüzdürme oranı (N) ve Darcy sayısına (Da) bağlı olarak incelemişlerdir.

Derişiklik ve sıcaklık değişiminin farklı eksenlerde uygulanması çapraz değişim olarak ifade edilmektedir. **Mohamad ve Bennacer (2002)** çapraz değişimlere maruz doygun gözenekli ortamda ısıl-çözünen madde taşınımını iki ve üç boyutlu model için sayısal olarak incelemişlerdir. Kabın düşey duvarlarına farklı sıcaklık uygulanırken yatay duvarlara da farklı derişiklik tatbik ediliyor. Yüzdürme oranına bağlı olarak akışın yapısı değişmektedir. N>0.8 ve Le=100 ise kararsız akış öngörülmektedir. Sonuçlar, iki boyutlu bir modelin ısı ve kütle geçiş oranlarını uygun bir şekilde modelleştirmek için yeterli olduğunu göstermiştir.

Bourich ve diğ. (2004) derişiklik sağ duvarda büyük sol duvarda küçük olacak şekilde, alttan ısıtılıp üsten soğutulan kare gözenekli ortamda ısı ve kütle geçişini sayısal yöntemle incelemişler. Akışın yapısı ve ısı ve kütle geçişi Ra_T, Le ve N sayılarına bağlı olarak incelenmiştir. Sonuçlar, yüzdürme oranının akışın dinamik davranışının ve ısı ve kütle geçişinin belirlenmesinde temel parametrelerden biri olduğunu göstermiştir.

Bahloul ve diğ. (2004) alttan ısıtılan ve yan duvarları farklı derişikliklere sahip olan dikdörtgen bir gözenekli kapta ısı ve kütle geçişini Ra ve Le sayıları ile yüzdürme oranının geniş bir aralığında incelemişlerdir. Yüzdürme oranı sıfıra yaklaşırken, akışın Lewis sayısından fazla etkilenmediğini buna karşın yüzdürme oranı arttıkça akışın Lewis sayısına bağlı olarak değiştiğini göstermişlerdir.

Gözeneklilik gözenekli ortamın içinden geçen taşıma süreçlerini modellemede önemli bir faktördür; ortamın gözeneklilik değişiminin doğası, ısı taşınımını ve kütle akışını önemli derecede etkiler. Değişken gözenekliliğin küresel yapıdaki gözenekli ortamda doğal taşınım üzerindeki etkisi **David ve diğ. (1991)** tarafından sayısal olarak incelenmiştir. Sonuç olarak taşınım rejiminde gözeneklilik değişiminin doğrusal olmayan sıcaklık dağılımlarına yol açtığını göstermişlerdir. Çalışmalarını deneysel sonuçlarla da karşılaştırmışlar ve sonuçların uyumlu olduğunu belirlemişlerdir.

Nithiarasu ve diğ. (1998) akışkana doymuş gözenekli ortamda doğal taşınımla ısı geçişini gözenekliliğe, Darcy sayısına ve Rayleigh sayısına bağlı olarak incelemişlerdir. Yaptıkları çalışmada Nusselt sayısının değişiminde büyük Darcy sayılarında, gözeneklilik etkisinin önemli olduğunu, küçük Darcy sayılarında ise gözeneklilik değişiminin o kadar etkili olmadığını göstermişlerdir.

Nithiarasu ve diğ. (1997) yapmış oldukları diğer bir çalışmada gözenekli ortam kalınlığının ısı geçişine etkisini Ra ve Da sayılarına bağlı olarak incelemişlerdir. Çalışmalarında gözenekli ortamda akışın Darcy sayısına, Rayleigh sayısına ve gözenekli ortam kalınlığına bağlı olarak değiştiğini göstermişlerdir.

Gobin ve diğ. (2005) gözenekli ortamda geçirgenliğin fonksiyonu olarak ısı ve kütle geçişini analiz etmek için, sol duvar boyunca belli bir kalınlıkta gözenekli katmanın yer aldığı iki boyutlu dikdörtgen kabın yatay sınırlarında ısı ve kütle geçişi olmayan bir matematiksel modelle çalışmışlardır. Çalışmalarında gözenekli katmanın etkisini ve yayılım parametrelerinin etkisini incelemişlerdir. Bu çalışmada Da sayısı 10^{-9} ile 1 arasında alınarak ısı ve kütle geçişi incelenmiştir. Ortalama ısı transferinin kütle ve enerji yayılım katsayılarına bağlı olduğu gösterilmiştir. Gözenekli katmanın varlığının, taşınım üzerinde oldukça etkili olduğu ve büyük Le sayısının da derişiklik yüzdürme kuvvetini baskın hale getirdiğini gözlemlemişlerdir.

Yalıtkan tasarımında aralarında hava tabakası olan veya olmayan tabakalı gözenekli ortam kullanımı yaygındır. Yalıtkan tabakaların içinde nem, radon veya diğer istenmeyen gazlar farklı çevresel koşullarda kaçınılmazdır. Yalıtım materyallerinin büyük kısmı eş yönlü değildir; fiber, ahşap vb. gibi. Bu yüzden bu sorunun eş yönlü şekilde modellenmesi gerçekçi değildir.

Bennacer ve diğ. (2003) yalıtım sorununu analiz ettikleri çalışmada eş yönlü olmayan ortamı dikkate almışlardır. Daha önce yapılmış çalışmaların sonuçlarını, havayla dolu bir kapta simetrik bir şekilde yerleştirilmiş eş yönlü olmayan gözenekli tabakaları dikkate alarak genişletmişlerdir. Çalışmada sıvıyla dolu bir kabın her iki düşey duvarına gözenekli tabakalar eklemenin, ısı ve kütle geçişi üzerindeki etkisi

Darcy sayısının, gözenekli tabakaların kalınlığının ve geçirgenlik oranının değişimine göre incelenmiştir. Sonuçta, geçirgenlik oranı 10^4 ile 1 arasında ise Nu ve Sh sayılarının geçirgenliğe bağlı değişmediği, oran 10^{-4} ile 1 arasında ise ısı ve kütle geçiş hızının arttığı gözlenmiştir.

Yukarıda, gözenekli ortamlarda doğal taşınım ile ısı ve kütle geçişlerinin incelendiği çeşitli çalışmalardan örnekler verilmiştir. Yapılan çalışmalar ışığında bu doktora tez çalışmasında tektürel, kare, gözenekli ortamda doğal taşınımla ısı ve kütle geçişinde gözenekli ortam özelliklerinin etkisi incelenmiştir.

Bu amaçla, öncelikle, içerisinde radyoaktif bir gaz bulunan kare, tektürel gözenekli bir ortam ele alınarak, bu ortamda radyoaktif gazın doğal taşınımla yayınımı Darcy modeli kullanılarak incelenmiştir. Bu inceleme yapılırken, radyoaktif gazın gözenekli ortamın katı kısmı tarafından üretildiği veya üretilmediği iki hal göz önüne alınmıştır.

Daha sonra, katı fazda ısı üretimi ve kütle üretimi olan kısmen geçirgen ve değişken gözenekliliğe sahip iki boyutlu akışkana doymuş farklı gözenekli ortamlar için doğal taşınımla ısı ve kütle geçişi Darcy modelinin yanı sıra Darcy –Brinkman modeline göre de incelenmiştir. Böylece gözenekli ortamda taşınım olayı modellenirken, akışın doğrusal olmayan etkisi ve katı sınırlarda sürtünme etkisi de hesaba katılmıştır.

Bu son iki model yaklaşımında kısmen geçirgen gözenekli ortamda doğal taşınımla ısı ve kütle geçişi için akışı kontrol eden boyutsuz sabitlerin (Rahleigh sayısı, Lewis sayısı, yüzdürme oranı ve Darcy sayısı) etkileri; iki temel gözenekli ortam özelliği olan gözeneklilik ve geçirgenliğin değişiminin kısmen geçirgen gözenekli ortamdaki ısı ve kütle geçişine etkileri kabın akım fonksiyon eğrisi, eşderişiklik ve eşsıcaklık eğrileri, ısı ve kütle geçişinin değişimini veren ortalama Sherwood ve Nusselt sayıları, ortamın merkezi yatay kesiti boyunca sıcaklık ve derişiklik dağılımları karşılaştırılarak incelenmiştir.

2. GÖZENEKLİ ORTAMLAR

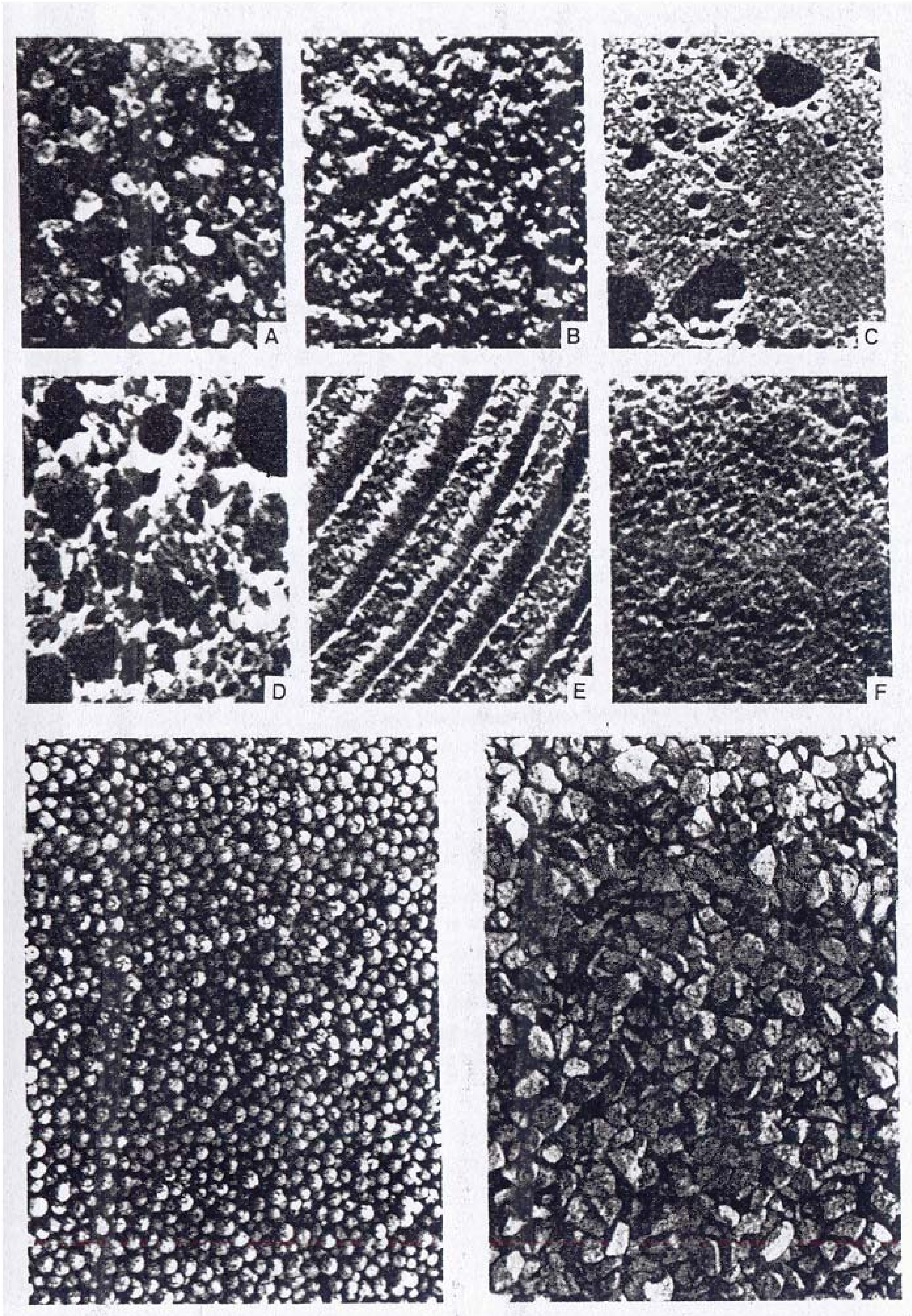
2.1 Gözenekli Ortam ve Özellikleri

Gözenekli ortam, katı bir iskelet içerisinde birbirleri ile bağlantılı boşlukların bulunduğu bir malzemedir. Günlük hayatımızda, teknolojide ve özellikle doğada gözenekli ortamlarla karşılaşmamız mümkündür. Doğal gözenekli ortam olarak, deniz kumu, kireç taşı, odun, ekmek, akciğer ve dokuları örnek verebiliriz. Şekil 2.1'de bazı doğal gözenekli ortamlar görülmektedir.

Bir malzemenin gözenekli ortam olarak tanımlanabilmesi için aşağıdaki özelliklere sahip olması gerekir **(Dullien, 1992):**

- Malzeme kendi boyutları ile karşılaştırıldığında içerisinde çok küçük ve birbirleri ile bağlantılı boşluklar içerir. Bir katı iskelet içerisinde oluşan bu boşluklarda, hava, su, yağ gibi akışkanlar veya farklı akışkanlardan oluşan karışımlar bulunur.
- Akışkan katı iskeletin bir ucundan girip diğer ucundan çıkabilmelidir, yani gözenekli ortam geçirgenlik özelliğine sahip olmalıdır.

Katı iskelet içerisindeki boşlukların büyüklüklerinin ve şekillerinin düzensiz olması, gözenekli ortamın bütün makroskopik özelliklerini etkiler. Özellikle doğal gözenekli ortamlarda bu düzensizlik yaygındır. Bir ortamın makroskopik gözenek yapısı değişkenleri, gözenekli ortamın ortalama özelliklerini temsil eder. En önemli gözenek yapısı değişkenleri; gözeneklilik, geçirgenlik ve akış yatağıdır. Gözeneklilik ve akış yatağı yapısı gözenekli ortamın fiziksel özellikleridir ancak geçirgenlik gözenekli ortamın kütle geçiş özelliğini temsil eder.



Şekil 2.1: Gözenekli malzemelere örnekler; üst: doğal gözenekli malzemeler (A) Plaj Kumu, (B) Kumtaşı, (C) Kireçtaşı, (D) Çavdar ekmeği, (E) Odun, (F) İnsan akciğeri. Alt: yapı malzemelerinde kullanılan taneli gözenekli malzemeler. Çapı 0,5 cm (Liapor) küreler(sol) ve 1 cm boyutunda parçalanmış kireçtaşı (sağ) **(Nield ve Bejan, 1999)**

2.1.1 Gözeneklilik

Gözeneklilik, malzeme içerisindeki toplam boşluk hacminin malzemenin toplam hacmine oranı şeklinde tanımlanır.

$$\varepsilon = \frac{V_b}{V_b + V_k} \tag{2.1}$$

Burada V_b toplam boşluk hacmini, V_k toplam katı hacmini ve ε gözenekliliği göstermektedir. Gözeneklilik, gözenekli ortamın yapısına bağlı olarak sıfır ile bir arasındaki değerleri alabilir. Örneğin metaller ve bazı volkanik kayalar için gözeneklilik çok düşük değerlerdedir, oysa fiber filtreler ve ısıl yalıtım malzemeleri yüksek gözenekliliğe sahip malzemelerdir. Malzeme içerisindeki gözeneklerin hepsi birbiri ile bağlantılı olmayabilir. Diğer gözenekler ile bağlantısı olmayan gözeneğin ortamdaki akış olayına katkısı yoktur.

Gözenekliliğin mikroskobik olarak ölçülmesi veya farklı malzeme bileşenlerinden oluşan bir ortamda gözenek dağılımının bulunması oldukça zordur. Gözenekliliğin ölçülmesi için kullanılan yöntemlerin bazıları mutlak gözenekliliği bazıları etkin gözenekliliği belirlerler. Mutlak gözeneklilik, gözenek ilişkileri düşünülmeksizin toplam hacme göre oransal boşluk hacmidir, buna karşılık etkin gözeneklilik toplam hacme göre birbiri ile bağlantılı boşlukların hacminin meydana getirdiği orandır. Bazı gözeneklilik ölçüm teknikleri Tablo 2.1’de görülmektedir. Bu tablodan da görüleceği gibi gerçek gözeneklilik değerleri doğrudan, fotoğraf ve gama ışını zayıflatma tekniklerinde elde edilmektedir. Yerel gözeneklilik ölçümü ise fotoğraf ve gama ışını zayıflatma tekniklerinde mümkün olmaktadır. Gama ışını zayıflatma tekniğinde gözenekli ortam kuru haldeyken ve suya doyurulmuşken, ortamdan geçen gama ışınlarının şiddetinin ölçülmesinden yararlanılarak, gözeneklilik ortamın istenilen noktasında hesaplanabilir **(Baytaş ve Akbal, 2002), (İshakoğlu ve Baytaş, 2002).**

Tablo 2.1: Gözeneklilik ölçüm teknikleri **(Kaviany, 1999)**

Yöntem	Ölçüm miktarı	Gözeneklilik	Yerel gözeneklilik ölçüm olasılığı
Doğrudan yöntem: Kaba hacim ile toplam hacmin karşılaştırılması	Hacim	Gerçek	Hayır
Fotoğraf yöntemi (2- boyutlu): Toplam katı bölge alanı boşlukların toplam alanı ile karşılaştırılır.	Alan	Gerçek	Evet
Emme yöntemi (ıslatan sıvı): ıslatan sıvı emdirilmiş ortam kütlesi kuru matris kütlesi ile karşılaştırılır.	Kütle ve hacim	Etkin	Hayır
Cıva enjeksiyon yöntemi (ıslatmayan sıvı): Ortamın içine nüfuz eden cıva hacmidir.	Hacim	Etkin	Hayır
Gaz enjeksiyon yöntemi: Malzeme basınç uygulanması sonucu oluşan gaz genleşmesinden (ikinci kaba taşınması ile) hesaplanır.	Basınç ve hacim	Etkin	Hayır
γ -ışını zayıflatma yöntemi: Gözenekli ortamdan geçerek zayıflayan radyasyon şiddeti, aynı kalınlıktaki maddeden geçerken ki zayıflaması ile karşılaştırılır.	Radyasyon şiddeti	Gerçek	Evet

Gözenekliliğin yapısı katı taneciklerin büyüklüğüne ve dağılımına bağlıdır. Aynı büyüklükte katı taneciklere sahip bir gözenekli ortamda gözeneklilik, katı tanecikleri birbirinden farklı büyüklüklerde olan bir ortamdaki gözeneklilikten daha büyük olabilir. Çünkü büyük tanelerin oluşturduğu gözeneklerin küçük tanelerle doldurulması sonucu gözeneklilik azalabilir. Ayrıca doğal ve sert olmayan malzemelerde sıkışma ortam gözenekliliğinin azalmasına yol açar. Bununla beraber, çok yüksek sıkışma basınçlarında bütün gözenekli ortamların gözenek yapısında değişim olabilir. Öte yandan, doğada yeraltı suları, erozyon ve kimyasal reaksiyonlar gözenekli ortamların gözeneklerini genişletici etki yapar (**Collins, 1973).** Gözeneklilik, gözenekli bir ortamın en önemli özelliğidir, çünkü ortamın tüm fiziksel özellikleri gözeneklilikten etkilenir. Gözeneklilik, bir ortamın her yerinde aynı ise sabit bir değer olarak alınabilir. Genellikle gözenekli bir ortamda gözeneklilik yere bağlı olarak değişir. Gözenekliliğin yere bağlı değişimini veren ve açık literatürde kabul görmüş bir bağıntı aşağıdaki gibidir **(Alazmi ve Vafai, 2000).**

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty \left(1 + h e^{\left(-r L_{td} / d_t\right)}\right) \qquad \textbf{(2.2)}$$

Bu bağıntıda, ε_∞ ortamın yere bağlı değişmeyen gözenekliliğini h ve r deneysel olarak saptanan değerleri, d_t katı parçacıkların çapını ve L_{td} duvardan itibaren uzaklığı ifade etmektedir. Bu model, ortamda duvara yakın bölgelerde gözenekliliğin değişken olduğunu ve duvarlardan uzaklaştıkça gözenekliliğin yere bağlı değişmediğini göstermektedir.

2.1.2 Geçirgenlik

Geçirgenlik, uygulanan bir basınç değişimi ile akışkanın gözenekli ortamdaki akış kolaylığını karakterize eden bir gözenekli madde özelliğidir. Gözenekli maddenin akışkan geçirgenliği ilk defa 1856 yılında Darcy tarafından ifade edilmiştir. Geçirgenliği ölçülebilir büyüklüklerle ifade eden eşitlik Darcy Yasası olarak bilinir. Geçirgenlik (K) Darcy Yasası'ndaki orantı sabitidir.

$$K = \frac{q\mu}{s(\Delta P / L)} \qquad \textbf{(2.3)}$$

Burada K gözenekli ortamın geçirgenliği, q birim zamanda hacimsel akış debisi, μ akışkanın dinamik viskozitesi, s gözenekli ortamın kesit alanı, ΔP uzunluk boyunca basınç düşmesi ve L gözenekli ortamın uzunluğudur.

Geçirgenlik birimi darcy (d)'dir. Geçirgenliği 1 darcy olan bir maddede 1 atmosferlik basınç farkı, kenarları 1 cm olan küpte 1 santipoise viskoziteli sıvının 1 cm^3/s'lik debi ile akışına sebep olur.

$$1 darcy = \frac{1\left(cm^3/s\right)\ 1(cp)}{1\left(cm^2\right)\ 1(atm/cm)}$$

$$1\ darcy = 9{,}87x10^{-13}\,m^2$$

Darcy Yasası ile tanımlanan gözenekli ortamın geçirgenliği makroskopik bir özelliktir. Gözenekli ortamın geçirgenliğinin verilen gözenekli yapının geometrisine bağlı olduğunu ifade eden denklemlerden biri de Ergun-Kozeny eşitliğidir **(Raffray ve Pulsifer, 2001), (Nield ve Bejan, 1999).**

$$K = \frac{d_t^2 \varepsilon^3}{150(1-\varepsilon)^2} \qquad \textbf{(2.4)}$$

Gözenekli maddelerde geçirgenliği etkileyen faktörlerden bazıları: Sıkışma, kil şişmesi, çözülme ve yapının mekanik değişimidir.

Sıkışma: Sıkışma gözenekliliği azalttığı gibi geçirgenliği de azaltır. Kâğıt, yalıtım maddeleri ve tahta gibi lifsel maddeler sıkışma ile geçirgenliklerinden büyük değerler kaybederler. Katılaşmış maddelerde ise (kum gibi) geçirgenlikte belli bir azalmanın meydana gelmesi için oldukça büyük sıkışma basınçlarına gerek vardır. İyi katılaşmamış sedimanter kayaçlar geçirgenlik azalması için çok büyük sıkışma basınçları gerektirir. Ancak birçok maddede, sıkışma basıncının belirli bir değerin üzerinde arttırılması geçirgenlikte hissedilir bir değişmeye yol açmaz.

Kil Şişmesi: Birçok katılaşmış kumtaşları bir miktar kil ve silt ihtiva ederler. Montmorillonit tipi killer çok fazla tatlı su absorbe ettikleri ve şiştikleri için doğal kumtaşlarının geçirgenlikleri tatlı su emmiş olmaları halinde büyük miktarda azalmış olarak ölçülür. Sodyum klorür veya potasyum klorür gibi tuzların ilavesi killerde şişmeleri önler.

Çözülme: Kalsiyum karbonat suda biraz çözüldüğünden, gözenekli bir kalkerin gözeneklerinden geçen su, gözenek cidarlarını çözücü bir etki yapar ve geçirgenlik artar. Geçirgenlik ölçmelerinde doymuş haldeki kalsiyum karbonat çözeltisi kullanılarak bu gibi çözücü etkiler önlenebilir.

Yapının mekanik değişimi: Katılaşmamış gözenekli maddeler viskoz sıvıların akışıyla taneler üzerine etki eden mekanik kuvvetlerden dolayı yapısal değişim gösterirler. Bu gibi etkiler geçirgenliği değiştirebilir.

Bazı gözenekli malzemelerin gözeneklilik ve geçirgenlik değerleri Tablo 2.2'de verilmektedir.

Tablo 2.2: Bazı gözenekli malzemelerin gözeneklilik ve geçirgenlik değerleri **(Nield ve Bejan, 1999)**

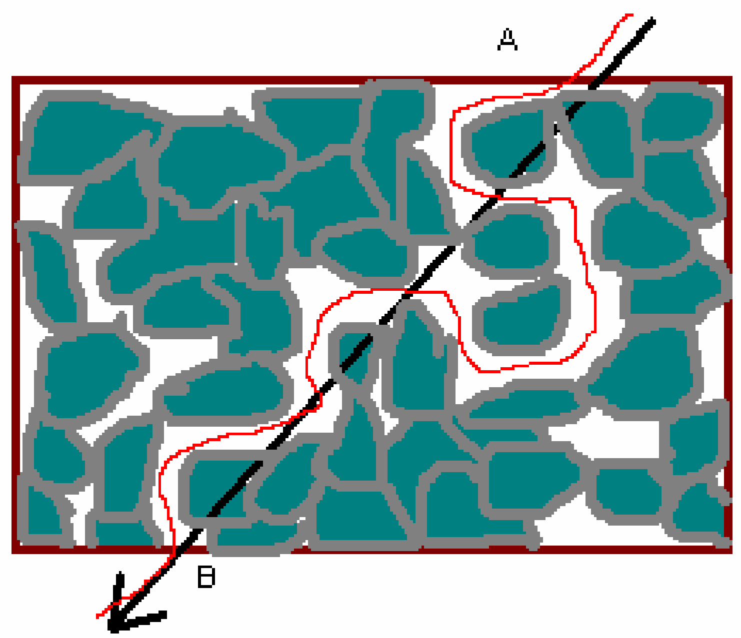
Madde	Gözeneklilik (ε)	Geçirgenlik (K)$[cm^2]$
Tuğla	0,12-0,34	$4,8x10^{-11}$-$2,2x10^{-9}$
Katalizatör	0,45	
Sigara		$1,1x10^{-5}$
Sigara Filtresi		$1,1x10^{-5}$
Kömür	0,17-0,49	
Beton (Alışılagelmiş Karışım)	0,02-0,07	
Beton(Ziftli)		$1x10^{-9}$-$2,3x10^{-7}$
Bakır Tozu (Sıcak Sıkıştırılmış)	0,09-0,34	$3,3x10^{-6}$-$1,5x10^{-5}$
Mantar Pano		$2,4x10^{-7}$-$5,1x10^{-7}$
Cam Elyafı	0,88-0,93	
Taneli Kırılmış Kaya	0,45	
Kıl (Hayvanlarda)	0,95-0,99	
Kıl Keçesi		$8,3x10^{-6}$-$1,2x10^{-5}$
Deri	0,56-0,59	$9,5x10^{-10}$-$1,2x10^{-9}$
Kireçtaşı (Kalsiyum-magnezyumlu)	0,04-0,10	$2x10^{-11}$-$4,5x10^{-10}$
Kum	0,37-0,50	$2x10^{-7}$-$1,8x10^{-6}$
Kumtaşı (Yağlı Kum)	0,08-0,38	$5x10^{-12}$-$3x10^{-8}$
Silisli Taneler	0,65	
Silisli Toz	0,37-0,49	$1,3x10^{-10}$-$5,1x10^{-10}$
Toprak	0,43-0,54	$2,9x10^{-9}$-$1,4x10^{-7}$
Küresel Paketler	0,36-0,43	
Kıvrımlı Tel	0,68-0,76	$3,8x10^{-5}$-$1x10^{-4}$

Gözenekli ortamın geçirgenliğini belirleyen temel karakteristik özellikler özgül yüzey, gözeneklilik, parça boyutları (boyut, şekil, pürüzlülük, dağılım), paketleme yapısı ve makroskobik tektürellik/çoktürelliktir **(Denys, 2003).**

Gözenekli ortamın geçirgenliğini belirlemek için karmaşık olan gözenek yapısını daha basitleştiren modeller kullanılır. En çok kullanılan modellerden bazıları: Kılcal modeller ve hidrolik çap modelleridir **(Denys, 2003).**

2.1.3 Akış Yatağı

Gerçekte gözenekli ortamda akış yolu düzgün değildir. Şekil 2.2'de görüldüğü gibi akışkan molekülünün almak zorunda olduğu etkin akış yolu uzunluğu, gözenekli ortamın uzunluğundan büyüktür. Akış yolunun düz olmaması yani akış yolunun eğri büğrü olması literatürde akış yatağı (tortuosity) veya akış yatağı faktörü (tortuosity factor) olarak tanımlanmıştır **(Moldrup ve diğ., 2001).**



Şekil 2.2: Gözenekli ortamda akış yatağı; yeşil bölge katı parçacıkları, beyaz bölge gözenek alanını, kırmızı çizgi akış yolunu ve siyah ok akışın yönünü göstermektedir. (http://imnh.isu.edu/digitalatlas/hydr/concepts/gwater/tortflw.htm, 2006)

Akışkanın gözenekli ortam boyunca aldığı yol uzunluğunun (L_y, kırmızı çizgi uzunluğu) akışkanın başlangıç (A) ve bitim (B) noktaları arasında çizilen doğru uzunluğuna ($L_{AB} = \overline{AB}$, siyah okun uzunluğu) oranına akış yatağı (ξ) denir **(Moldrup ve diğ., 2001)** ve **(Kaviany, 1999).**

$$\xi = \frac{L_y}{L_{AB}} \tag{2.5}$$

Gözenekli ortamın akış yatağını deneysel olarak tespit etmek zordur. Normalde ξ, ölçülmüş gözeneklilik değerleri (ε) ve deneysel olarak tespit edilmiş etkin yayılım katsayısı (D_{et}) veya Kozeny katsayısı (κ) vasıtasıyla hesaplanır **(Mota ve diğ., 1999).**

$$\kappa = \kappa_0 \xi^2 \quad \textbf{(2.6)}$$

$$D_{et} = D_{\infty} \frac{\varepsilon}{\xi} \quad \textbf{(2.7)}$$

Eşitlik 2.6'da yer alan κ_0 bir sabittir ve genelde 2 alınır; Eşitlik 2.7'de yer alan D_{∞} ise bütün ortamdaki yayılım katsayısıdır.

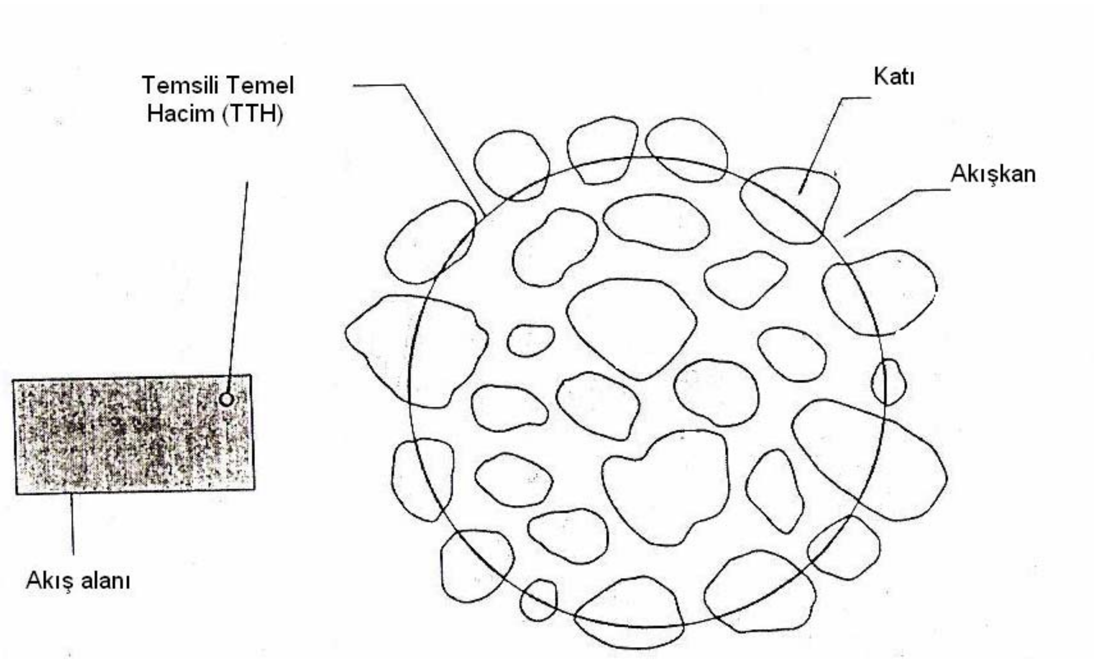
Gözenekli ortamın akış yatağı aslında, çeşitli faktörlerin karmaşık bir fonksiyonudur. **Mota ve diğ. (1999)** akış yatağı ile ilgili aşağıdaki genel sonuçları öne sürmüşlerdir:

- Akış yatağı, gözenekli ortamdaki bütün kütle geçişi modellerinde açıkça veya gizli olarak vardır.
- Akış yatağı fiziksel bir sabit değildir ve gözeneklilik, gözenek çapı ve kanal biçimi gibi gözenekli ortam özelliklerine bağlıdır.
- Akış yatağı genelde kütle geçişi sırasında yer alan süreçlere bağlıdır: gözenekli ortamın sıkıştırılması veya genişlemesi; parçacıklar veya makro moleküllerin gözenek kanalında birikmesiyle gözenek tıkanmasının oluşması; vb.
- Akış yatağı ayrıca taşınan maddenin türüne de bağlıdır. Örneğin, aynı gözenekli ortam içinden geçen makro moleküler yayılım ve gaz yayılımı gibi iki yayılım için belirlenmiş akış yatağı faktörleri farklı olabilir.

2.2 Gözenekli Ortamda Akış İçin Temel Korunum Denklemleri

Gözenekli ortam, daha önce de bahsedildiği gibi katı bir iskelet ve bu iskelet içerisinde birbirleri ile bağlantılı boşluklardan oluşmaktadır. Gözenekli ortamda akış birbiri ile ilişkili boşluklar boyunca meydana gelir. Eğer boşluklar tek bir akışkana doymuşsa tek fazlı akış, iki akışkan boşlukları paylaşıyorsa iki fazlı akış söz konusudur. Gözenekli ortamların bilim ve mühendisliğin birçok alanında önem kazanması, gözenekli ortamda taşınım olayının her yönü ile incelenmesini gerekli kılmaktadır.

Gözenekli ortamda akışkan ve ısı akışı için korunum denklemleri, çok sayıda boşluk da içeren bir hacim üzerinden ortalama alınarak tanımlanır. Zira gözenekli ortam içerisinde mikroskopik seviyede ısı ve akış problemlerinin çözümü ve tanımlaması çoğunlukla imkânsız ya da kullanışlı değildir, bu nedenle gözenekli ortamdaki taşınım problemleri makroskopik seviyede incelenir.



Şekil 2.3: Temsili Temel Hacmin gösterimi **(Nield ve Bejan, 1999)**

Bu amaçla katı ve akışkan dolu boşluklardan oluşan ortamda Şekil 2.3'de görüldüğü gibi bir **T**emsili **T**emel **H**acim (TTH) tanımı yapılır. TTH gözenekli ortamın özelliklerini temsil edecek boyutta seçilmelidir, yani tüm sistemin boyutlarına göre çok küçük ama gözenek boyutundan da büyük olmalıdır. Böylece hacim ortalaması alınabilir ve gözenekli ortamın içindeki her bir TTH sıcaklık, hız, yoğunluk gibi değişkenleri temsil edebilir.

Gözeneklilik gözenekli ortamın önemli bir özelliğidir. Bu özellik kullanılarak Dupuit-Forchheimer tarafından ortaya atılan ve akışkanın hızı için aşağıda bir örneği yazılan bağıntı ile ortam nicelliğinin ortalaması alınabilir **(Ingham ve diğ., 2004)**

$$\vec{\upsilon} = \varepsilon \vec{V} \qquad \textbf{(2.8)}$$

Bu denklemde $\vec{\upsilon}$, akışkanın ortalama hızını; $\vec{V}$ ise yerel ortalama hızını vermektedir.

2.2.1 Kütle Korunumu Denklemi

Gözenekli bir ortamda akış için hacim ortalanmış kütle korunumu denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\varepsilon \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{\upsilon}) = 0 \quad \textbf{(2.9)}$$

Burada ρ akışkanın özkütlesini, $\vec{\upsilon}$ ise toplam hacim (katı+akışkan) üzerinden ortalama hızı göstermektedir. Eğer akış daimi ve akışkan sıkıştırılamaz yani yoğunluk sabit ise kütle korunum denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\nabla \vec{\upsilon} = 0 \quad \textbf{(2.10)}$$

Bu denklem de bir akışkan için yazılan kütle korunumu denklemi ile tamamen aynıdır.

2.2.2 Darcy Yasası

Gözenekli ortamlardaki çalışmalar, Henry Darcy tarafından 1856 yılında bir hastaneye temiz su getirme projesi kapsamında yapılan çalışmanın daha sonra diğer bilim adamları tarafından incelenip gözenekli ortamda akışı tanımlayan genel denklemlere dönüştürülmesi ile başlar. Darcy'nin deney düzeneği içerisinde kum bulunan silindirik bir borudan oluşmaktadır. Silindirin üst kısmından giren su aşağıya doğru kum taneleri arasından süzülerek iner, akış çok yavaştır. Bu koşullar altında akış daimi, gözenekli ortam tektürel ve akış tek yönlüdür. Darcy, deneysel çalışmanın sonunda akışkanın kum ile dolu kısmına girdiği sütunun üst kısmı ile kumu terk ettiği alt kısmı arasındaki basınç farkı ile akışkan akışı arasında aşağıdaki gibi doğrusal bir ilişki olduğunu bulmuştur.

$$\vec{\upsilon} = -\frac{K}{\mu}\left(\nabla \vec{\mathrm{P}} + \rho \vec{g}\right) \quad \textbf{(2.11)}$$

Burada $\nabla \vec{\mathrm{P}}$ akışkan kısmı içinde basınç değişim vektörünü ve μ akışkanın dinamik viskozitesini göstermektedir. Darcy Yasası akışın yavaş olduğu yani Reynolds sayısının küçük değerler aldığı halleri modellemektedir. Daha yüksek akış hızlarında da başarı ile uygulanması için Darcy Yasası birçok araştırmacı tarafından geliştirilmiştir. Bu çalışmalardan birisi **Ergün (1952)** tarafından deneysel olarak gerçekleştirilmiştir. Ergün'ün deneyinde gözenekli ortam küçük küreciklerden oluşmaktadır. Bu deneysel çalışmanın sonuçları Hazen-Dupit-Darcy denklemi olarak da bilinmektedir ve aşağıdaki gibidir.

$$\nabla \vec{P} = -\frac{\mu}{K}\vec{\upsilon} - \frac{Ş_F}{\sqrt{K}}\rho|\vec{\upsilon}|\upsilon \quad \textbf{(2.12)}$$

Burada $Ş_F$ boyutsuz şekil sürüklenme katsayısıdır; önceleri 0,55 gibi sabit bir değer aldığı düşünülmüş ancak daha sonra gözenekli ortamın doğasına bağlı olarak değiştiği sonucuna varılmıştır.

Darcy Yasasını viskoz yayılma etkisini göz önüne alarak geliştiren Brinkman aşağıdaki denkleme ulaşmıştır.

$$\nabla\vec{P} = -\frac{\mu}{K}\vec{\upsilon} + \mu_{et}\nabla^2\vec{\upsilon} \tag{2.13}$$

Bu denklemde μ_{et} akışkanın etkin viskozitesini göstermektedir, ancak Brinkman'ın çalışmasında $\mu_{et} = \mu$ olarak kabul edilmiştir **(Ingham ve diğ., 2004). Bear ve Bachmat (1990)** ise etkin viskoziteyi aşağıdaki gibi tanımlamışlardır, denklemden görüleceği gibi etkin viskozite akış yatağı ve gözenekliliğe bağlıdır.

$$\mu_{et} = \frac{\mu}{\varepsilon}\xi \tag{2.14}$$

2.2.3 Momentum Denge Denklemi

TTH üzerinden ortalama alınarak Navier-Stokes denklemi gözenekli ortam için aşağıdaki gibi elde edilir **(Vafai ve Tien, 1981)**.

$$\rho\left[\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial\vec{\upsilon}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon^2}\left(\vec{\upsilon}.\nabla\vec{\upsilon}\right)\right] = -\nabla\vec{P} + \mu_{et}\nabla^2\vec{\upsilon} - \frac{\mu}{K}\vec{\upsilon} - \frac{Ş_F}{\sqrt{K}}\rho\left|\vec{\upsilon}\right|\vec{\upsilon} + \rho\vec{g} \tag{2.15}$$

Bu denklemde, sol taraftaki ilk terim yerel ivmelenmeyi, ikinci terim atalet terimlerini göstermektedir. Denklemin sağındaki ilk terim akışkanın basınç değişimini, ikinci terim viskoz kuvvetleri, üçüncü terim Darcy akışı etkisi ile viskoz sürüklenme kuvvetini, dördüncü terim şekil sürüklenme kuvvetini ve son terim gövde kuvvetlerini vermektedir. Eğer gözeneklilik 1'e, geçirgenlik sonsuza giderse Denklem (2.15) bir akışkan için yazılan Navier-Stokes denklemi ile aynı olur. Akışkan içinde ısıl etkiler önemli büyüklükte ise ve yüzdürme kuvveti atalet ve viskoz kuvvetler yanında önemsenecek büyüklükte ise o zaman Boussinesq yaklaşımı yapılarak akışkan yoğunluğu aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\rho = \rho_0\left[1 - \beta_T\left(T - T_0\right)\right] \tag{2.16}$$

Burada ρ_0 akışkanın T_0 sıcaklığındaki yoğunluğunu ve β_T akışkanın hacimsel genleşme katsayısını göstermektedir. β_T aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\beta_T = -\frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_{P,C} \tag{2.17}$$

2.2.4 Enerji Denklemi

Gözenekli ortam için termodinamiğin birinci kanunu yazılırken, malzemenin eş yönlü olduğu, katı ve akışkan fazlarındaki ısı iletiminin paralel olduğu ve bir fazdan diğerine ısı geçişi olmadığı kabulleri yapılır. Böylece TTH üzerinden ortalama alınarak katı ve akışkan fazları için enerji denklemleri aşağıdaki gibi yazılır.

$$(1-\varepsilon)(\rho c_P)_k \frac{\partial T_k}{\partial t} = (1-\varepsilon)\nabla(k_k \nabla T_k) + (1-\varepsilon)q_k''' + h(T_a - T_k) \tag{2.18}$$

$$\varepsilon(\rho c_P)_a \frac{\partial T_a}{\partial t} + (\rho c_P)_a \vec{\upsilon}\nabla T_a = \varepsilon\nabla(k_a \nabla T_a) + \varepsilon q_a''' + h(T_k - T_a) \tag{2.19}$$

Burada k ve a indisleri katı ve akışkan fazları, c_P sabit basınçta akışkan için özgül ısıyı ve q''' birim hacimdeki ısı üretimini, h fazlar arası taşınımla ısı geçiş katsayısını göstermektedir **(Ingham ve diğ., 2004).** Gözenekli ortamda katı ve sıvı fazların sıcaklıkları farklı ise yani fazlar arası ısıl denge yok ise enerji denklemi denklem (2.18) ve (2.19)'da olduğu gibi fazlar için ayrı ayrı yazılır. Isıl dengesizlik, fazlar arası sıcaklık farkının çok fazla olduğu hallerin, örneğin nükleer reaktör kazalarının modellenmesi sırasında kullanılmalıdır. Ancak gözenekli ortamlarda incelenen problemlerin çoğunda fazlar arası sıcaklık farkı ihmal edilebilir ve akış hızı düşük olabilir. Eğer katı-akışkan ortamı ısıl denge halinde ise ($T_k = T_a = T$), gözenekli ortam için tek enerji denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\sigma\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\upsilon}.\nabla T = \nabla(\alpha_{et}\nabla T) + q''' \tag{2.20}$$

Burada,

$$\sigma = \frac{\varepsilon(\rho c_P)_a + (1-\varepsilon)(\rho c_P)_k}{(\rho c_P)_a} \tag{2.21}$$

bir akışkana doymuş gözenekli ortamın ısı depolama sığalarının oranını ve

$$\alpha_{et} = \frac{\varepsilon k_a + (1-\varepsilon) k_k}{(\rho c_P)_a} \tag{2.22}$$

k, ısı iletim katsayısı olmak üzere α_{et}, gözenekli ortamın etkin ısıl yayılım katsayısını vermektedir.

2.2.5 Derişiklik Denklemi

Akışkan ortamın içinde bir maddenin derişikliği C ise, Dupuit-Forchheimer ilişkisi kullanılarak gözenekli ortamda derişiklik denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\varepsilon \frac{\partial C}{\partial t} + \vec{\upsilon}.\nabla C = \nabla (D_m \nabla C) + C''' \tag{2.23}$$

Burada D_m gözenekli ortamın kütle yayınım katsayısıdır ve $D_m = \varepsilon\, D$ şeklindedir, D ise akışkanın kütle yayınım katsayısıdır, C''' gözenekli ortamda derişikliği incelenen maddenin birim hacimdeki üretim hızıdır.

Bir ortam için ısı ve kütle geçişi birbirinden bağımsız olabilir veya birbirine bağlı ikili-yayınım olabilir. İkili yayınımlı bir sistemde yoğunluk akışkanın yapısına bağlı olarak sıcaklığa, derişikliğe ve bazen basınca göre değişir. Bu durumda Boussinesq yaklaşımı aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\rho = \rho_0 \left[1 - \beta_T (T - T_0) - \beta_C (C - C_0)\right] \tag{2.24}$$

Burada β_C hacimsel derişiklik genleşme katsayıdır ve aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\beta_C = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial C} \right)_{P,T} \tag{2.25}$$

Bazen ısı geçişi ve derişiklik arasında doğrudan bir ilişki olabilir. Bu durumda çapraz yayınma yani Soret ve Dufour etkilerinin ihmal edilmemesi gerekir. Kütle akışı bir sıcaklık değişimi yolu ile oluşuyorsa Soret etki ve ısı akısı bir derişiklik değişimi ile oluşuyorsa Dufour etkisi söz konusudur **(Bird ve diğ., 1960).**

Isı ve derişiklik üretiminin olmadığı, Soret ve Dufour etkilerinin göz önüne alındığı bir hal için gözenekli ortamda enerji ve derişiklik denklemi aşağıdaki gibi yazılır.

$$\sigma \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\upsilon}.\nabla T = \nabla\left(\alpha_{et} \nabla T + D_{TC} \nabla C\right) \quad \textbf{(2.26)}$$

$$\varepsilon \frac{\partial C}{\partial t} + \vec{\upsilon}.\nabla C = \nabla\left(D_m \nabla C + D_{CT} \nabla T\right) \quad \textbf{(2.27)}$$

Burada D_{TC} ve D_{CT} sırası ile Dufour ve Soret kütle yayınım katsayılarını göstermektedir.

3. MATEMATİKSEL MODEL VE SAYISAL YÖNTEM

3.1. Matematiksel Modelin Tanıtımı

Gözenekli ortamlarda iç akış ile ilgili literatürde yer alan çalışmalarda, genellikle kapalı bir kap içerisinde doğal, bileşik veya zorlamalı taşınım incelenmektedir. İncelemelerde gözenekli ortamlarda akışın anlaşılmasında önemli bir adım olan Darcy modeli veya daha yüksek hızlardaki akışı modelleyen geliştirilmiş Darcy modelleri kullanılmaktadır. Bu doktora tez çalışmasında da gözenekli ortam özelliklerinin iç akış üzerindeki etkilerinin incelenmesi hedeflenmiştir. Çalışmada hem Darcy hem de Darcy-Brinkman Modeli kullanılarak, gözenekli ortamda akış hızının düşük veya daha yüksek olduğu fiziksel modellerdeki akış incelenmiştir. Bu amaçla kullanılan temel matematik model, içerisi gözenekli ortamla doldurulmuş iki boyutlu kare kapalı bir kapta doğal taşınımı içermektedir. Gözenekli ortam sıkıştırılamaz akışkana doymuştur ve kare kabın alt ve üst duvarları geçirgen değildir.

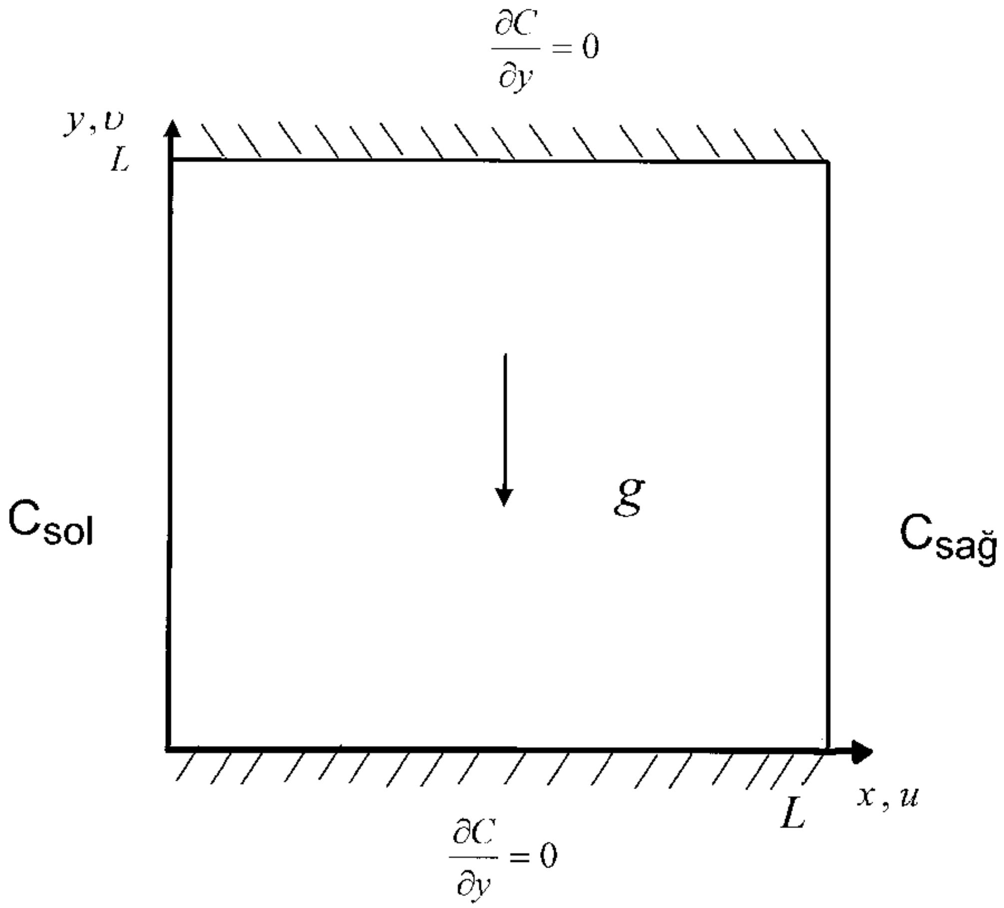
Doktora tezinin bu bölümünde, gözenekli ortamda akış incelenirken kullanılan Darcy ve geliştirilmiş Darcy modellerine ait denklemler çıkarılmış ve kullanılan matematiksel modellerin ayrıntıları verilmiştir.

3.1.1. Darcy Modeli

Bu çalışmada Darcy modeli kullanılarak gözenekli ortamda akış iki şekilde incelenmiştir. Öncelikle gözenekli ortamda akışkan olarak radyoaktif bir gazın olduğu varsayılmış ve ortamda sadece kütle geçişi göz önüne alınmıştır. Darcy modeli ile yapılan diğer incelemede ise temel matematiksel modele bazı sınır koşulları eklemiş, ayrıca akışkanın radyoaktif olmadığı varsayılarak gözenekli ortamda ısı ve kütle geçişi incelenmiştir.

3.1.1.1. Doğal Taşınımla Kütle Geçişi

Bu bölümde gözenekli ortam içerisinde bulunan radyoaktif gazın yarı ömrünün kütle geçişi üzerindeki etkisinin incelenmesi hedeflenmiştir. Problemi incelemek için akışkana doymuş kare bir gözenekli ortam ele alınmıştır. Şekil 3.1'de görüldüğü gibi kare kabın alt ve üst duvarları geçirgen değildir, sol duvara uygulanan derişiklik değeri sağ duvara uygulanandan daha büyüktür ($C_{sol} > C_{sağ}$). Gözenekli ortamda akışın Darcy Yasası'na uygun ve akışkanın normal Boussinesq akışkan olduğu kabul edilmiştir.



Şekil 3.1: Doğal taşınımla kütle geçişi için kullanılan matematiksel model ve koordinat sistemi

Süreklilik denklemi (Denklem (2.10)) x ve y doğrultusunda aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \upsilon}{\partial y} = 0 \tag{3.1}$$

Momentum korunum denklemi için, Darcy Yasası'na göre x ve y yönündeki hızlar aşağıdaki gibi yazılır:

$$u = -\frac{K}{\mu}\frac{\partial \mathrm{P}}{\partial x} \tag{3.2a}$$

$$\upsilon = -\frac{K}{\mu}\left(\frac{\partial \mathrm{P}}{\partial y} + \rho g\right) \tag{3.2b}$$

Gözenekli ortamda akışkanın sadece derişikliğe bağlı yüzdürme etkisinde olduğunu kabul eden Boussinesq yaklaşımına göre yoğunluk ifadesi aşağıdaki gibi olacaktır.

$$\rho = \rho_0\left[1-\beta_C(C-C_0)\right] \quad \textbf{(3.3)}$$

Denklem (3.3), denklem (3.2b)'de yerine konursa:

$$\upsilon = -\frac{K}{\mu}\left[\frac{\partial \mathrm{P}}{\partial y} + g\rho_0\left(1-\beta_C(C-C_0)\right)\right] \quad \textbf{(3.4)}$$

elde edilir. Genelde süreklilik denklemi akım fonksiyonu $\psi(x,y)$ ile tanımlanır. u ve υ hızları akım fonksiyonu cinsinden aşağıdaki gibi yazılır (**Nield ve Bejan, 1999**):

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} \text{ ve } \upsilon = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad \textbf{(3.5)}$$

Denklem (3.2a) ve (3.4)'ün çapraz türevleri alınıp birbirlerinden çıkarılırsa

$$\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial \upsilon}{\partial x} = -\rho_0 g\beta_C \frac{K}{\mu}\frac{\partial C}{\partial x} \quad \textbf{(3.6)}$$

sonucuna varılır.

Denklem (3.6) de yer alan dinamik viskozite ifadesini kinematik viskozite ($\nu = \frac{\mu}{\rho}$) cinsinden yazılabilir.

$$\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial \upsilon}{\partial x} = -\frac{g\beta_C K}{\nu}\frac{\partial C}{\partial x} \quad \textbf{(3.7)}$$

Denklem (3.7) deki hızlar akım fonksiyonu cinsinden yazıldığında akım fonksiyonu elde edilir.

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\frac{g\beta_C K}{\nu}\frac{\partial C}{\partial x} \quad \textbf{(3.8)}$$

Radyoaktif gazla doymuş gözenekli ortamda radyoaktif gazın yarı ömrü gaz derişikliğini etkileyeceği için derişiklik denklemine bozunum terimi ilave edilir. Radyoaktif maddenin bozunum sabiti, λ sembolü ile gösterilir ve yarılanma süresi ($t_{1/2}$) ile ters orantılıdır,

$\lambda = \dfrac{0{,}693}{t_{1/2}}$. Bozunum, derişikliği azaltan bir etkiye sahip olduğu için derişiklik denkleminde aşağıdaki gibi yer alır.

$$\varepsilon\frac{\partial C}{\partial t} + u\frac{\partial C}{\partial x} + \upsilon\frac{\partial C}{\partial y} = D\left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2}\right) - \lambda C \qquad \textbf{(3.9)}$$

Denklem (3.8) ve Denklem (3.9)'da yer alan hızların, akım fonksiyonunun, zamanın, koordinatların ve derişikliğin boyutsuz değişkenler cinsinden ifadeleri aşağıda verilmiştir:

$$U, V = \frac{u, \upsilon}{\nu / L} \qquad \textbf{(3.10a)}$$

$$\tau = \frac{\nu}{L^2} t \qquad \textbf{(3.10b)}$$

$$\Psi = \frac{\psi}{\nu} \qquad \textbf{(3.10c)}$$

$$\mathrm{X}, \mathrm{Y} = \frac{x, y}{L} \qquad \textbf{(3.10d)}$$

$$C^* = \frac{C - C_{sağ}}{\Delta C} = \frac{C - C_{sağ}}{C_{sol} - C_{sağ}} \qquad \textbf{(3.10e)}$$

Bu boyutsuz değişkenler kullanılarak elde edilen boyutsuz akım fonksiyonu ve derişiklik denklemi aşağıdaki gibidir **(Akbal ve Baytaş, 2005):**

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = -Gr_c \frac{\partial C^*}{\partial X} \qquad \textbf{(3.11)}$$

$$\varepsilon\frac{\partial C^*}{\partial \tau} + U\frac{\partial C^*}{\partial \mathrm{X}} + V\frac{\partial C^*}{\partial \mathrm{Y}} = \frac{1}{Sc}\left(\frac{\partial^2 C^*}{\partial \mathrm{X}^2} + \frac{\partial^2 C^*}{\partial \mathrm{Y}^2}\right) - \lambda^*\left[CRT + C^*\right] \qquad \textbf{(3.12)}$$

Boyutsuz denklemlerde yer alan bazı boyutsuz sayılar aşağıdaki gibidir:

$$Gr_c = \frac{gK\beta_C L\Delta C}{\nu^2}, \; Sc = \frac{\nu}{D}, \; \lambda^* = \frac{\lambda L^2}{\nu} = \frac{0{,}693 L^2}{\nu \; t_{1/2}}, \; CRT = \frac{C_{sağ}}{\Delta C} \qquad \textbf{(3.13)}$$

Burada Gr_C derişiklik Grashof sayısını; Sc Schmidt sayısını; λ^* boyutsuz bozunum sabitini; CRT derişiklik oranını göstermektedir.

Denklem (3.11) ve Denklem (3.12) için boyutsuzlaştırılmış başlangıç ve sınır şartları aşağıdaki gibidir.

$\tau = 0 \qquad \Psi = C^* = 0$ her yerde

$$\tau > 0 \qquad \Psi = 0 \qquad C^* = 1 \qquad X = 0$$

$$\Psi = 0 \qquad C^* = 0 \qquad X = 1$$

$$\Psi = 0 \qquad \frac{\partial C^*}{\partial Y} = 0 \qquad Y = 0,1 \tag{3.14}$$

Düşey duvarlarda ortalama Sherwood sayısı, duvar boyunca derişiklik değişimlerinin ortalaması alınarak hesaplanır.

$$\overline{Sh} = \int_0^1 \left(\frac{\partial C^*}{\partial X} \right)_{X=0,1} dY \tag{3.15}$$

Çalışmada buraya kadar, gözenekli ortam içerisinde radyoaktif bir gaz olduğu ve bu gazın da bir taraftan bozunarak derişikliğin azaldığı düşünülmüştür. Gözenekli ortamlar için iyi bir örnek olan toprak veya nükleer bir yakıt göz önüne alındığı zaman, radyoaktif gaz hem ortamın gözeneklerinde bulunur hem de bir yandan ortamın katı kısmı tarafından üretilebilir. Örneğin, toprakta radon gazı yine toprak bileşenleri tarafından üretilir, nükleer bir yakıtta radyoaktif bozunumlar yine radyoaktif olan gazları üretebilir. Bu nedenle, gözenekli ortamın katı kısmında radyoaktif gazın ürediği hal de incelenmiştir. Bu durumda akım fonksiyonunda herhangi bir değişiklik olmamaktadır, gözenekli ortamın katı kısmında gazın üremesi Denklem (3.9)'a aşağıdaki gibi eklenmiştir.

$$\varepsilon \frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + \upsilon \frac{\partial C}{\partial y} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) - \lambda C + (1 - \varepsilon) C''' \tag{3.16}$$

Denklem (3.16)'nın boyutsuzlaştırılması için Denklem (3.10)'daki boyutsuz değişkenler kullanılmıştır. Denklem (3.16)'nın boyutsuzlaştırılması sırasında C''' için Fick Yasası'ndan yararlanılmıştır. Fick Yasası'na göre kütle akısı aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$J_A = -D_{AB}\frac{dC_A}{dx} \tag{3.17}$$

Burada $J_A\left[kg/m^2 s\right]$ A türünün kütle akısını, $D_{AB}\left[m^2/s\right]$ A türünün B türü içerisinde yayınım katsayısını, $C_A\left[kg/m^3\right]$ A türünün derişikliğini göstermektedir. Derişiklik üretim hızı ise

$$C''' = \frac{J_A}{L} \qquad \left[\frac{kg}{m^3 s}\right] \tag{3.18}$$

şeklinde tanımlanır. Denklem (3.17) ve (3.18)'den hareketle derişiklik üretim hızı boyutsuzlaştırma sırasında aşağıdaki gibi Denklem (3.16)'da yerleştirilir.

$$C''' \cong D\frac{\Delta C}{L^2} \tag{3.19}$$

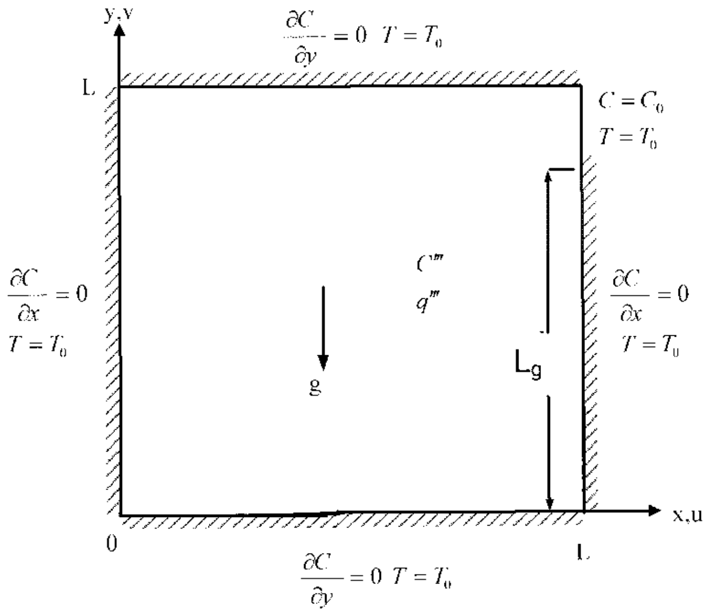
Sonuç olarak, katı kısmında radyoaktif gazın ürediği gözenekli ortam için boyutsuz derişiklik denklemi aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\varepsilon\frac{\partial C^*}{\partial \tau} + U\frac{\partial C^*}{\partial X} + V\frac{\partial C^*}{\partial Y} + \lambda^* C^* = \frac{1}{Sc}\left(\frac{\partial^2 C^*}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C^*}{\partial Y^2}\right) - \lambda^* CRT + \frac{(1-\varepsilon)}{Sc} \tag{3.20}$$

3.1.1.2 Doğal Taşınımla Isı ve Kütle Geçişi

Bu aşamaya kadar gözenekli ortamdaki kütle geçişi, akışkanın kapalı kap içerisindeki doğal taşınımın yanı sıra bozunumu ve üretimi de dikkate alınarak incelenmiştir. Birçok sistemde ve doğada, derişikliğin yanı sıra ısıl etkiler de doğal taşınımı yönlendirmektedir. Bu nedenle son yıllarda ısı ve kütle geçişinin bir arada olduğu doğal taşınım koşulları yaygın olarak çalışılmaktadır. Bu aşamadan sonra doğal taşınımla ısı ve kütle geçişi incelenecektir. İnceleme sırasında akışkan radyoaktif özellik taşımamaktadır ve temel matematiksel modelde bazı sınır koşulları değiştirilmiştir.

Problemi incelemek için oluşturulan matematiksel model ve koordinat sistemi Şekil 3.2'de gösterilmiştir. Kare kap bütün duvarlarından soğutulmaktadır. Sağ duvar kısmen geçirgen olup diğer sınırlar Şekil 3.2'de gösterildiği gibi geçirgen değildir. Gözenekli ortamda katı kısımda hem ısı hem de derişiklik üretimi vardır.



Şekil 3.2: Doğal taşınımla ısı ve kütle geçişi için kullanılan matematiksel model ve koordinat sistemi

Isı ve kütle yayılımındaki Soret and Dofour etkileri ihmal edilmiştir. Darcy Yasası'nın geçerli olduğu kabul edilen gözenekli ortamda, akışkanın normal Boussinesq akışkan olduğu kabul edilmiştir. Bu kabuller altında, sabit basınçta sıcaklık ve derişiklik üzerindeki yoğunluk değişimlerini dikkate alan Denklem (2.24) kullanılmıştır.

Bu durumda doğal taşınımla ısı ve kütle geçişi için momentum, enerji ve derişiklik temel denklemleri aşağıdaki gibidir:

$$\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial \upsilon}{\partial x} = -\frac{Kg\beta_T}{\nu}\left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\beta_C}{\beta_T}\frac{\partial C}{\partial x}\right) \qquad \textbf{(3.21)}$$

$$\rho c_p\left(\sigma\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + \upsilon\frac{\partial T}{\partial y}\right) = k\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) + (1-\varepsilon)q''' \qquad \textbf{(3.22)}$$

$$\varepsilon\frac{\partial C}{\partial t} + u\frac{\partial C}{\partial x} + \upsilon\frac{\partial C}{\partial y} = D\left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2}\right) + (1-\varepsilon)C''' \qquad \textbf{(3.23)}$$

Momentum Denklemi (3.21), akım fonksiyonu $\psi(x, y)$ cinsinden yazılıp düzenlenirse:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -\frac{Kg\beta_T}{\nu}\left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\beta_C}{\beta_T}\frac{\partial C}{\partial x}\right) \qquad \textbf{(3.24)}$$

Denklem (3.22), (3.23) ve (3.24) için kullanılan boyutsuz değişkenler aşağıdaki gibidir:

$$\Psi = \frac{\psi}{\alpha} \tag{3.25a}$$

$$\mathrm{X}, \mathrm{Y} = \frac{x, y}{L} \tag{3.25b}$$

$$U, V = \frac{u, \upsilon}{\alpha / L} \tag{3.25c}$$

$$\tau = \frac{\alpha}{L^2} t \tag{3.25d}$$

$$\theta = \frac{T - T_0}{\Delta T} \tag{3.25e}$$

$$C^* = \frac{C - C_0}{\Delta C} \tag{3.25f}$$

Burada $\Delta T = \dfrac{q''' L^2}{k}$ ve $\Delta C = \dfrac{C''' L^2}{D}$ şeklindedir. Boyutsuz değişkenleri kullanarak elde edilen boyutsuz akım fonksiyonu, boyutsuz enerji ve boyutsuz derişiklik denklemleri aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = -Ra \left(\frac{\partial \theta}{\partial X} + N \frac{\partial C^*}{\partial X} \right) \tag{3.26}$$

$$\sigma \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} + (1 - \varepsilon) \tag{3.27}$$

$$\varepsilon \frac{\partial C^*}{\partial \tau} + U \frac{\partial C^*}{\partial X} + V \frac{\partial C^*}{\partial Y} = \frac{1}{Le} \left(\frac{\partial^2 C^*}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C^*}{\partial Y^2} \right) + \frac{(1 - \varepsilon)}{Le} \tag{3.28}$$

Burada Ra Rayleigh sayısı, N yüzdürme oranı ve Le Lewis sayısı olmak üzere: $Ra = \dfrac{K g \beta_T L \Delta T}{\nu \alpha}$, $N = \dfrac{\beta_C \Delta C}{\beta_T \Delta T}$ ve $Le = \dfrac{\alpha}{D}$ şeklindedir.

Denklem (3.26), (3.27) ve (3.28) için boyutsuzlaştırılmış başlangıç ve sınır şartları geçirgen olmayan ve kısmen geçirgen olan duvarlar için aşağıdaki gibidir **(Akbal ve Baytaş,2007)**.

$$
\begin{array}{lllll}
\tau = 0 & \Psi = 0, & C^* = 0, & \theta = 0 & her\ \ yerde \\
\tau \rangle 0 & \Psi = 0, & \dfrac{\partial C^*}{\partial Y} = 0, & \theta = 0 & Y = 0{,}1 \\
\tau \rangle 0 & \Psi = 0, & \dfrac{\partial C^*}{\partial X} = 0, & \theta = 0 & X = 0
\end{array} \qquad \textbf{(3.29)}
$$

$$
\begin{array}{llll}
\tau \rangle 0 & \Psi = 0, & \dfrac{\partial C^*}{\partial X} = 0, & \theta = 0 \quad X = 1 \quad 0 \le Y \le A_g \\
\tau \rangle 0 & \Psi = 0, & C^* = 0, & \theta = 0 \quad X = 1 \quad A_g \langle Y \langle 1
\end{array} \qquad \textbf{(3.30)}
$$

Burada, duvarın geçirgen olmayan kısmının uzunluğunun duvar uzunluğuna oranı $A_g = L_g / L$ ve değeri $A_g = 0{,}75$'dir. Geçirgen bir duvardan kütle geçişinin yeterince küçük olması koşuluyla akım fonksiyonu bu sınırda sabit olarak alınabilir, **(Costa, 1997b).** Bu çalışmada da, sağ duvarın geçirgen olan bölgesinde kütle geçişi sızıntı şeklinde kabul edilmiş ve denklem (3.30)'da veriliği gibi aynı bölgede akım fonksiyonu sabit alınmıştır. Kısmen geçirgen duvardaki yerel Nusselt ve Sherwood sayıları sırasıyla sınır boyunca derişiklik ve sıcaklık değişimlerinin ortalaması olarak hesaplanır.

$$
Sh_{yer} = \int_{A_g}^{1} \frac{\partial C^*}{\partial X} dY \qquad\qquad Nu_{yer} = \int_{A_g}^{1} \frac{\partial \theta}{\partial X} dY \qquad \textbf{(3.31)}
$$

3.1.2. Geliştirilmiş Darcy (Darcy-Brinkman) Modeli

Bu çalışmada Şekil 3.2'de tanımlanan matematiksel model için ısı ve kütle geçişi Darcy-Brinkman modeli kullanılarak da incelenmiştir. Brinkman, Darcy Yasası'na viskoz difüzyon etkisini ilave ederek yasayı geliştirmiştir. Darcy- Brinkman modeli, Darcy (Da) sayısının etkisinin açıkça görüldüğü bir modeldir. Da sayısı, gözenekli ortamın geçirgenliği ile doğru orantılıdır, bu durum geçirgenliğin ısı ve kütle geçişi üzerindeki etkisinin doğrudan doğruya incelenmesini mümkün kılmaktadır. Bu çalışmada Darcy-Brinkman modeli kullanılırken momentum denklemi çevrinti (vorticity) ve akım fonksiyonundan yararlanılarak oluşturulmuştur. Çevrintinin hızlar ve akım fonksiyonu cinsinden ifadesi aşağıdaki gibidir:

$$\omega = \frac{\partial \upsilon}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = -\left(\nabla^2 \psi\right) \tag{3.32}$$

Denklem (3.32)'den yararlanılarak, momentum dengesi için Navier-Stokes denklemi, Darcy-Brinkman eşitliği de dahil edilerek aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon^2}\left(u\frac{\partial \omega}{\partial x} + \upsilon\frac{\partial \omega}{\partial y}\right) = -\frac{\nu}{K}\omega + \nu\left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2}\right) + g\beta_T\left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\beta_C}{\beta_T}\frac{\partial C}{\partial x}\right) \tag{3.33}$$

Denklem (3.33)'deki **Ç**evrinti **T**aşınım **D**enklemi (ÇTD) (Vorticity Transport Equation) boyutsuzlaştırılırken, denklem (3.25)'deki boyutsuz değişkenler kullanılmıştır ve boyutsuz çevrinti değişkeni aşağıdaki gibi tanımlanmıştır.

$$W = \frac{\omega}{\alpha / L^2} \tag{3.34}$$

Sonuçta boyutsuz ÇTD aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\begin{aligned} &\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial W}{\partial \tau} + \frac{1}{\varepsilon^2}\left(U\frac{\partial W}{\partial X} + V\frac{\partial W}{\partial Y}\right) = -\frac{\Pr}{Da}W + \Pr\left(\frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Y^2}\right) \\ &+ \frac{Ra\Pr}{Da}\left(\frac{\partial \theta}{\partial X} + \frac{\beta_C}{\beta_T}\frac{\partial C^*}{\partial X}\right) \end{aligned} \tag{3.35}$$

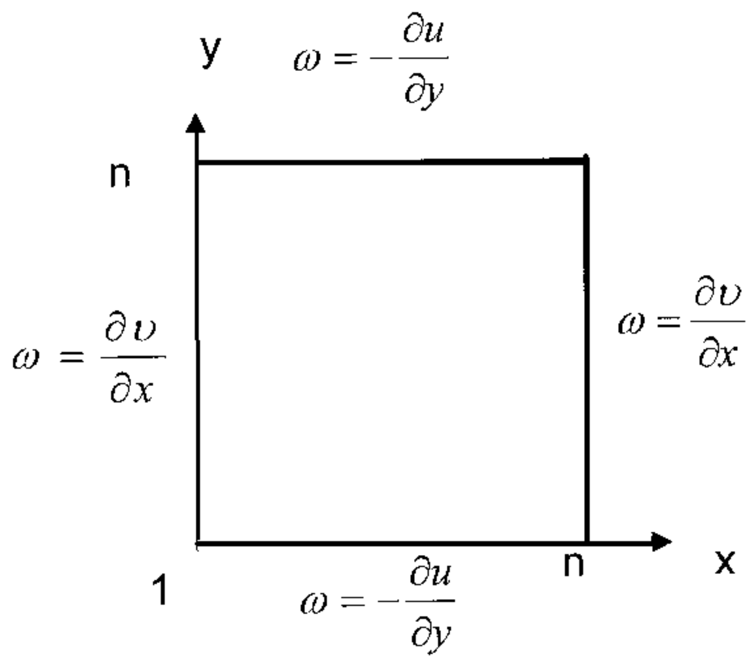
Denklem (3.35)'de yer alan Prandtl sayısı $\Pr = \frac{\nu}{\alpha}$ ve Darcy sayısı $Da = \frac{K}{L^2}$ şeklindedir.

Çalışmanın bu kısmında Şekil 3.2'deki matematiksel model için doğal taşınım ile ısı ve kütle geçişi Darcy-Brinkman modeli kullanılarak incelenirken denklem (3.35), (3.27) ve (3.28) çözülmüştür. Denklem (3.27) ve (3.28) için sınır koşulları denklem (3.29) ve (3.30)'da verilmiştir. Boyutsuz çevrinti taşınım denkleminin çözümü için ise gözenekli ortamın sınırlarında çevrintinin tanımlanması gerekmektedir. Katı duvarlarda çevrinti, denklem (3.32)'deki tanımından hareketle bulunabilir. Denklem (3.32) düşey duvarlar için yazıldığında yatay yöndeki hızın değişimi, yatay duvarlar için yazıldığında düşey yöndeki hızın değişimi yoktur. Şekil 3.3'de sınırlar için çevrinti değerleri gösterilmiştir.

Çevrinti değerleri akım fonksiyonları cinsinden ifade edilirse aşağıdaki gibi yazılır.

$$\omega = \frac{\partial \upsilon}{\partial x} = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \text{ düşey duvarlar için} \tag{3.36a}$$

$$\omega = -\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \text{ yatay duvarlar için} \tag{3.36b}$$



Şekil 3.3: Gözenekli ortam sınırlarında çevrinti değerleri

Sonuçta, akım fonksiyonu cinsinden sınırlarda boyutsuz çevrinti değerleri i,j=1,..n ve n'de ızgara boyutu olmak üzere aşağıdaki gibidir.

$$W_{1,j} = -\left.\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2}\right|_{1,j} \text{ sol duvar} \tag{3.37a}$$

$$W_{n,j} = -\left.\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2}\right|_{n,j} \text{ sağ duvar} \tag{3.37b}$$

$$W_{i,1} = -\left.\frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2}\right|_{i,1} \text{ alt duvar} \tag{3.37c}$$

$$W_{i,n} = -\left.\frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2}\right|_{i,n} \quad \text{üst duvar} \tag{3.37d}$$

Bu bölümde, doktora tez çalışmasında kullanılan matematiksel modeller ve bu modeller için doğal taşınımla ısı ve kütle geçişinin incelendiği boyutsuz korunum denklemleri, ilgili başlangıç ve sınır koşulları açıklanmıştır. Burada, boyutsuz korunum denklemleri hücre merkezli sonlu hacimler yöntemi ile ayrıklaştırılmıştır. Boyutsuz akım fonksiyonları SOR (Successive Over Relaxation) ve boyutsuz derişiklik, enerji ve çevrinti taşınım denklemleri ADI (Alternating Direction Implicit) yöntemleri ile çözülmüştür. Bölümün bundan sonraki kısmında sayısal yöntem hakkında bilgi verilmiştir.

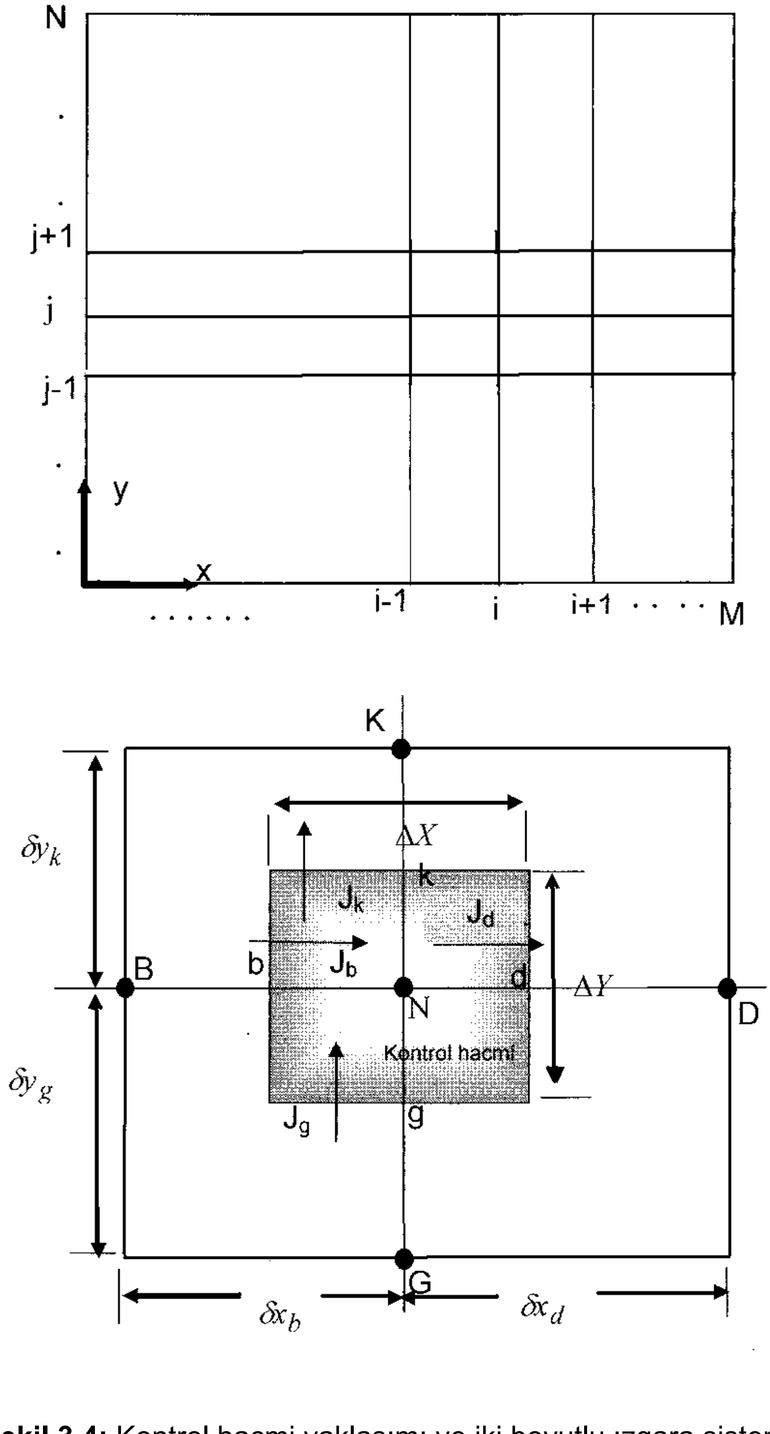
3.2. Sayısal Yöntemin Tanıtımı

Çalışmada, doğal taşınımla ısı ve kütle geçişini tanımlayan korunum denklemleri kontrol hacmi yaklaşımı yapılarak sonlu farklar yöntemine göre ayrıklaştırılmıştır. Kontrol hacmi yaklaşımı ile korunum denklemlerini oluşturan kısmi türevli diferansiyel denklemler bir nokta yerine, noktanın etrafındaki bir hacme yaklaştırılır.

Şekil 3.4 Kontrol hacmi yaklaşımı ve iki boyutlu ızgara sistemini göstermektedir. Şekil 3.4'de görüldüğü gibi ızgaraların kesişmesiyle oluşan her düğüm noktası etrafında bir kontrol hacmi belirlemek mümkündür. Seçilen herhangi bir düğüm noktasının tüm komşu düğüm noktalarıyla arasındaki orta noktalar belirlenip, bu noktalar üzerinden çizilebilen yeni dörtgensel bölge o düğüm noktasına ait kontrol hacmini oluşturmaktadır.

Kontrol hacmi yaklaşımı uygulanarak yapılan ayrıklaştırma sonucu kütle, momentum, enerji korunumu sadece seçilen kontrol hacminde değil tüm çözüm alanında da sağlanmaktadır **(Patankar, 1980).** Seçilen kontrol hacminin merkezindeki düğüm noktası, o kontrol hacmine ait sıcaklık, akım, derişiklik, çevrinti gibi tüm bağımlı değişkenlerin özelliklerini temsil eder.

Bu çalışmada kullanılan matematiksel modellere göre oluşturulan kısmi türevli diferansiyel denklemlerden, boyutsuz akım fonksiyonları eliptik, boyutsuz momentum, enerji, derişiklik ve çevrinti taşınım denklemleri parabolik denklemlerdir. Bu bölümde eliptik ve parabolik denklemlerin sonlu hacimler yöntemine göre çözümü incelenecektir.



Şekil 3.4: Kontrol hacmi yaklaşımı ve iki boyutlu ızgara sistemi

3.2.1. Poisson Eliptik Denkleminin Çözümü

Bu çalışmada yer alan akım fonksiyonu denklemlerinin tek tek çözüm yöntemi yerine genel poisson eliptik denkleminin çözümü açıklanacaktır. Poisson eliptik denkleminin genel yazılımı aşağıdaki gibidir.

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial X^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial Y^2}=-\Omega \tag{3.38}$$

Denklem (3.38)'de ki Ω teriminin çalışmadaki boyutsuz akım fonksiyon eşitliklerindeki karşılıkları Tablo 3.1'de verilmiştir.

Tablo 3.1: Genel poisson eliptik denkleminde yer alan Ω teriminin boyutsuz akım fonksiyonlarındaki açılımları

Denklem (3.38)	Denklem (3.11)	Denklem (3.26)
Ω	$Gr_c\dfrac{\partial C^*}{\partial X}$	$Ra\left(\dfrac{\partial\theta}{\partial X}+N\dfrac{\partial C^*}{\partial X}\right)$

Denklem (3.38)'in Şekil (3.4)' deki gibi bir kontrol hacmi üzerinden integrali alınırsa;

$$\int_b^d\int_g^k\frac{\partial}{\partial X}\left(\frac{\partial\Psi}{\partial X}\right)dXdY+\int_b^d\int_g^k\frac{\partial}{\partial Y}\left(\frac{\partial\Psi}{\partial Y}\right)dXdY=-\int_b^d\int_g^k\Omega dXdY \tag{3.39}$$

$$\int_b^d\left(\frac{\partial\Psi}{\partial X}\right)dY+\int_g^k\left(\frac{\partial\Psi}{\partial Y}\right)dX=-\Omega\Delta X\Delta Y \tag{3.40}$$

$$\left[\left(\frac{\partial\Psi}{\partial X}\right)_d-\left(\frac{\partial\Psi}{\partial X}\right)_b\right]\Delta Y+\left[\left(\frac{\partial\Psi}{\partial Y}\right)_k-\left(\frac{\partial\Psi}{\partial Y}\right)_g\right]\Delta X=-\Omega\Delta X\Delta Y \tag{3.41}$$

$$\left[\frac{\Psi_D-\Psi_N}{\delta x_d}-\frac{\Psi_N-\Psi_B}{\delta x_b}\right]\Delta Y+\left[\frac{\Psi_K-\Psi_N}{\delta y_k}-\frac{\Psi_N-\Psi_G}{\delta y_g}\right]\Delta X=-\Omega\Delta X\Delta Y \tag{3.42}$$

seçilen noktadaki akım değeri Ψ_N, aşağıdaki gibi olacaktır.

$$\Psi_N = \frac{1}{D_d + D_b + D_k + D_g}\left[D_d \Psi_D + D_b \Psi_B + D_k \Psi_K + D_g \Psi_G + \Omega \Delta X \Delta Y\right] \quad \textbf{(3.43)}$$

Burada D_d , D_b, D_k ve D_g aşağıdaki gibi tanımlanmıştır.

$$D_d = \frac{\Delta Y}{\delta x_d},\ D_b = \frac{\Delta Y}{\delta x_b},\ D_k = \frac{\Delta X}{\delta y_k},\ D_g = \frac{\Delta X}{\delta y_g} \quad \textbf{(3.44)}$$

Seçilen ızgarada tüm sınır değerleri belli ve mevcut (NxM) tane nokta olduğuna göre bilinmeyen sayısı [(N–2)x(M–2)]'dir. Denklem (3.43)'deki Ψ_N değerleri tüm bu iç noktalar için çözülür. SOR metoduna göre iterasyon sayısını azaltmak veya çözümü hızlandırmak için η hızlandırma (overrelaxation) katsayısı kullanılır. k iterasyon adımını göstermek üzere aşağıdaki eşitlik sağlanıncaya kadar iterasyona devam edilir.

$$\Psi_N^{k+1} = \eta \Psi_N + (1-\eta)\Psi_N^k \quad \textbf{(3.45)}$$

Yapılan çalışmada en uygun hızlandırma parametresi 1.86 olarak belirlenmiştir.
Çözümde yakınsama kriteri (δ);

$$\left|\Psi_{i,j}^{k+1} - \Psi_{i,j}^{k}\right| \le \delta \quad \textbf{(3.46)}$$

şeklinde seçilmiş ve 10^{-5} alınmıştır.

3.2.2. Parabolik Denklemlerin çözümü

Çalışmada, zamana bağlı değişimin olduğu derişiklik, enerji ve çevrinti taşınım denklemleri parabolik denklemlerdir ve bu denklemlerin zamana bağlı terimleri ileri farklarla, doğrusal olmayan taşınım terimleri ise ''power law'' şemasına göre doğrusallaştırılarak ayrıklaştırılmıştır. Bu denklemlerin ayrı ayrı ayrıklaştırılmasından ziyade genel bir parabolik denklemin ayrıklaştırılması **Patankar (1980)'**den yararlanılarak aşağıda açıklanmıştır.

ϕ bir bağımlı değişken, Γ yayılım terimi, γ ortamın özelliğini ifade eden terim ve S'de kaynak terimi olmak üzere genel parabolik denklem aşağıda verilmiştir.

$$\gamma \frac{\partial \phi}{\partial \tau} + U \frac{\partial \phi}{\partial X} + V \frac{\partial \phi}{\partial Y} = \Gamma \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial Y^2} \right) + S \qquad \textbf{(3.47)}$$

Tablo 3.2, Denklem (3.47)'de yer alan ϕ, γ, Γ ve S terimlerinin mevcut parabolik denklemlerdeki karşılıklarını göstermektedir.

T**ablo 3.2:** Genel parabolik denkleminde yer alan terimlerin, boyutsuz korunum denklemlerindeki açılımları

Denklem (3.47)	ϕ	γ	Γ	S
Denklem (3.12)	C^*	ε	$\frac{1}{Sc}$	$-\lambda^*(CRT + C^*)$
Denklem (3.20)	C^*	ε	$\frac{1}{Sc}$	$-\lambda^*(CRT + C^*) + \frac{(1-\varepsilon)}{Sc}$
Denklem (3.27)	θ	σ	1	$(1-\varepsilon)$
Denklem (3.28)	C^*	ε	$\frac{1}{Le}$	$\frac{(1-\varepsilon)}{Le}$
Denklem (3.35)	W	ε	$\varepsilon^2 \Pr$	$-\frac{\varepsilon^2 \Pr}{Da} W + \frac{\varepsilon^2 \Pr Ra}{Da}\left(\frac{\partial \theta}{\partial X} + N \frac{\partial C^*}{\partial X}\right)$

Denklem (3.47), toplam akı terimleri yardımıyla,

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} + \frac{\partial J_x}{\partial X} + \frac{\partial J_y}{\partial Y} = S \qquad \textbf{(3.48)}$$

şeklinde yazılabilir. Burada J_x ve J_y sırasıyla x ve y yönündeki taşınım ve yayınımdan kaynaklanan toplam akıları ifade etmektedirler ve aşağıdaki gibi tanımlanırlar:

$$J_x = U\phi - \frac{\partial \phi}{\partial X} \qquad J_y = V\phi - \frac{\partial \phi}{\partial Y} \qquad \textbf{(3.49)}$$

Şekil 3.4'deki kontrol hacmi üzerinden Denklem (3.48)'in integrali alınarak aşağıdaki gibi ayrıklaştırılır:

$$\int_{t}^{t+\Delta t}\int_{b}^{d}\int_{g}^{k}\frac{\partial\phi}{\partial\tau}dXdYd\tau+\int_{t}^{t+\Delta t}\int_{b}^{d}\int_{g}^{k}\frac{\partial J_x}{\partial X}dXdYd\tau+\int_{t}^{t+\Delta t}\int_{b}^{d}\int_{g}^{k}\frac{\partial J_y}{\partial Y}dXdYd\tau=\int_{t}^{t+\Delta t}\int_{b}^{d}\int_{g}^{k}SdXdYd\tau \quad \textbf{(3.50)}$$

$$\left(\phi_N^{t+\Delta t}-\phi_N^{t}\right)\frac{\Delta X\Delta Y}{\Delta\tau}+J_d-J_b+J_k-J_g=S\Delta X\Delta Y \quad \textbf{(3.51)}$$

Burada J_d, J_b, J_k ve J_g kontrol hacmi yüzeylerinden geçen integre edilmiş toplam akıları göstermektedirler. Her bir noktanın bulunduğu ara yüzey üzerindeki toplam akıların açık ifadeleri aşağıda verilmiştir.

$$J_d=\int J_x dY\ ,\ J_b=\int J_x dY\ ,\ J_k=\int J_y dX \text{ ve } J_g=\int J_y dX \quad \textbf{(3.52)}$$

Aynı şekilde süreklilik denklemi de seçilen kontrol hacmi üzerinden integrali alınarak, ayrıklaştırıldığında,

$$\int_{b}^{d}\int_{g}^{k}\frac{\partial U}{\partial X}dXdY+\int_{b}^{d}\int_{g}^{k}\frac{\partial V}{\partial Y}dXdY=0 \quad \textbf{(3.53)}$$

$$\left(U_d-U_b\right)\Delta Y+\left(V_k-V_g\right)\Delta X=0 \quad \textbf{(3.54)}$$

elde edilir.

Burada ara yüzey noktalarındaki hızlar komşu iki düğüm noktasındaki hız değerlerinin aritmetik ortalaması alınarak aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır.

$$U_d=\frac{U_D+U_N}{2}\ ,\ U_b=\frac{U_B+U_N}{2}\ ,\ V_k=\frac{V_K+V_N}{2}\ ,\ V_g=\frac{V_G+V_N}{2} \quad \textbf{(3.55)}$$

Kütle akış hızı, F =hız x kesit tanımından yararlanılarak, her bir kontrol hacmi yüzeyindeki kütle akış hızları sırası ile aşağıdaki gibi yazılır.

$$F_d=U_d\Delta Y\ ,\ F_b=U_b\Delta Y\ ,\ F_k=V_k\Delta X\ ,\ F_g=V_g\Delta X \quad \textbf{(3.56)}$$

Bu durumda denklem (3.54), denklem (3.56) kullanılarak aşağıdaki biçimde yeniden yazılabilir.

$$F_d - F_b + F_k - F_g = 0 \qquad \textbf{(3.57)}$$

Denklem (3.57), N düğüm noktasında bağımlı değişkeni ifade eden ϕ_N terimi ile çarpılarak Denklem (3.51) ‘den çıkarıldığında aşağıdaki gibi olur.

$$\begin{aligned}&\left(\phi_N^{t+\Delta t} - \phi_N^t\right)\frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta \tau} + \left(J_d - F_d \phi_N\right) - \left(J_b - F_b \phi_N\right) + \\ &\left(J_k - F_k \phi_N\right) - \left(J_g - F_g \phi_N\right) = S \Delta X \Delta Y\end{aligned} \qquad \textbf{(3.58)}$$

Bu denklemde aşağıdaki tanımlar yapılarak,

$$J_d - F_d \phi_N = a_D\left(\phi_N - \phi_D\right) \qquad \textbf{(3.59a)}$$

$$J_b - F_b \phi_N = a_B\left(\phi_B - \phi_N\right) \qquad \textbf{(3.59b)}$$

$$J_k - F_k \phi_N = a_K\left(\phi_N - \phi_K\right) \qquad \textbf{(3.59c)}$$

$$J_g - F_g \phi_N = a_G\left(\phi_G - \phi_N\right) \qquad \textbf{(3.59d)}$$

denklem (3.58) yeniden yazılabilir.

$$\begin{aligned}&\frac{\left(\phi_N^{t+\Delta t} - \phi_N^t\right)}{\Delta \tau}\Delta X \Delta Y + a_D\left(\phi_N - \phi_D\right) - a_B\left(\phi_B - \phi_N\right) + \\ &a_K\left(\phi_N - \phi_K\right) - a_G\left(\phi_G - \phi_N\right) = S \Delta X \Delta Y\end{aligned} \qquad \textbf{(3.60)}$$

Denklem (3.60)’da $t + \Delta t \rightarrow m + 1$, $t \rightarrow m$ ile gösterilerek denklem aşağıdaki gibi yeniden yazılabilir.

$$\begin{aligned}&\frac{\left(\phi_N^{m+1} - \phi_N^m\right)}{\Delta \tau}\Delta X \Delta Y + a_D\left(\phi_N^{m+1} - \phi_D^{m+1}\right) - a_B\left(\phi_B^{m+1} - \phi_N^{m+1}\right) + \\ &a_K\left(\phi_N^{m+1} - \phi_K^{m+1}\right) - a_G\left(\phi_G^{m+1} - \phi_N^{m+1}\right) = S \Delta X \Delta Y\end{aligned} \qquad \textbf{(3.61)}$$

Denklem (3.61)’de yer alan a_D, a_B a_K ve a_G katsayılarının açık ifadeleri aşağıdaki gibi yazılır.

$$a_D = De_d A\left(\left|Pe_d\right|\right) + [[-F_d, 0]] \qquad \textbf{(3.62a)}$$

$$a_B = De_b A\left(\left|Pe_b\right|\right) + [[F_b, 0]] \qquad \textbf{(3.62b)}$$

$$a_K = De_k A\left(\left|Pe_k\right|\right) + [[-F_k, 0]] \qquad \textbf{(3.62c)}$$

$$a_G = De_g A\left(\left|Pe_g\right|\right) + \left[\!\left[F_g, 0\right]\!\right] \tag{3.62d}$$

Denklem (3.62)'de yer alan Pe, Peclet sayısı olarak tanımlanır ve taşınım ile yayınım arasındaki oranı ifade eder. Denklem (3.62)'de yer alan bazı terimlerin açık ifadeleri aşağıdaki gibidir.

$$Pe_d = \frac{F_d}{De_d} \tag{3.63a}$$

$$Pe_b = \frac{F_b}{De_b} \tag{3.63b}$$

$$Pe_k = \frac{F_k}{De_k} \tag{3.63c}$$

$$Pe_g = \frac{F_g}{De_g} \tag{3.63d}$$

$$De_d = \Gamma_d D_d \tag{3.64a}$$

$$De_b = \Gamma_b D_b \tag{3.64b}$$

$$De_k = \Gamma_k D_k \tag{3.64c}$$

$$De_g = \Gamma_g D_g \tag{3.64d}$$

Denklem (3.61) aşağıdaki gibi düzenlenebilir.

$$\begin{aligned} &\frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta \tau}\phi_N^{m+1} + a_D \phi_N^{m+1} + a_B \phi_N^{m+1} + a_K \phi_N^{m+1} + a_G \phi_N^{m+1} = \\ &S\Delta X \Delta Y + \frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta \tau}\phi_N^{m} + a_D \phi_D^{m+1} + a_B \phi_B^{m+1} + a_K \phi_K^{m+1} + a_G \phi_G^{m+1} \end{aligned} \tag{3.65}$$

Burada aşağıdaki tanımlar yapılarak

$$a_N^0 = \frac{\Delta X \Delta Y}{\Delta \tau} \tag{3.66a}$$

$$b = S\Delta X \Delta Y + a_N^0 \phi_N^m \tag{3.66b}$$

$$a_N = a_D + a_B + a_K + a_G + a_N^0 \tag{3.66c}$$

denklem (3.65) aşağıdaki gibi yeniden elde edilir.

$$a_N \phi_N^{m+1} = a_D \phi_D^{m+1} + a_B \phi_B^{m+1} + a_K \phi_K^{m+1} + a_G \phi_G^{m+1} + b \qquad \textbf{(3.67)}$$

Denklem (3.62)'de verilen $A(|Pe|)$ fonksiyonu, kullanılacak yönteme göre Tablo 3.3'den seçilir.

Bu doktora tez çalışmasında, parabolik korunum denklemlerinin doğrusal olmayan taşınım terimleri Powerlaw Şema'sına göre doğrusallaştırılmış ve bu denklemler literatürde kapalı kaplarda doğal taşınım problemlerinin çözümünde büyük kabul görmüş olan ADI (**A**lternating-**D**irection **I**mplicit) yöntemi ile çözülmüştür.

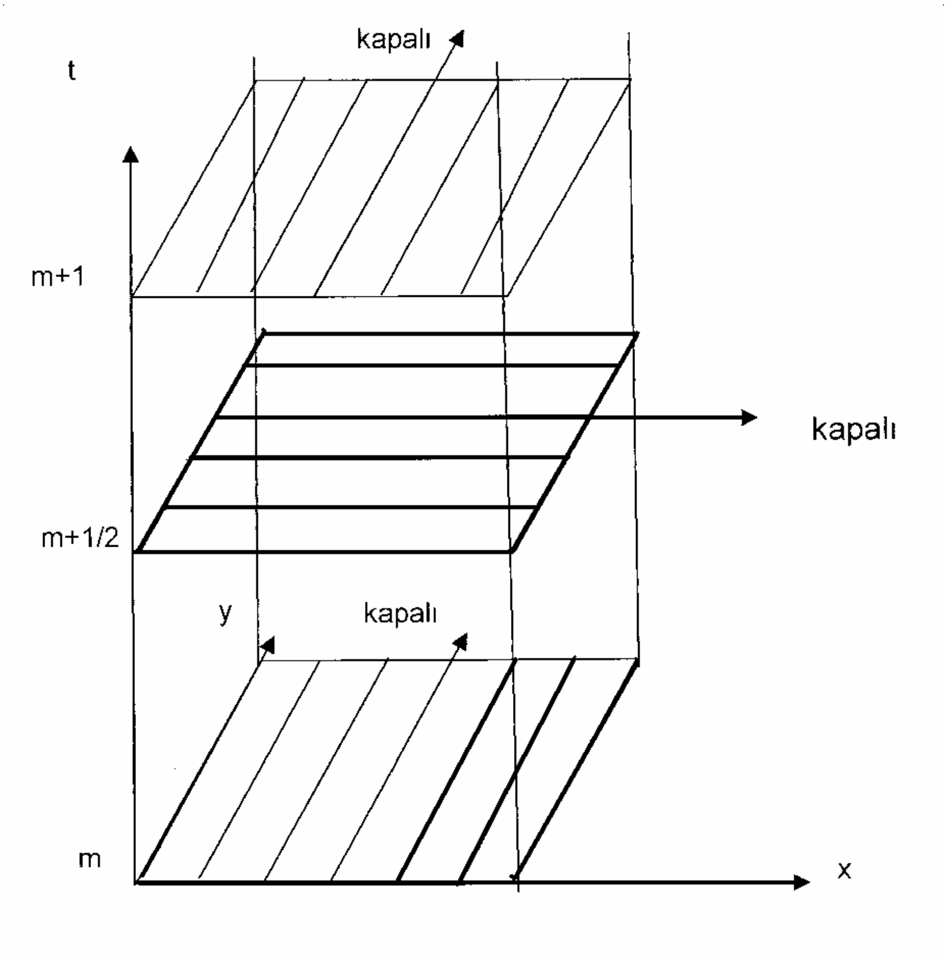
Tablo 3.3: Farklı yöntemler için $A(|Pe|)$ fonksiyonları (**Patankar, 1980**)

YÖNTEM	$A(\|Pe\|)$
MERKEZİ FARKLAR	1-0,5|*Pe*|
UPWIND	1
HYBRID	[[0, 1-0,5 |*Pe*|]]
POWERLAW	[[0, (1-1|*Pe*|^5)]]
EXPONENTIAL (EXACT)	|*Pe*|/[exp(|*Pe*|)-1]

3.2.3. İki Boyutlu ADI Yönteminin Tanıtılması

ADI yöntemine göre çözülecek olan ayrıklaştırılmış korunum denklemlerini çözmek için önce zaman adımı (Δt) iki eşit zaman dilimine bölünür. Şekil 3.5'deki şemaya göre m ile gösterilen indis t'inci zamana, $m+1/2$ indisi $(\Delta t/2)$'inci zaman adımına ve $m+1$ indisli adımda Δt zaman dilimine karşılık gelmektedir.

Şekil 3.5'de gösterildiği gibi korunum denklemi ilk yarı zaman adımı için yani $m-(m+1/2)$ arası için önce x yönünde kapalı (implicit) olarak ve ikinci yarı zaman adımı için yani $m+1/2\_m+1$ arası y yönünde kapalı çözüm yapılarak $t+\Delta t$ adımı için çözüm tanımlanır.



Şekil 3.5: ADI için işlem sırası

Yukarıda yapılan tanımlama yardımı ile genel halde yazılan Denklem (3.61) sırası ile x ve y yönünde ADI'a göre yazılırsa;

1.Adım

$$\frac{\left(\phi_N^{m+1/2} - \phi_N^m\right)}{\Delta\tau/2}\Delta X\Delta Y + a_D\left(\phi_N^{m+1/2} - \phi_D^{m+1/2}\right) - a_B\left(\phi_B^{m+1/2} - \phi_N^{m+1/2}\right) + a_K\left(\phi_N^m - \phi_K^m\right) - a_G\left(\phi_G^m - \phi_N^m\right) = S\Delta X\Delta Y \tag{3.68}$$

Denklem (3.68) düzenlendiğinde aşağıdaki gibi olacaktır:

$$\left(a_D + a_B + \frac{2\Delta X\Delta Y}{\Delta\tau}\right)\phi_N^{m+1/2} - a_D\phi_D^{m+1/2} - a_B\phi_B^{m+1/2} = S\Delta X\Delta Y + \left(\frac{2\Delta X\Delta Y}{\Delta\tau} - a_K - a_G\right)\phi_N^m + a_G\phi_G^m + a_K\phi_K^m \tag{3.69}$$

2. Adım

$$\frac{\left(\phi_N^{m+1}-\phi_N^{m+1/2}\right)}{\Delta\tau/2}\Delta X\Delta Y+a_D\left(\phi_N^{m+1/2}-\phi_D^{m+1/2}\right)-a_B\left(\phi_B^{m+1/2}-\phi_N^{m+1/2}\right)$$
$$+a_K\left(\phi_N^{m+1}-\phi_K^{m+1}\right)-a_G\left(\phi_G^{m+1}-\phi_N^{m+1}\right)=S\Delta X\Delta Y \qquad \textbf{(3.70)}$$

Bu denklem yeniden düzenlenirse

$$\left(\frac{2\Delta X\Delta Y}{\Delta\tau}+a_K+a_G\right)\phi_N^{m+1}-a_K\phi_K^{m+1}-a_G\phi_G^{m+1}=S\Delta X\Delta Y+$$
$$\left(\frac{2\Delta X\Delta Y}{\Delta\tau}-a_D-a_B\right)\phi_N^{m+1}+a_D\phi_D^{m+1/2}+a_B\phi_B^{m+1/2} \qquad \textbf{(3.71)}$$

elde edilir.

Denklem(3.69) ve Denklem(3.71)’den elde edilen sistem matrisleri üç bant genişlikli sağ taraflı matrislerdir. Söz konusu lineer sistem matrisleri Thomas Algoritması ile çözülmüştür.

Zamana bağlı değişim gösteren temel denklemlerin çözümü için ADI yöntemi şartsız olarak kararlı bir yöntemdir. Lineer olmayan parabolik korunum denklemleri için kararlılığı sağlayacak uygun Δt zaman adımı seçimi lineer denklemlerdeki gibi kolay olmamaktadır. Bu durumda uygun Δt zaman adımı olayın fiziğine bağlı olarak deneme yanılma ile bulunmaktadır.

4. GÖZENEKLİ ORTAMDA DOĞAL TAŞINIMIN DARCY MODELİ İLE İNCELENMESİ

4.1. Akışkana Doymuş Gözenekli Ortamda Doğal Taşınımla Gaz Yayınımının İncelenmesi

Madenciliğin gelişimi, yeraltı gazlarının çevre üzerindeki etkileri, özellikle yapı malzemeleri, toprak ve atıklardan yayılan gazların insan sağlığı üzerindeki olumsuz etkileri, gözenekli ortamlarda gaz yayınımının incelenmesini önemli kılmaktadır. Bu çalışmada gözenekli ortamlarda gaz geçişini yönlendiren etkenlerin geniş çapta incelenmesi hedeflenmiştir.

Çalışmada, öncelikle içerisinde radyoaktif bir gaz bulunan kare, tektürel ve gözenekli bir ortam ele alınarak, bu ortamda radyoaktif gazın doğal taşınım ile yayınımı incelenmiştir. Bu inceleme yapılırken, radyoaktif gazın gözenekli ortamın katı kısmı tarafından üretildiği veya üretilmediği iki hal göz önüne alınmıştır.

4.1.1. Gözenekli Ortamın Katı Kısmında Gaz Üretiminin Olmadığı Hal

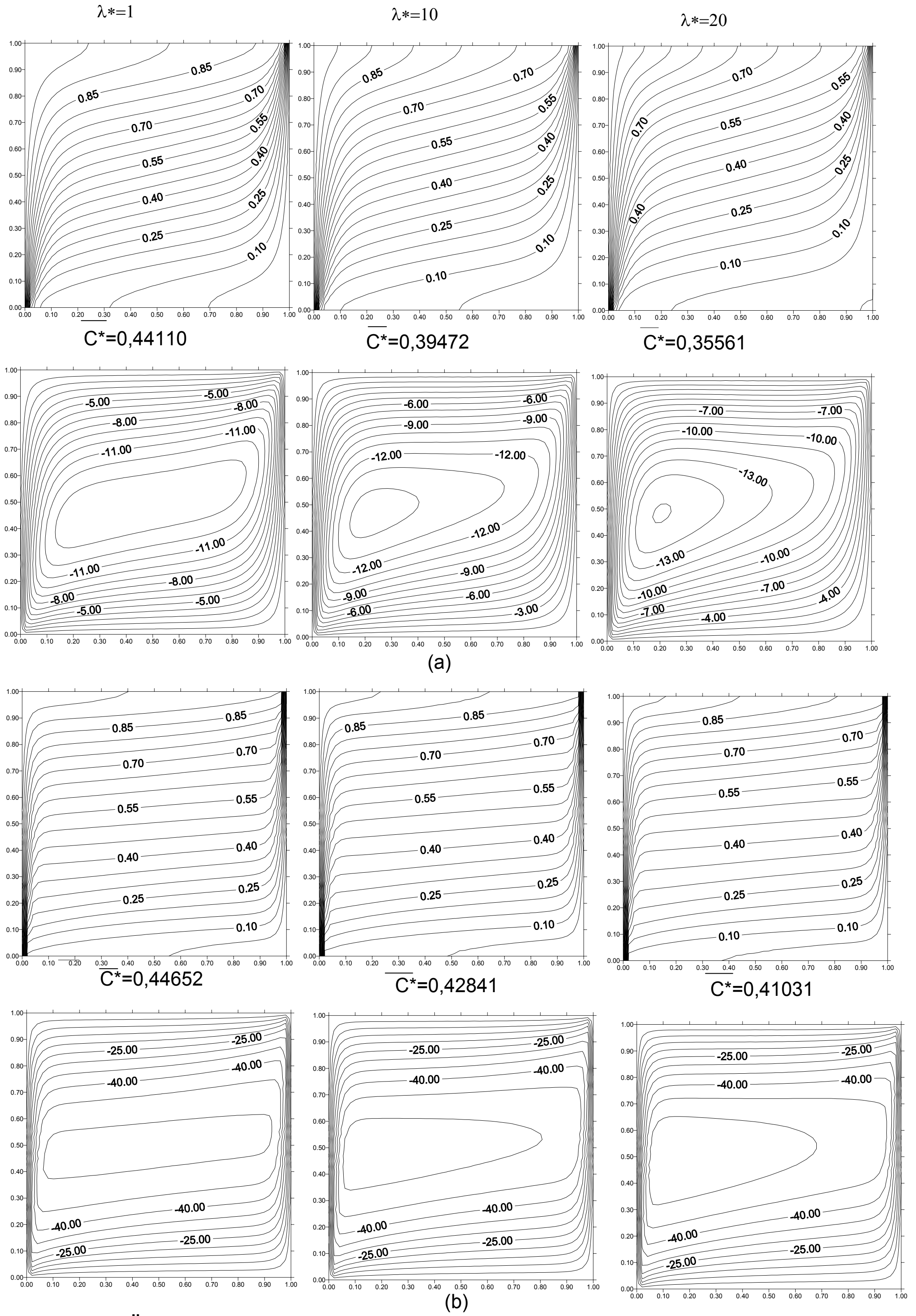
Çalışmada, Şekil 3.1'de görülen matematiksel model için Denklem (3.11) ve Denklem (3.12)'nin Denklem (3.14)'de verilen başlangıç ve sınır koşulları uygulanarak kararlı çözümleri elde edilmiştir. Boyutsuz akım fonksiyonu ve boyutsuz derişiklik denklemi hücre merkezli sonlu hacimler yöntemi ile ayrıklaştırılmıştır. Boyutsuz akım fonksiyonu SOR ve boyutsuz derişiklik denklemi ADI yöntemleri ile çözülmüşlerdir. Problemin çözümünde ızgara boyutu 44x44 ve zaman adımı $\Delta\tau = 10^{-4}$ alınmıştır. Gözeneklilik ve derişiklik oranı sabit tutulmuş ($\varepsilon = 0{,}4$ ve $CRT = 0{,}1$), diğer boyutsuz sayılar değiştirilerek çözüm yapılmıştır. Bu çalışmada, Grashof sayısı ($500 - 5\times10^{3}$), Schmidt sayısı ($0{,}5 - 4$) ve boyutsuz bozunum sabiti ($1 - 20$) aralığında değiştirilerek akım fonksiyonu ve derişiklik incelenmiştir **(Akbal ve Baytaş, 2005).**

Boyutsuz bozunum sabitinin ve Grashof sayısının derişiklik ve akım fonksiyonu üzerindeki etkileri Sc =1,0 için Şekil 4.1'de verilmiştir. Şekil 4.1 incelendiğinde bozunum sabitinin ve Grashof sayısının eş derişiklik ve akım fonksiyonu üzerindeki etkisi açık olarak görülmektedir. Şekil 4.1'de görüldüğü gibi her iki Grashof sayısı değeri için de boyutsuz bozunum sabitinin artışı ile ortamdaki ortalama derişiklik değeri azalmaktadır. Öte yandan Grashof sayısının artışı ortalama derişikliğin de artmasını sağlamaktadır. Bu arada her hal için derişiklik kabın üst kısmında alt kısmına göre daha büyük değerdedir. Şekil 4.1(a)'dan görüldüğü gibi boyutsuz bozunum sabitinin artışı ile merkezdeki akış hücresi sol duvara doğru yaklaşmaktadır. Grashof sayısı büyüyünce Şekil 4.1(b)'den görüleceği gibi akış hücresi hemen hemen her boyutsuz bozunum sabiti değerinde merkezi konumunu korumaktadır. Şekil 4.1'de derişiklik değişimlerinin kabın sol alt ve sağ üst kısmında, akım fonksiyonu değişimlerinin de düşey duvarlar boyunca fazla olduğu görülmektedir.

Şekil 4.2'de Sc sayısı 3 alınarak Grashof sayısı ve boyutsuz bozunum sabitine göre eş derişiklik ve akım fonksiyon eğrilerinin değişimi verilmiştir. Sc sayısına bağlı olarak eş derişiklik ve akım fonksiyon eğrilerinin değişimini görmek için Şekil 4.1 ve Şekil 4.2'nin karşılaştırılması gerekir. Sc sayısı artarken sağ ve sol duvarlarda oluşan derişiklik ve akım değişimleri artmıştır; ortalama derişiklik değerleri azalmıştır. En düşük ortalama derişiklik değerine boyutsuz bozunum değeri 20, Grashof değeri 500 ve Schmidt değeri 3 iken ulaşmaktadır; en büyük ortalama derişiklik değerine ise boyutsuz bozunum sabiti 1, Grashof değeri 5000 ve Schmidt değeri 1 iken ulaşmaktadır. En düşük ortalama derişiklik değerine sahip ortamın akış hücresinin sol duvara doğru yanaştığı, buna karşın en büyük ortalama derişiklik değerine sahip ortamın akış hücrelerinin en merkezi yapıda olduğu görülmektedir. Sc sayısındaki artış merkezi akış hücresini sol duvara yaklaştırırken Gr sayısındaki artış akış hücresini merkeze yaymaktadır.

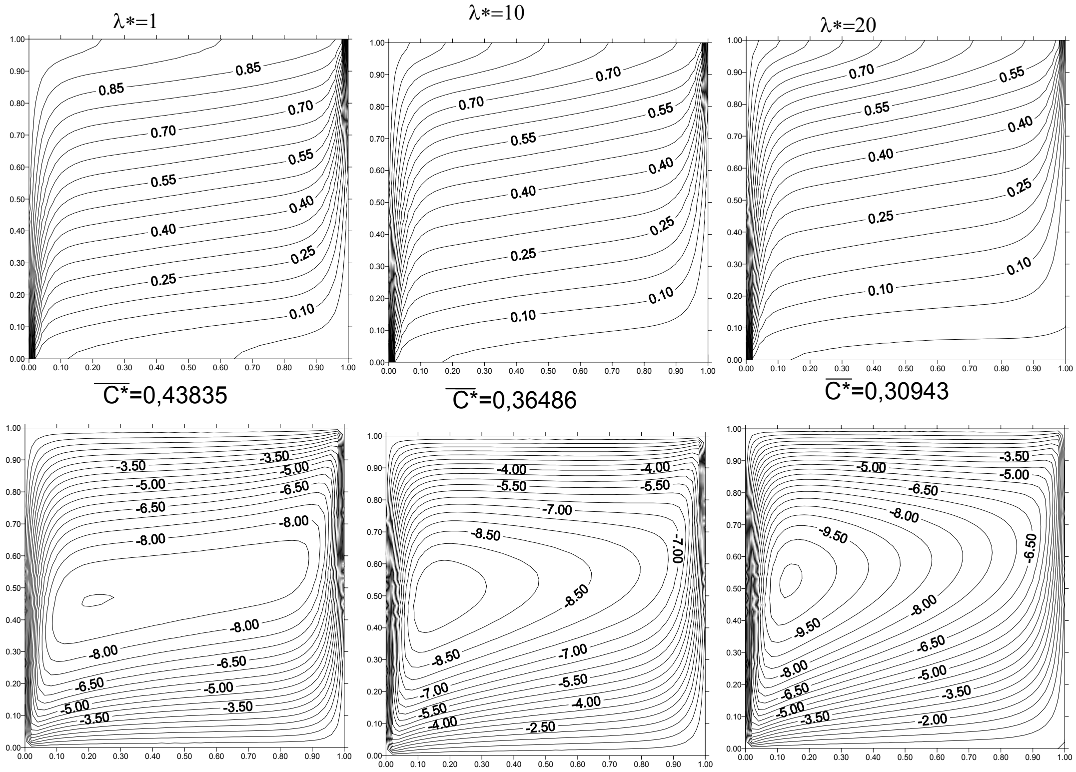
Sabit $Gr_c\,(=5\times10^3)$ değerinde, boyutsuz bozunum sabitinin üç farklı değeri için Sc değerine bağlı ortalama Sherwood sayısının değişimi Şekil 4.3 (a)'da verilmiştir. Şekil 4.3(b) ise sabit $Sc\,(=3{,}0)$ değerinde, yine boyutsuz bozunum sabitinin üç farklı değeri için Gr_c'a bağlı $\overline{Sh}$ değişimini vermektedir. Şekil 4.3'den görüldüğü üzere, Schmidt ve Grashof sayıları artarken ortalama Sherwood sayısı da artmaktadır. Diğer yandan boyutsuz bozunum sabitinin artması ortalama Sherwood sayısını azaltmaktadır.

Boyutsuz bozunum sabiti denklem (3.13)'den görüleceği üzere radyoaktif gazın yarı ömrü ile ters orantılıdır. Dolayısıyla, boyutsuz bozunum sabitinin artışı radyoaktif gazın yarı ömrünün kısalığına karşılık gelmektedir. Bu nedenle, boyutsuz bozunum ve derişiklik değişimi azalmaktadır.

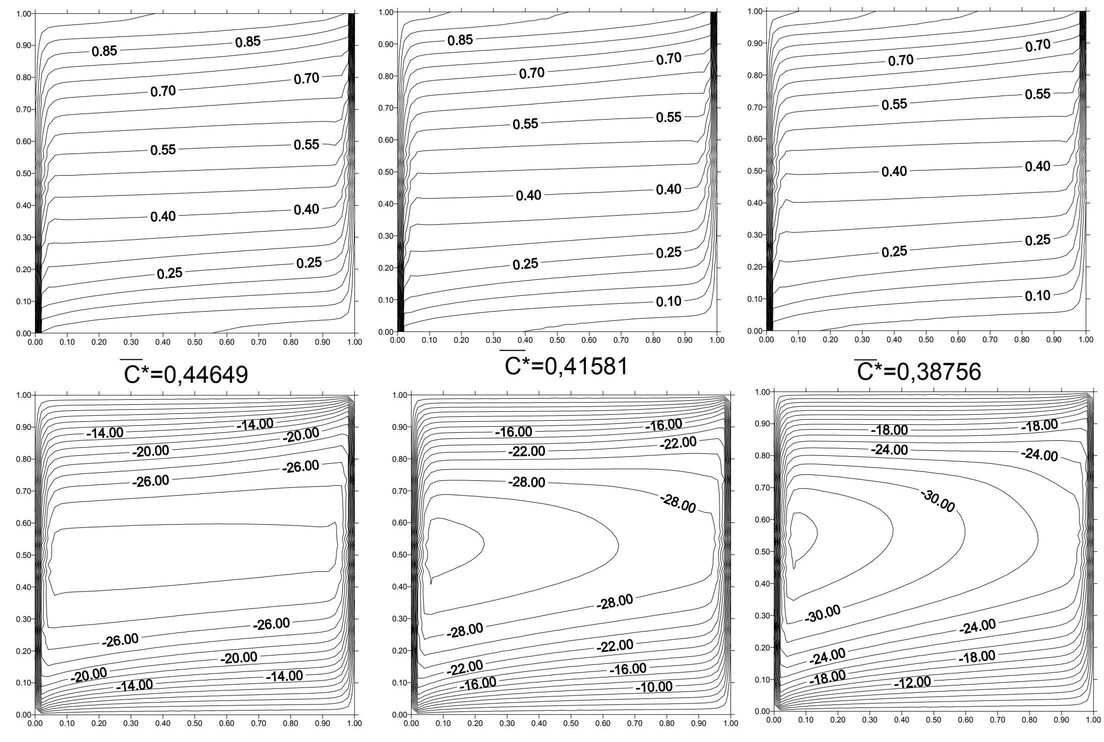


Şekil 4.1: Üretim olmayan ortamda, boyutsuz bozunum sabitinin eş derişiklik (üst) ve akım fonksiyon (alt) eğrileri üzerindeki etkisi ($Sc = 1{,}0$)

(a) $Gr_c = 5x10^2$, (b) $Gr_c = 5x10^3$



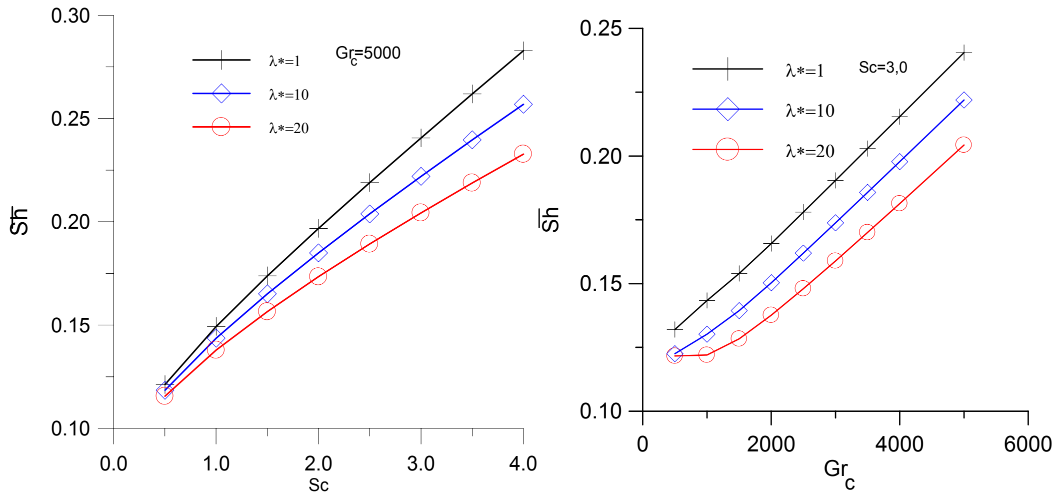
(a)



(b)

Şekil 4.2: Üretim olmayan ortamda, boyutsuz bozunum sabitinin eş derişiklik (üst) ve akım fonksiyon (alt) eğrileri üzerindeki etkisi ($Sc = 3{,}0$)

(a) $Gr_c = 5x10^2$, (b) $Gr_c = 5x10^3$



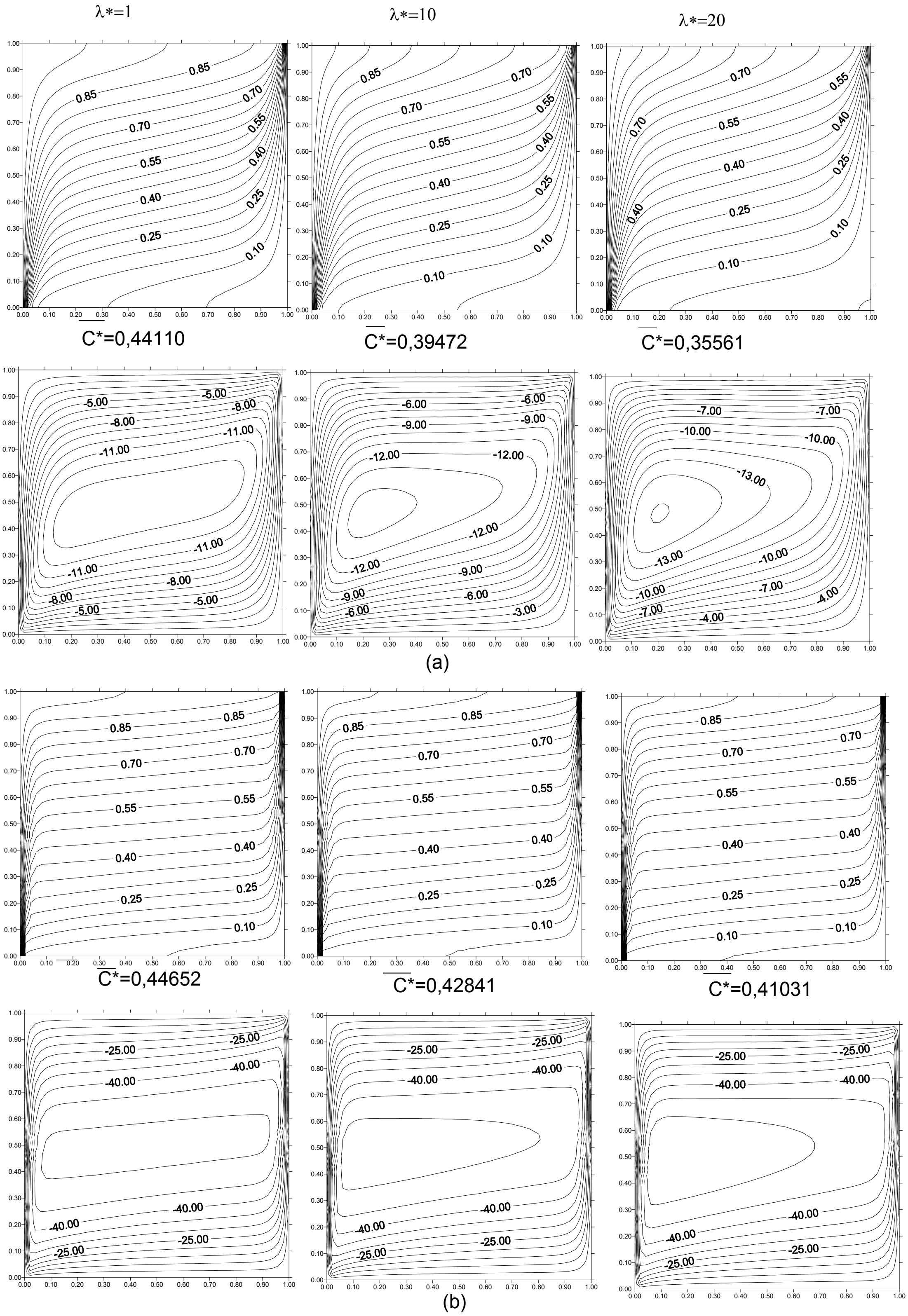
(a) **(b)**

Şekil 4.3: Üretim olmayan ortamda sol duvar için Sherwood sayısının farklı boyutsuz bozunum sabitleri için (a) Schmidt sayısına (b) Grashof sayısına bağlı değişim

4.1.2. Gözenekli Ortamın Katı Kısmında Gaz Üretiminin Olduğu Hal

Bu bölümde Şekil 3.1'de matematiksel modeli verilen gözenekli ortamın katı kısmında gaz üretiminin olduğu varsayılarak, ortamdaki radyoaktif gazın doğal taşınımla yayınımı da incelenmiştir. Burada Denklem (3.12) yerine Denklem (3.20) alınarak aynı başlangıç ve sınır koşullarında kararlı çözümler elde edilmiştir. Üretimin olmadığı hal için uygulanan sayısal yöntemler, üretimin olduğu hal için de uygulanmıştır. Aynı şekilde, bu çalışmada da Grashof sayısı ($500-5\times10^3$), Schmidt sayısı ($0{,}5-4$) ve boyutsuz bozunum sabiti ($1-20$) aralığında değiştirilerek akım fonksiyonu ve derişiklik incelenmiştir.

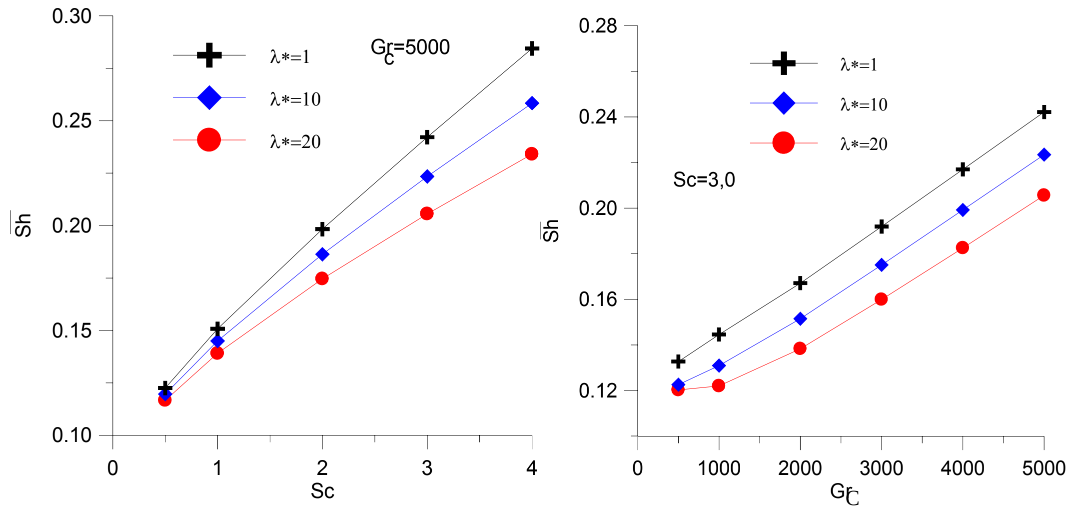
Şekil 4.4'de akışkan üretiminin olduğu durumdaki eş derişiklik ve akım fonksiyon eğrilerinin değişimi verilmiştir. Üretim olan (Şekil 4.4) ve olmayan hal (Şekil 4.2) karşılaştırıldığında eş derişiklik ve akım fonksiyon eğrilerinde ciddi bir farklılık görülmemektedir. İlk göze çarpan gaz üretiminin olduğu durum için ortalama derişiklik değerlerindeki artıştır. Bu artış sabit değildir ve Grashof sayısına göre farklılık göstermektedir. Şekil 4.2 (a) ve Şekil 4.4(a) karşılaştırıldığında ortalama derişiklik artışının %1 civarında; Şekil 4.2 (b) ve Şekil 4.4(b) karşılaştırıldığında artışın %0,2 civarında olduğu anlaşılmaktadır. Grashof sayısının artışı ortamdaki doğal taşınımın hızlandığını ifade etmektedir. Dolayısıyla, büyük Gr sayısı için ortamdaki radyoaktif gazın, yarı ömrü kısa bile olsa, yayınımı daha fazladır.



Şekil 4.4: Üretim olan ortamda, boyutsuz bozunum sabitinin eş derişiklik (üst) ve akım fonksiyon (alt) eğrileri üzerindeki etkisi ($Sc = 3{,}0$)

(a) $Gr_c = 5x10^2$, (b) $Gr_c = 5x10^3$

Gaz üretimi olan ortamda sol duvar için Sherwood sayısının farklı boyutsuz bozunum sabitleri için değişimi Schmidt sayısına ve Gr_c sayısına bağlı olarak Şekil 4.5'de verilmiştir. Buradaki değişim özelliği, gaz üretimi olmayan ortamla hemen hemen aynıdır.



(a) (b)

Şekil 4.5: Üretim olan ortamda sol duvar için Sherwood sayısının farklı boyutsuz bozunum sabitleri için değişimi (a) Schmidt sayısına, (b) Gr_c sayısına bağlı değişim

4.2. Gözenekli Ortamda Doğal Taşınımla Isı ve Kütle Geçişinin İncelenmesi

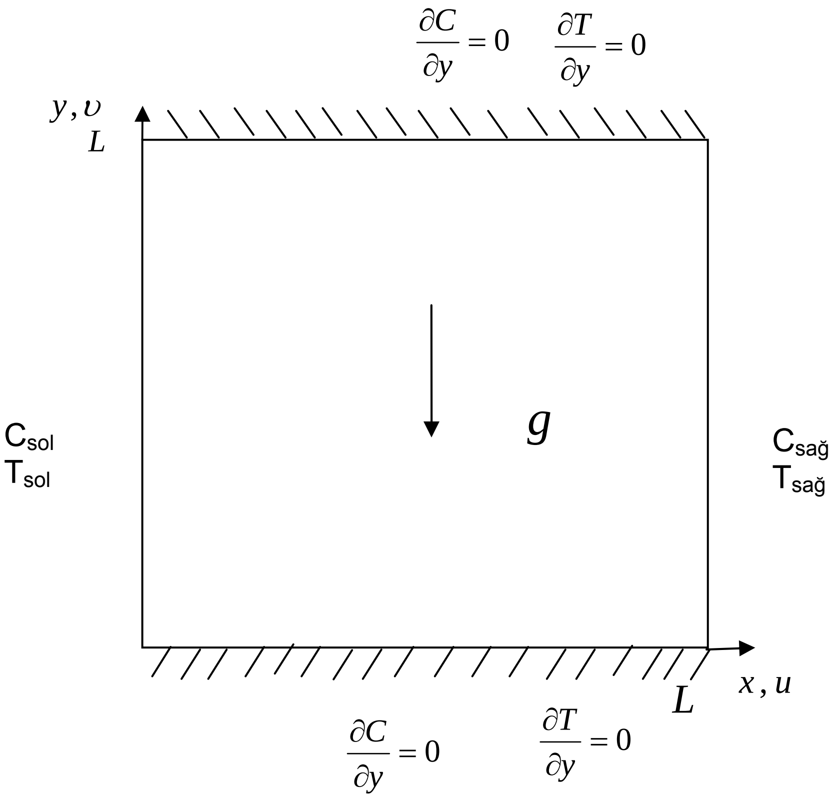
Doğal taşınım ile ilgili açık literatürde yer alan çalışmaların çoğunda yüzdürme kuvveti ortamdaki sıcaklık farkından kaynaklanmaktadır. Ancak doğadaki pek çok olayda ve farklı malzemelerin bir arada kullanıldığı mühendislik sistemlerinde doğal taşınımı tetikleyen hem sıcaklık hem de derişiklik farklarıdır. Bu nedenle son yıllarda doğal taşınım ısı ve kütle geçişi açısından incelenmektedir. Gözenekli ortamın en önemli özelliği olan gözeneklilik, doğal olarak ortamdaki ısı ve kütle geçişini etkilemektedir. Günümüzde mühendislik uygulamaları karmaşık yapılı malzemelere doğru kaymaktadır. Bu durum çalışmalarda, ya gözenekli ortam akışkan ikilisinin ya da farklı gözenekliliğe sahip malzemelerin bir arada kullanıldığı matematiksel modellerle kendini göstermektedir. Tezin bu bölümünde, doğal taşınımla ısı ve kütle geçişi üzerinde ortam gözenekliliğinin etkisini incelemek amacı ile farklı gözeneklilik modelleri kullanılmıştır. Bu amaçla, önce ortam gözenekliliği değiştirilmiş, sonra aynı ortam içerisinde farklı gözenekliliğe sahip bölgeler oluşturulmuştur. Gözenekliliğin doğal taşınım üzerindeki etkisi incelenirken kullanılan matematiksel model Şekil 3.2'de verilmiştir. Bu modelde, içerisinde ısı ve kütle üretimi olan, sağ duvarı kısmen geçirgen diğer duvarları geçirgen olmayan ve akışkana doymuş iki boyutlu kare bir gözenekli ortam ele alınmıştır. Ayrıca bu bölümde farklı Ra sayılarının ısı ve kütle geçişi üzerindeki etkileri ile kısmen geçirgen duvardan akışkan sızıntısı üzerine yoğunlaşılmıştır.

4.2.1. Kodun Doğrulanması

Matematiksel modeli Şekil 3.2'de verilmiş olan gözenekli ortamdaki doğal taşınımla ısı ve kütle geçişini incelemek için Denklem (3.26), Denklem (3.27) ve Denklem (3.28) sonlu hacimler yöntemi kullanılarak ayrıklaştırılmıştır. Ayrıklaştırılan bu denklemlere Denklem (3.29) ve Denklem (3.30)'da verilen başlangıç ve sınır koşulları uygulanarak kararlı çözümleri elde edilmiştir. Isı ve kütle akışları için Power Law-Differencing tasarımı benimsenmiştir. Boyutsuz derişiklik ve enerji denklemi ADI yöntemi ile çözülmüştür. Akım fonksiyonu SOR yöntemi kullanılarak hesaplanmıştır. Bu çalışmada yakınsama kriteri 10^{-5}, boyutsuz zaman adımı 10^{-3} olarak alınmıştır.

Isı ve kütle geçişini incelemek amacıyla hazırlanan sayısal kodun doğrulanması için literatürde yaygın olarak kullanılan ve Şekil 4.6'da verilen matematiksel model ve koordinat sistemi seçilmiştir. Sayısal kodun doğruluğu yatay yöndeki derişiklik (ΔC) ve sıcaklık farklılıkları (ΔT) olan kare gözenekli ortamda doğal taşınım ile ısı ve kütle geçişi modeli için literatürde mevcut olan sonuçlarla karşılaştırılarak kontrol edilmiştir. Tablo 4.1'de sunulan sonuçlar Darcy modeli ve ısıl doğal taşınımdan ($N = 0$) kaynaklanan ısı ve kütle geçişi içindir. Tablo 4.1'de ortalama Sh ve Nu sayılarının kaynaklarda yayınlanmış sonuçlarla iyi bir uyum içinde oldukları görülmektedir.

Ayrıca, problemin çalışılacağı ızgara boyutlarını saptamak amacı ile sayısal kodun doğruluk testleri dört farklı ızgara yapısı için tekrarlanmıştır. Tablo 4.2'de mevcut sayısal kodun farklı ızgara yapısı için doğruluk test sonuçları verilmiştir. Tablo 4.2'den görüleceği gibi 84x84 ve 64x64 ızgara boyutlarına ait sonuçların arasında önemli bir fark bulunmamaktadır. Böylece kararlılık ve sayısal doğruluk dikkate alınarak ızgara yapısı 64x64 olarak alınmıştır.



Şekil 4.6: Doğal taşınımla ısı ve kütle geçişi için kullanılan sayısal kodun doğrulanmasında kullanılan matematiksel model ve koordinat sistemi

Tablo 4.1: Sayısal kodun ısıl taşınım için doğrulanması ($N=0$, $Le=10$, Darcy model)

Ra	Nu			Sh		
	Trevisan ve Bejan (1985)	Goyeau ve diğ. (1996)	Tez çalışması	Trevisan ve Bejan (1985)	Goyeau ve diğ. (1996)	Tez çalışması
100	3.27	3.11	3.05	15.61	13.25	12.93
200	5.61	4.96	4.85	23.23	19.86	19.42
400	9.69	7.77	7.59	30.73	28.41	28.9
1000	_	13.47	13.16	_	48.32	48.21
2000	_	19.9	19.48	_	69.29	70.45

Tablo 4.2: Kullanılan sayısal kodun farklı ızgara yapısı için doğruluk test sonuçları ($N = 2$, $Le = 10$, $\varepsilon = 0{,}4$ ve ızgara parametresi=1,15)

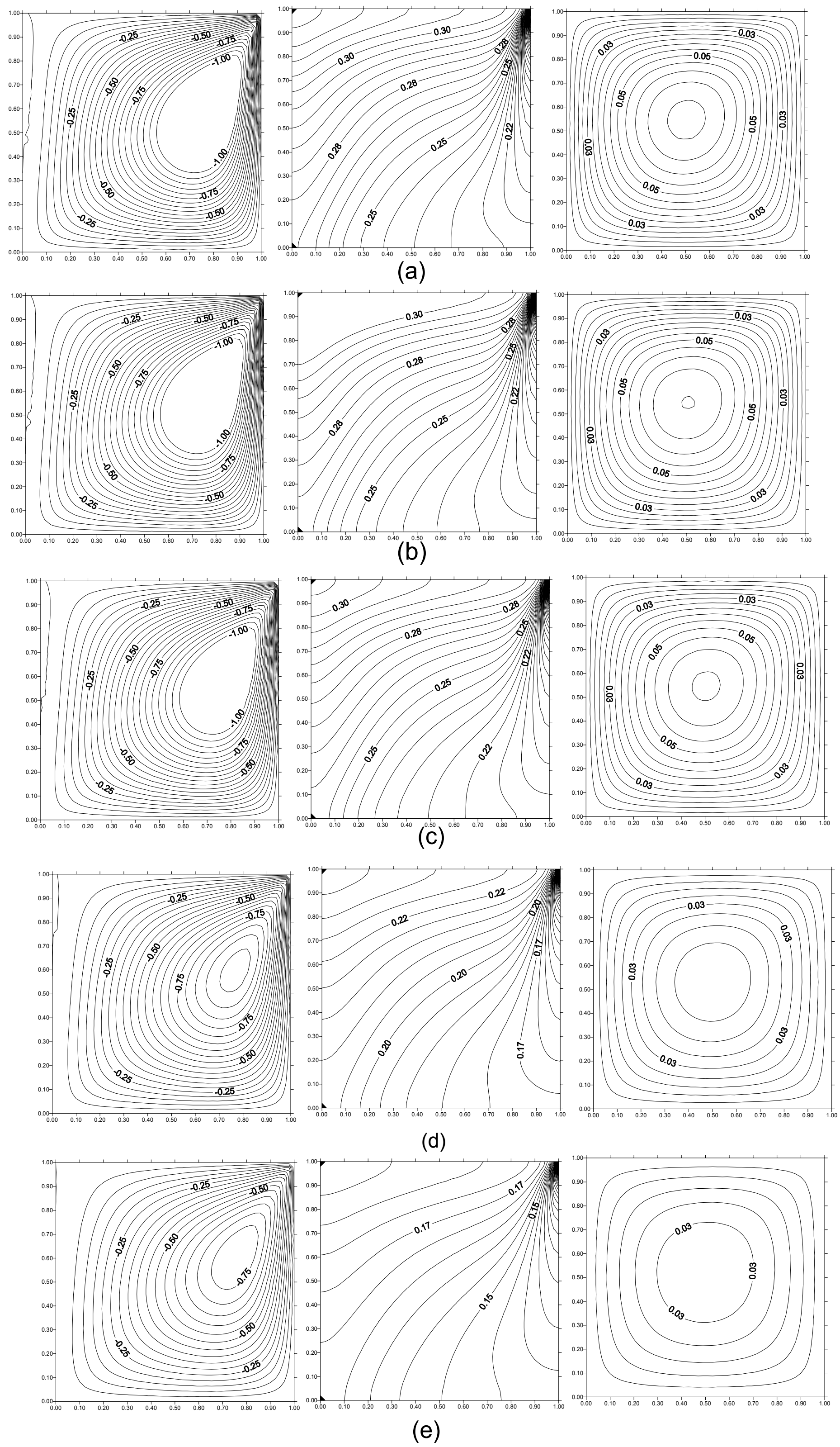
Izgara	$Nu_{sağ}$	$Sh_{sağ}$
24x24	0,163	0,902
44x44	0,161	0,677
64x64	0,160	0,592
84x84	0,159	0,590

4.2.2. Farklı Gözeneklilik Değerlerinin Isı ve Kütle Geçişine Etkisinin İncelenmesi

Çevremizde mevcut gözenekli malzemelerde gözeneklilik genelde farklı değerlerdedir. Bunlardan bazılarının gözeneklilik değerleri Tablo 2.2'de verilmiştir. Gözenekliliğin ısı ve kütle geçişindeki etkisini incelemek için 0,02, 0,04, 0,1, 0,4 ve 0,6 olmak üzere beş farklı gözeneklilik değeri seçilmiştir. Gözeneklilik etkisi beş farklı Rayleigh sayısına ($1x10^2$, $5x10^2$, $1x10^3$, $3x10^2$ ve $5x10^3$) bağlı olarak incelenmiştir. Gözenekliliğin etkisi incelenirken Lewis sayısı, Le=10, ve yüzdürme oranı, N=2, olmak üzere sabit tutulmuştur. Farklı gözeneklilik değerleri için ortamdaki akım fonksiyonu, eşderişiklik ve eşsıcaklık eğrilerinin değişimi Ra=$1x10^2$ için Şekil 4.7'de, Ra=$3x10^3$ için Şekil 4.8'de ve Ra=$5x10^3$ için Şekil 4.9'da verilmiştir.

Şekil 4.7'de farklı gözenekliliğe rağmen akım fonksiyonu eşeğrilerinin, saat yönünün tersi yönünde oluşan tek hücreli akış yapısını koruduğu ve oluşan hücrelerin sızmanın olduğu kabın sağ üst kısmına doğru yöneldiği görülmektedir. Fakat gözeneklilik değeri arttıkça akışkanın hız değişimi azalmaktadır. Şekil 4.7'de gözeneklilik değeri arttıkça derişikliğin azaldığı ve derişiklik değişiminin geçirgen bölgede fazla olduğu görülmektedir. Kapta merkeze göre simetrik bir sıcaklık dağılımı mevcuttur ve en yüksek sıcaklık merkezde yer almaktadır. Şekil 4.7'den görüleceği gibi yine ortam gözenekliliği arttıkça sıcaklık düşmektedir.

Şekil 4.8 ve Şekil 4.9'da Rayleigh sayısının artışı ile merkezde yer alan yüksek sıcaklık, kabın geçirgen olduğu sağ üst kısma doğru yönelme göstermektedir. Buna bağlı olarak kabın geçirgen olduğu sağ üst kısımda sıcaklık değişimi artmaktadır. Gözeneklilik değeri azaldıkça, kabın üst kısmındaki sıcaklık artmaktadır.



Şekil 4.7: Gözenekliliğe bağlı akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrileri (Le =10, N =2 ve Ra =1x10^2.)
(a) $\varepsilon = 0{,}02$,(b) $\varepsilon = 0{,}04$, (c) $\varepsilon = 0{,}1$, (d) $\varepsilon = 0{,}4$ (e) $\varepsilon = 0{,}6$

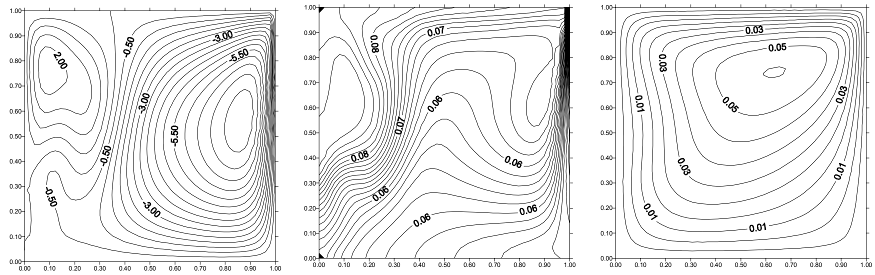
Şekil 4.8 ve Şekil 4.9'da gözeneklilik değeri arttıkça ortamdaki derişiklik değerinin azaldığı görülmektedir. Aynı zamanda akışkan hızının geçirgen kısma yakın sağ duvarda arttığı görülmektedir.

Sonuç olarak, Şekil 4.7, Şekil 4.8 ve Şekil 4.9'dan görüleceği gibi küçük gözeneklilik değerlerinde *Ra* sayısı arttıkça kapta birbirine zıt yönde dönen ikili bir akış oluşmaktadır, kabın sol duvarından ortasına doğru ve geçirgen bölgede derişiklik değişimi artmakta, kabın üst kısmına doğru da sıcaklık daha yüksek olmaktadır. Gözeneklilik arttıkça taşınım tek hücreli bir akışla gerçekleşmektedir, böylece sıcaklık daha merkezi bir dağılım göstermekte ve derişiklik değişimi özellikle geçirgen duvara doğru kaymaktadır. Öte yandan tüm *Ra* sayıları için gözeneklilik arttıkça derişiklik azalmaktadır, bu durum gözeneklilik arttıkça kabın sağ üst kısmındaki kısmen geçirgen olan bölgeden sızmanın daha büyük olduğunu göstermektedir.

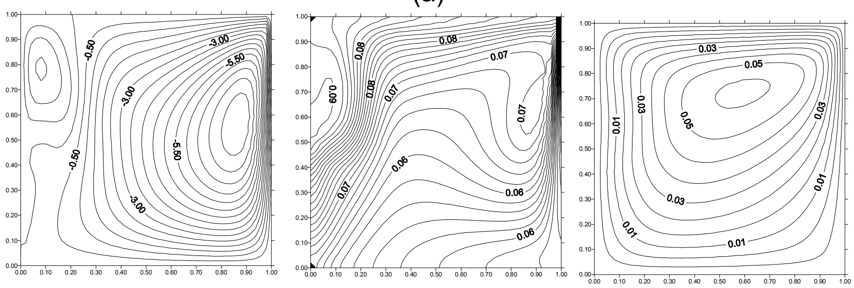
Ayrıca Şekil 4.7 (e), Şekil 4.8 (e) ve Şekil 4.9 (e) incelenirse, büyük gözeneklilik değerinde (ε=0,6) *Ra* sayısı arttıkça derişiklik azalmaktadır. Bu da *Ra* sayısı arttıkça kaptaki sızıntının arttığını ifade etmektedir.

Şekil 4.10(a)'da Ra sayısına bağlı olarak sağ duvar için ortalama Sherwood sayısının değişimi verilmiştir. *Ra* $\leq$2000 değerleri için bütün gözeneklilik değerlerinde *Sh* sayıları artarken *Ra*=2000 için 0,02 ve 0,04 gözenek değerlerinde azalma başlamaktadır. En düşük gözenek değeri ve yüksek *Ra* sayısında sağ duvardaki *Sh* sayısı minimum değere düşmektedir. Diğer üç gözeneklilik değerinde (0,1; 0,4 ve 0,6) lineer artış özelliği korunmaktadır. Şekil 4.10(b)'de sağ duvar için ortalama *Nu* sayılarının *Ra'* ya bağlı değişimi verilmiştir. Ortalama *Nu* sayısı bütün gözeneklilik değerleri için *Ra* sayısı ile artmaktadır. 0,02 ve 0,04 gözeneklilik değerlerindeki değişim birbirine oldukça yakındır, gözeneklilik arttıkça eğriler birbirinden ayrılmaktadır. Öte yandan Şekil 4.10(b)'den görüldüğü gibi gözeneklilik arttıkça *Nu* sayısının değeri düşmektedir. Sonuç olarak gözeneklilik arttıkça *Nu* ve *Sh* sayılarının değeri düşmekte yani derişiklik ve sıcaklık değişimleri azalmaktadır.

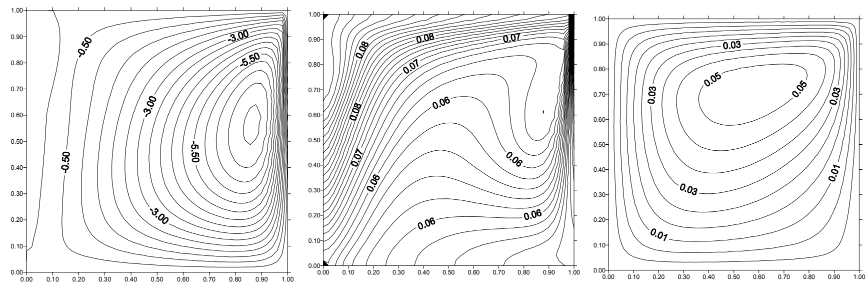
Kabın merkezi yatay kesitinde *Ra*=5000 için boyutsuz sıcaklık ve derişiklik eğrileri Şekil 4.11'de verilmiştir. Şekil 4.11(a)'da kısmi geçirgen gözenekli ortamın merkezi yatay kesitinde sıcaklık eğrisi incelendiğinde gözenek değerleri artarken sıcaklık eğrilerinin maksimum değerlerinin azaldığı görülmektedir.



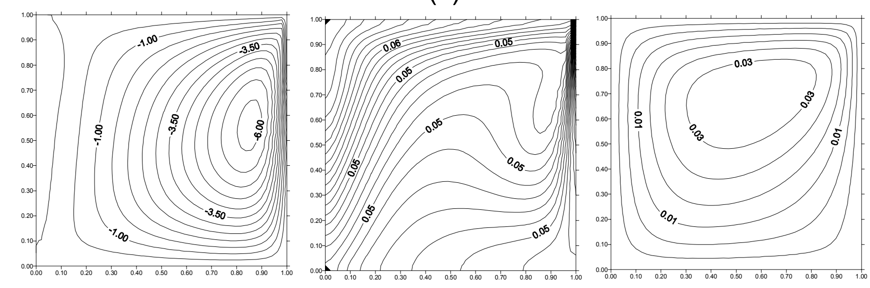
(a)



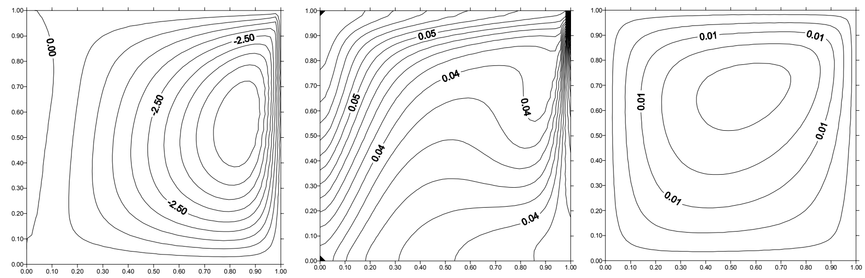
(b)



(c)

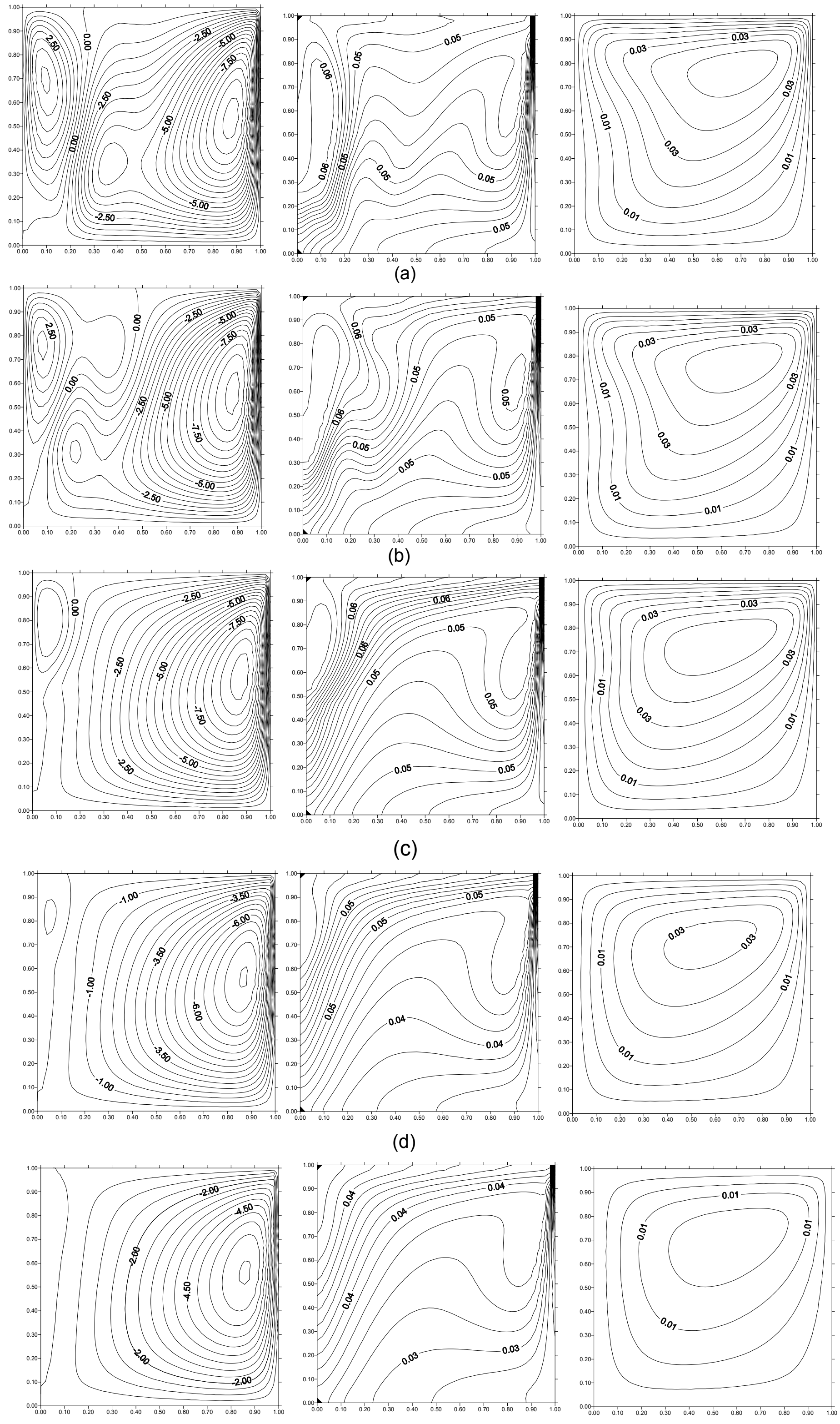


(d)

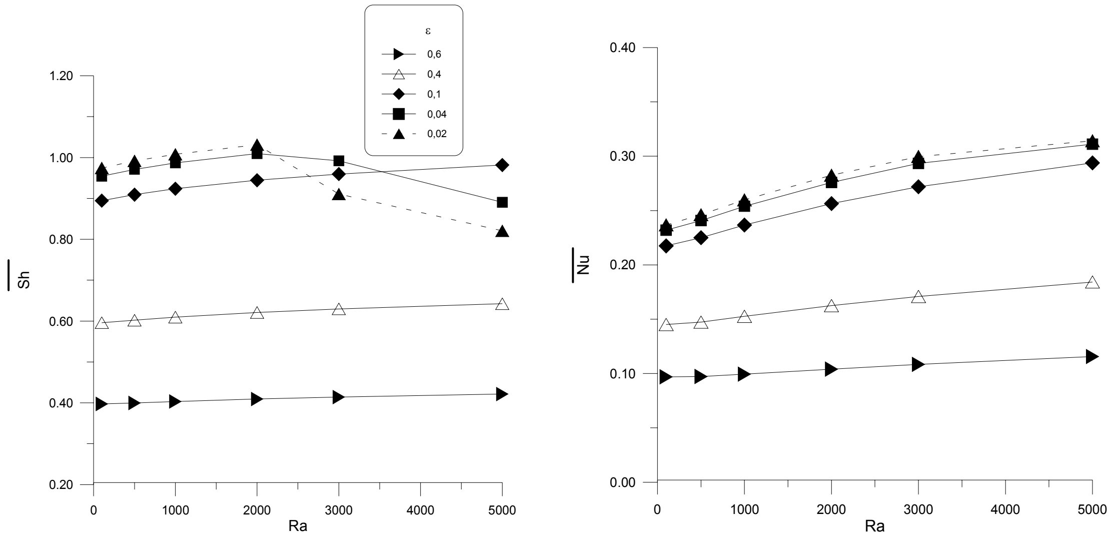


(e)

Şekil 4.8: Gözenekliliğe bağlı akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrileri (Le =10, N =2 ve Ra =3x10^3)
(a) $\varepsilon = 0{,}02$,(b) $\varepsilon = 0{,}04$, (c) $\varepsilon = 0{,}1$, (d) $\varepsilon = 0{,}4$ (e) $\varepsilon = 0{,}6$



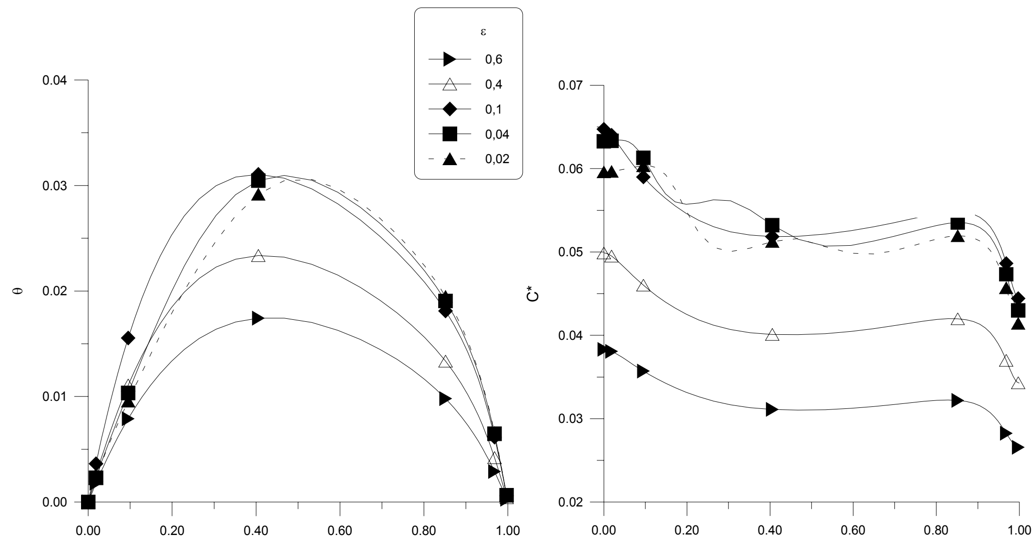
Şekil 4.9: Gözenekliliğe bağlı akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrileri (Le =10, N =2 ve Ra =5x10^3)
(a) $\varepsilon = 0{,}02$,(b) $\varepsilon = 0{,}04$, (c) $\varepsilon = 0{,}1$, (d) $\varepsilon = 0{,}4$ (e) $\varepsilon = 0{,}6$



(a) (b)

Şekil 4.10: Farklı gözeneklilik değerleri için (a) ortalama Sherwood sayısının ve (b) ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısına bağlı değişimleri

Gözeneklilik değeri 0,1, 0,02 ve 0,04 için boyutsuz sıcaklık eğrilerinin tepe noktaları sağa doğru ötelenmektedir. Şekil 4.11(b)'de ki boyutsuz derişiklik eğrisi incelendiğinde sol duvarın boyutsuz derişiklik değeri sağ duvarın boyutsuz derişiklik değerinden daha yüksektir. Bunun sebebi sağ duvardaki kısmi geçirgenliktir. Ayrıca, düşük gözeneklilik değeri için derişiklik eğrisinde bir salınım gözlenmektedir. Bunun sebebi de Rayleigh sayısı $5x10^3$'de bu gözeneklilik değerlerinde iki akım hücresinin oluşmasıdır.

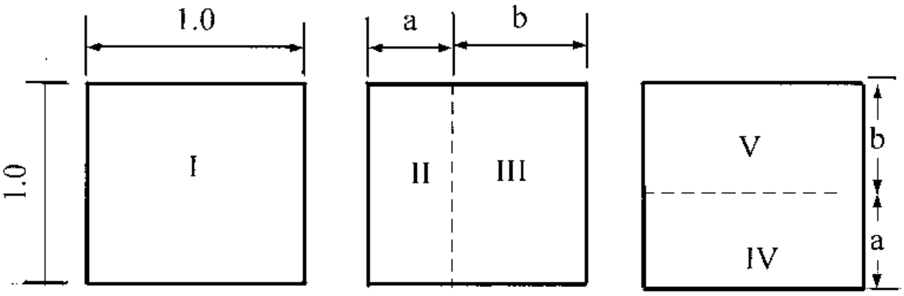


Şekil 4.11: Farklı gözeneklilik değerleri için merkezi yatay kesiti boyunca (a) boyutsuz sıcaklık ve (b) boyutsuz derişiklik eğrileri (Ra =$5x10^3$)

4.2.3. İkili Gözenekli Yapının Isı ve Kütle Geçişine Etkisinin İncelenmesi

Bu çalışmada, tektürel olmayan gözenekli bir ortamda ısı ve kütle geçişini incelemek için, ikili gözenekli yapılar oluşturulmuştur. Bunun için, Şekil 3.2'de verilen matematiksel modelde, gözenekli ortam birbirinden farklı gözeneklilik değerine sahip bölgelere ayrılmıştır. Tablo 4.3'de ikili gözenekli yapı modelleri verilmiştir, bu modeller için ısı ve kütle geçişi incelenirken yüzdürme oranı (N=2) ve Lewis sayısı (Le=10) sabit olarak alınmıştır.

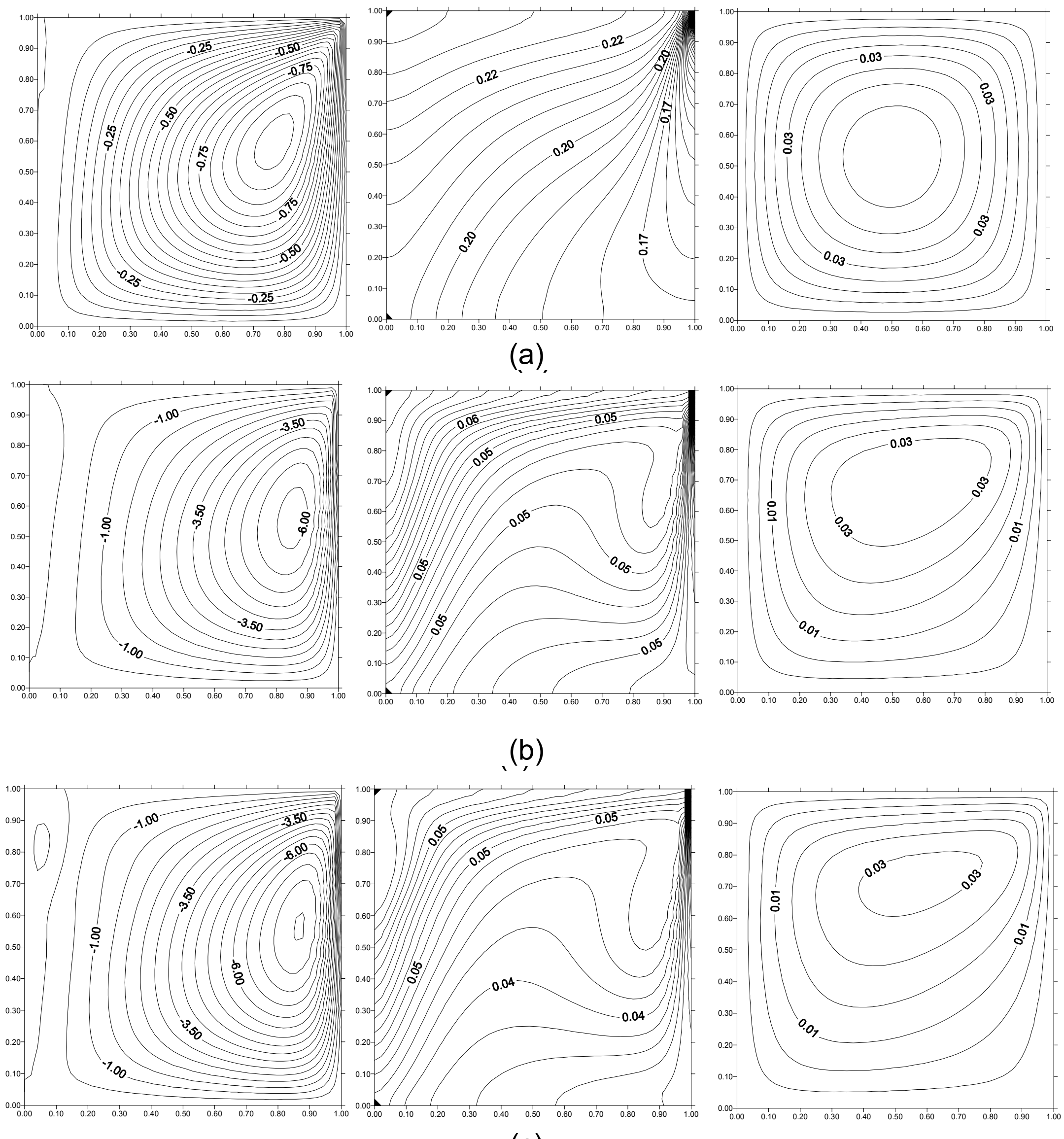
Tablo 4.3: İkili gözenekli yapı modelleri **(Akbal and Baytaş, 2007)**



(a+b=1.0)

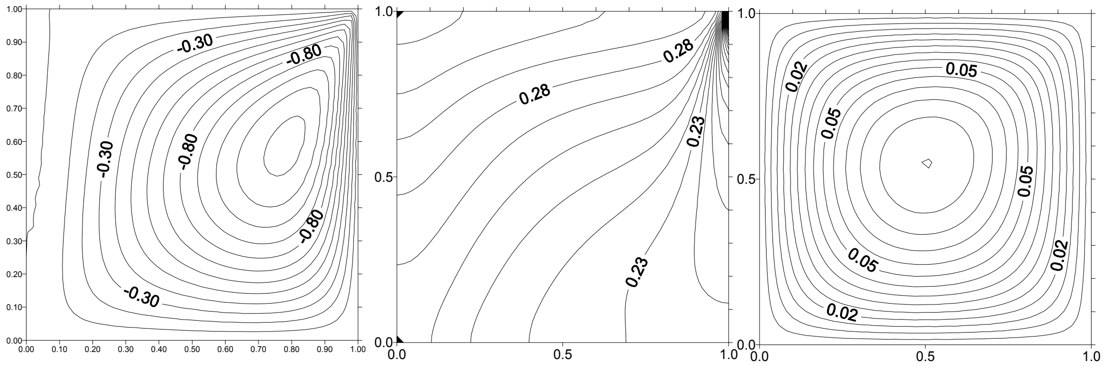
Modeller	Bölge	Gözeneklilik	a	b
Model 0	I	0.4	-	-
Model 1	II	0.4	0.25	-
	III	0.04	-	0.75
Model 2	II	0.4	0.5	-
	III	0.04	-	0.5
Model 3	II	0.4	0.75	-
	III	0.04	-	0.25
Model 4	IV	0.4	0.25	-
	V	0.04	-	0.75
Model 5	IV	0.4	0.5	-
	V	0.04	-	0.5
Model 6	IV	0.4	0.75	-
	V	0.04	-	0.25

Tablo 4.3'de yer alan model 0, tez çalışmasının bundan önceki bölümünde, tektürel gözenekli ortamda farklı gözeneklilik değerleri için yapılan incelemede kullanılmıştır. Bu bölümde, ikili gözenekli yapı modelleri model 0 ile karşılaştırıldığı için Şekil 4.12'de bir hatırlatma yapmak üzere model 0 için farklı Rayleigh sayılarında elde edilen akım fonksiyonu, eşderişiklik ve eşsıcaklık eğrileri topluca gösterilmiştir. Şekil 4.12'den görüldüğü gibi, model 0 için Rayleigh sayısı arttıkça akışkanın hızı artmaktadır ve akışkanın hızının en yüksek olduğu bölge sağ duvarın geçirgen kısmı civarındadır ve bu nedenle bu bölgede akım çizgileri yoğun olarak yer almaktadır.

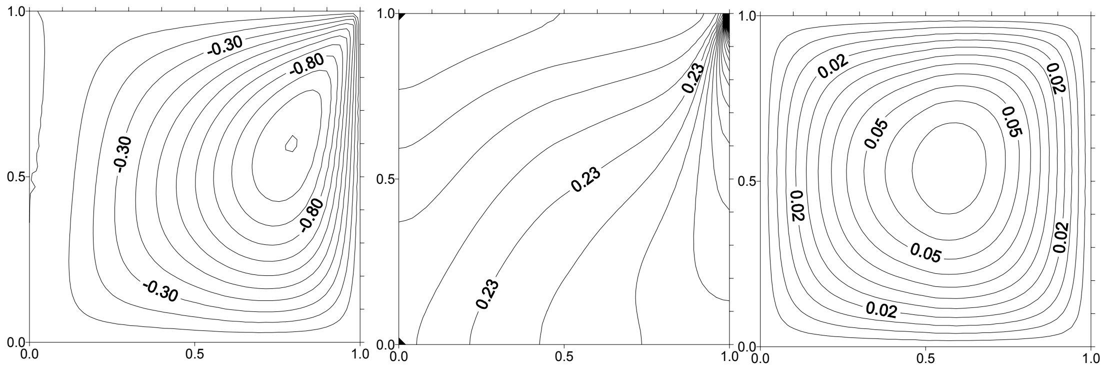


Şekil 4.12: Model 0, Le=10 ve N=2 için akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve (sağ) eşsıcaklık eğrileri (a) Ra=1x10^{-2}, (b) Ra=3x10^{-3}, (c) Ra=5x10^{-3}

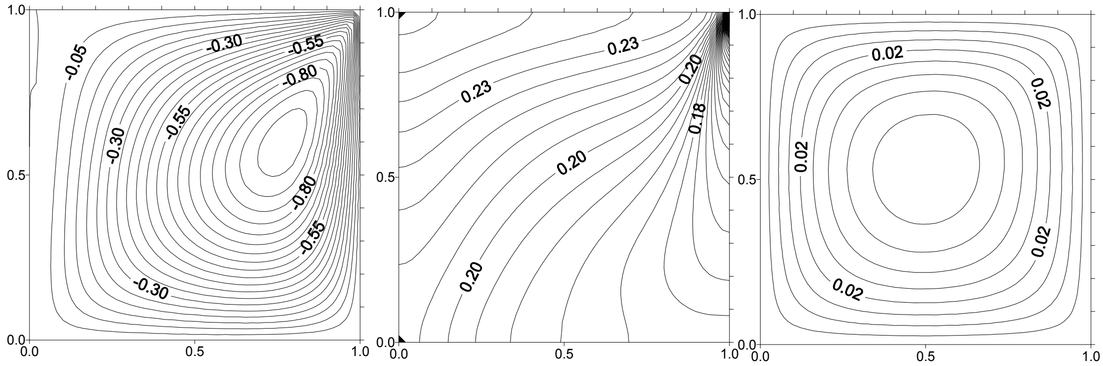
Gözenekli ortamdaki akış genelde saat yönünün tersi yönde ve tek hücrelidir. Sadece Ra=5x10^{-3} için kabın sol üst kısmında ikinci bir hücre oluşumu başlamıştır. Rayleigh sayısının artışı doğal taşınımın artışını temsil ettiği için, Rayleigh sayısı arttıkça, kısmen geçirgen olan sağ duvarda hem akım fonksiyonu hem de derişiklik değişimleri artmaktadır. Ortamdaki sıcaklık dağılımı ise Rayleigh sayısı arttıkça merkezi konumunu terk edip, kabın sağ üs kısmına doğru yönelmektedir. Yatay ve düşey eksen boyunca oluşturulan ikili gözenekli yapı modellerinde akım fonksiyonu, eşderişiklik ve eşsıcaklık eğrileri Ra=10^2 için Şekil 4.13 ve Şekil 4.14'de verilmiştir.



model 1



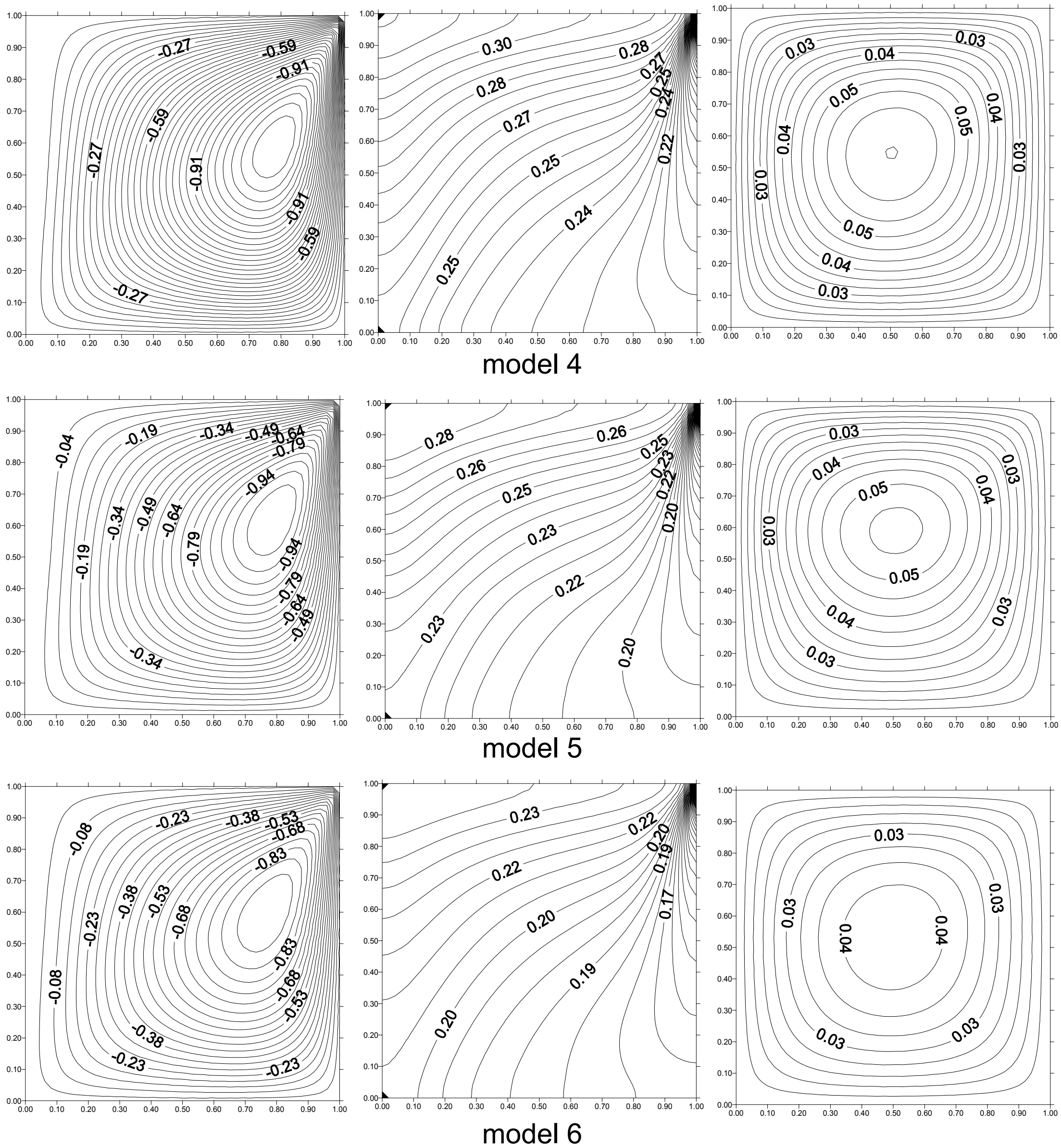
model 2



model 3

Şekil 4.13: Yatay eksen boyunca ikili gözenekli yapı modelleri için akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrileri (Le=10, N=2 ve *Ra*=1x10^2)

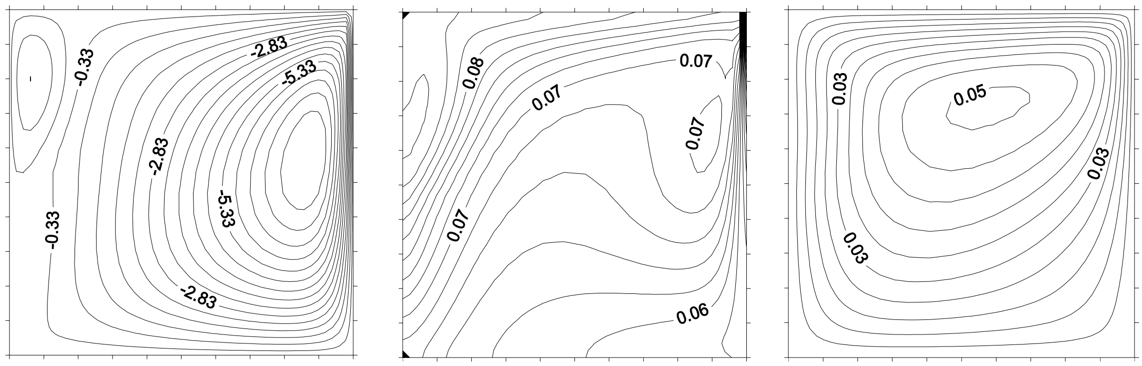
Bu şekillerden görüldüğü gibi Rayleigh sayısı düşük değerde olduğu için akış tek hücrelidir ve sıcaklık merkezi bir dağılım göstermektedir. Şekil 4.13 ve Şekil 4.14'den görüldüğü gibi, yatay ve düşey eksen boyunca gözenekliliğin 0,4 olduğu bölge kalınlaştıkça ortamdaki derişiklik azalmaktadır. Şekil 4.15 ve Şekil 4.16, *Ra*=3000 için yatay ve düşey eksen boyunca oluşturulan ikili gözenekli yapı modellerinin akım fonksiyonu, eşderişiklik ve eşsıcaklık eğrilerini vermektedir.



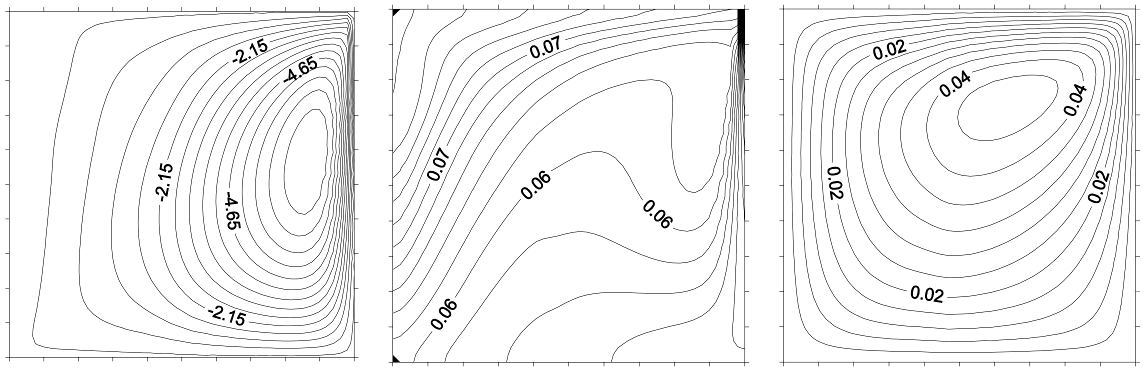
Şekil 4.14: Düşey eksen boyunca ikili gözenekli yapı modelleri için akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrileri (Le=10, N=2 ve *Ra*=1x10^2)

Rayleigh sayısının artışı ile model 1 ve model 4'de kabın sol üst kısmında saat yönü ile aynı yönde ikinci bir hücre oluşumu gerçekleşmiştir. Bu iki modelde gözenekliliğin 0,04 olduğu bölge kabın %75'inin oluşturmaktadır. Şekil 4.12 (b), Şekil 4.15 ve Şekil 4.16 ile karşılaştırıldığında derişiklik değişiminin kabın sol üst kısmında model 1 ve model 4'de model 0'a göre daha yüksek olduğu görülmektedir. Öte yandan, Şekil 4.15 ve Şekil 4.16'dan görüleceği gibi tüm modeller için eşsıcaklık eğrileri kabın sağ üst kısmında geçirgen bölgenin civarında yoğunlaşmıştır.

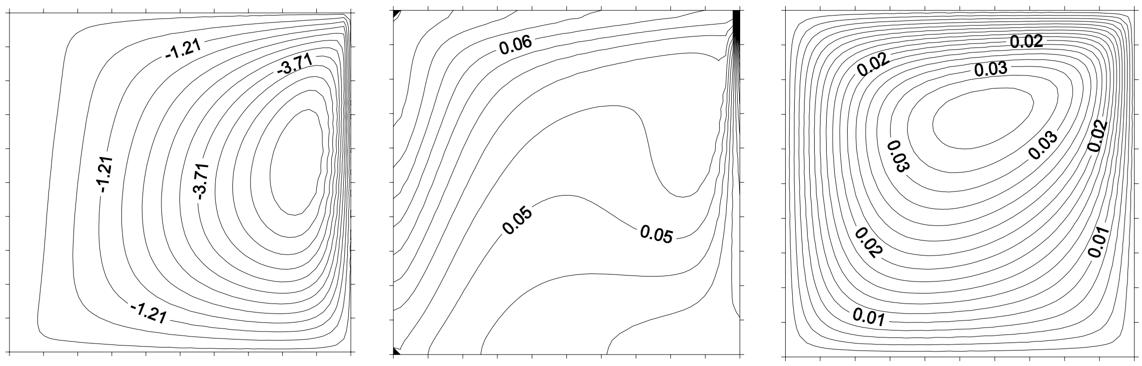
Şekil 4.17 ve Şekil 4.18'de *Ra*=5000 için oluşturulan ikili yapı modellerinin akım fonksiyonu, eşderişiklik ve eşsıcaklık eğrileri verilmiştir. Model 6 hariç bütün modellerde ikinci hücre oluşmuştur. İncelenen matematiksel modelin sol üst kısmında yer alan geçirgenlikten ötürü bütün gözeneklilik modellerinde bu kısımdaki akışkan hızı, derişiklik ve sıcaklık değişimi diğer bölgelerden fazladır. Şekil 4.15'den 4.18'e kadar ki şekillerden görüleceği gibi gözenekliliğin yatay yönde değiştiği ikili yapı modellerinde akım fonksiyonu değerleri daha yüksektir. Şekil 4.12(c) ile Şekil 4.17 ve şekil 4.18 karşılaştırıldığında, model 1,2,4 ve 5'de eşderişiklik eğrileri ve akım fonksiyonunun model 0'a göre farklı olduğu görülmektedir. Bu modellerde saat yönünde hareket eden akım hücresi daha gelişmiş durumdadır. Özellikle model 2 ve model 5'de eşderişiklik eğrileri sadece sağ duvarın üst kısmında değil aynı zamanda kabın sol üst kısmında da yoğunlaşmıştır.



model 1

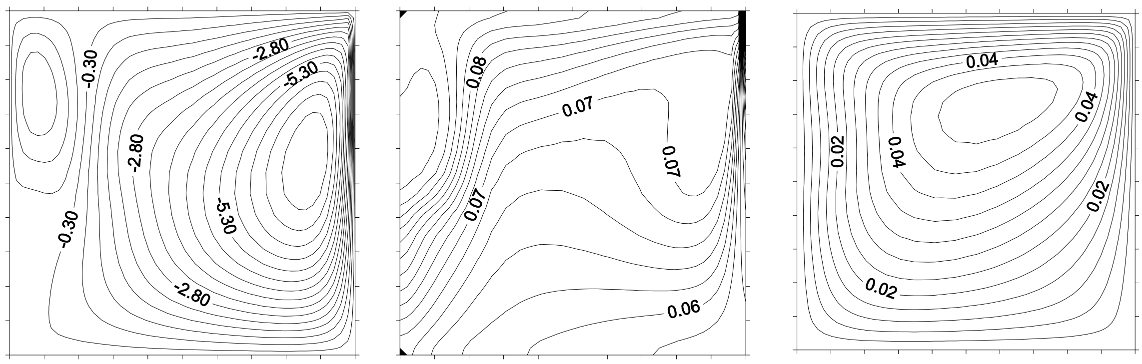


model 2

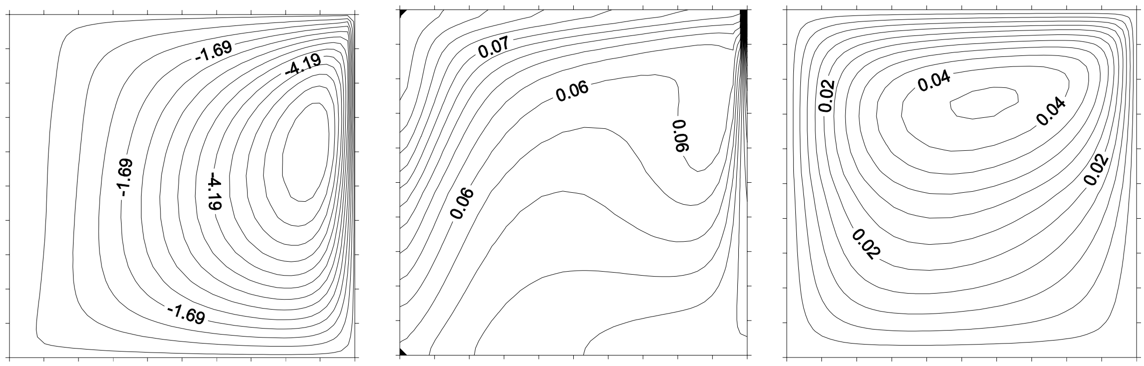


model 3

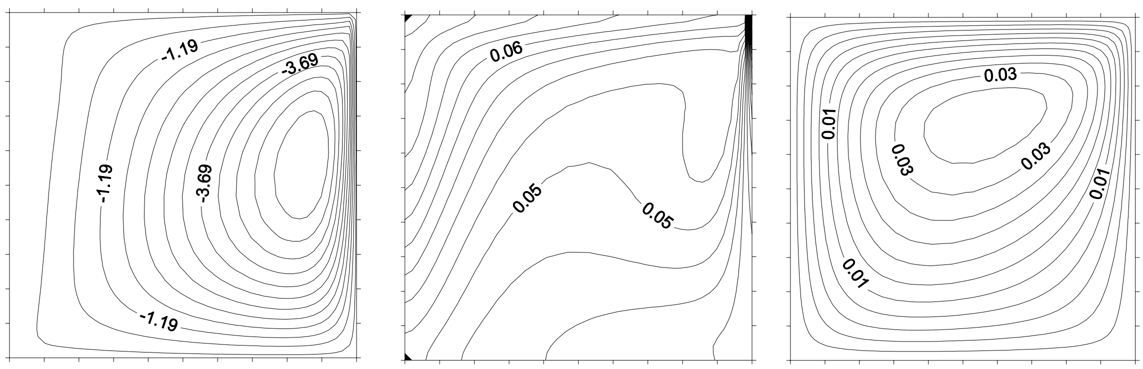
Şekil 4.15: Yatay eksen boyunca ikili gözenekli yapı modelleri için akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrileri (Le=10, N=2 ve Ra=3x10^3)



model 4



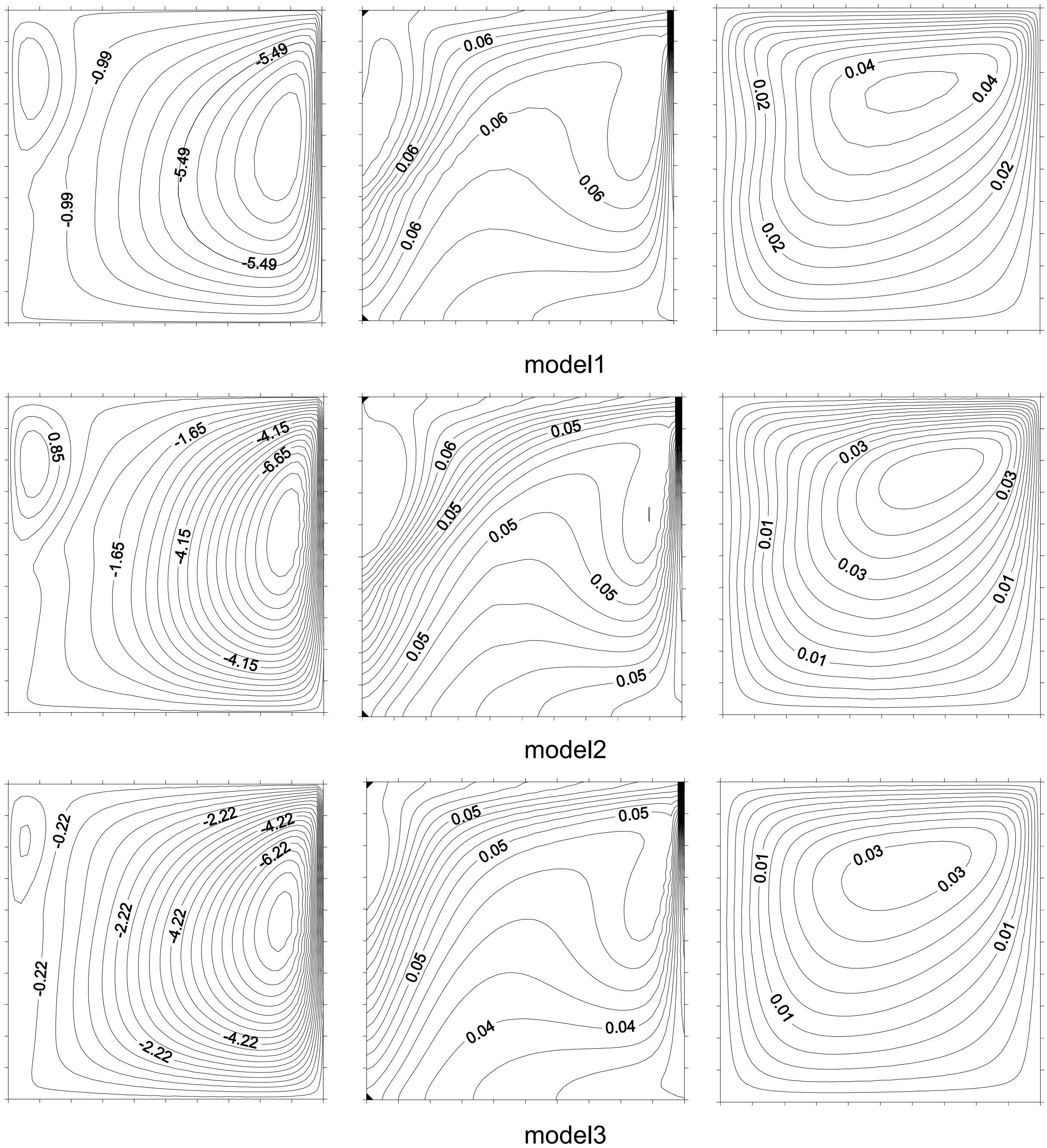
model 5



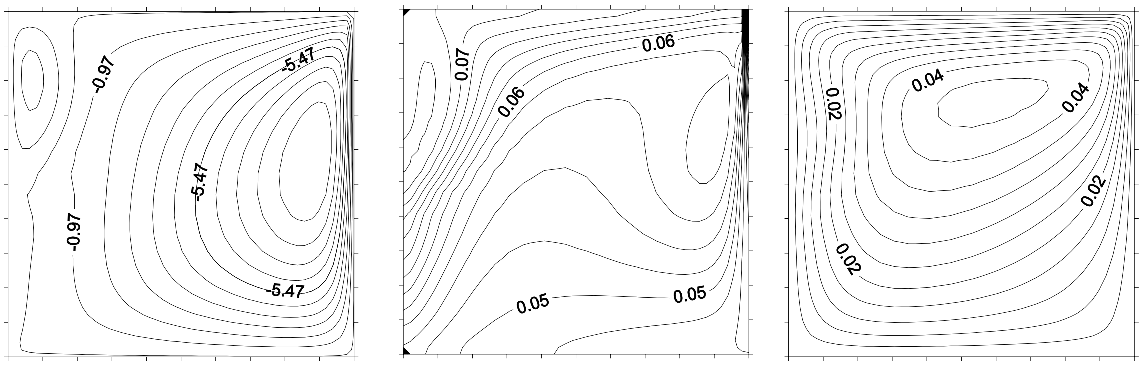
model 6

Şekil 4.16: Düşey eksen boyunca ikili gözenekli yapı modelleri için akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrileri (Le=10, N=2 ve Ra=3x10^3)

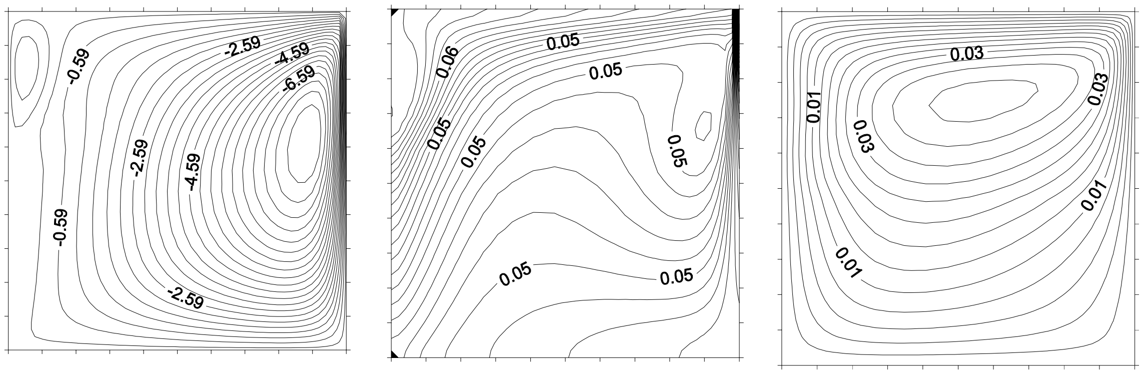
Tablo 4.3'den görüleceği gibi, söz konusu modellerde ortam gözenekliliği %50 oranında (model 2 ve model 5) ve %75 oranında (model 1 ve model 4) 0,04'dür. Bu modellerde kabın geçirgen bölgesine doğru düşük gözenekliliğe sahip ortam kalınlığı arttıkça, geçirgen duvardan olan sızıntı azalmaktadır ve dolayısıtla kapta derişiklik yüksek olmaktadır. Şekil 4.17 ve Şekil 4.18'de görülen kabın sol üst kısmındaki saat yönündeki ikinci akış hücresi ortamın ortalama gözenekliliğinin düşük olduğunu göstermektedir. Tezin bundan önceki bölümünden hatırlanacağı gibi, yüksek Rayleigh sayıları ve düşük gözeneklilik değerleri için kabın sol üst kısmında ikinci bir akış hücresi oluşmaktadır. Şekil 4.15’den Şekil 4.18’e kadarki şekiller incelendiğinde tüm modeller için akım çizgilerinin sağ duvarın geçirgen kısmına doğru yoğunlaştığı ve saat yönünün tersi yöndeki ana akım hücresinin sağ duvara yakın olduğu, derişiklik ve sıcaklığın kabın üst kısmında daha yüksek olduğu görülmektedir.



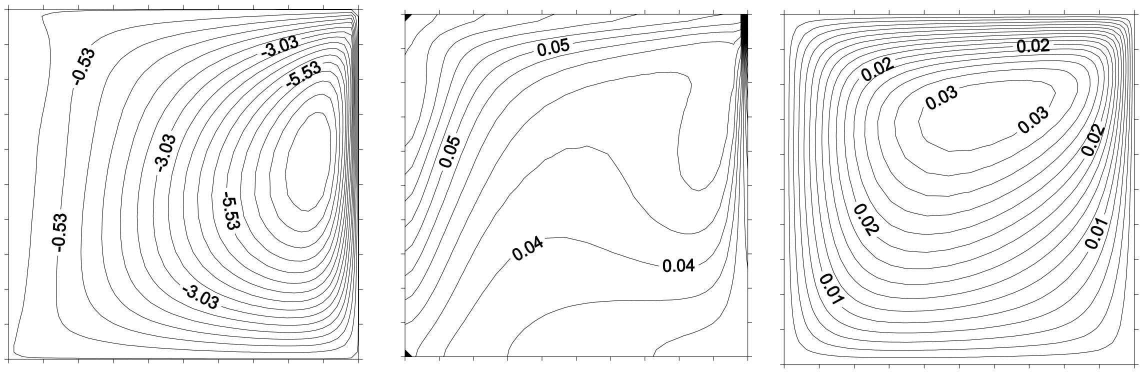
Şekil 4.17: Yatay eksen boyunca ikili gözenekli yapı modelleri için akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrileri (Le=10, N=2 ve Ra=5x10^3)



model4



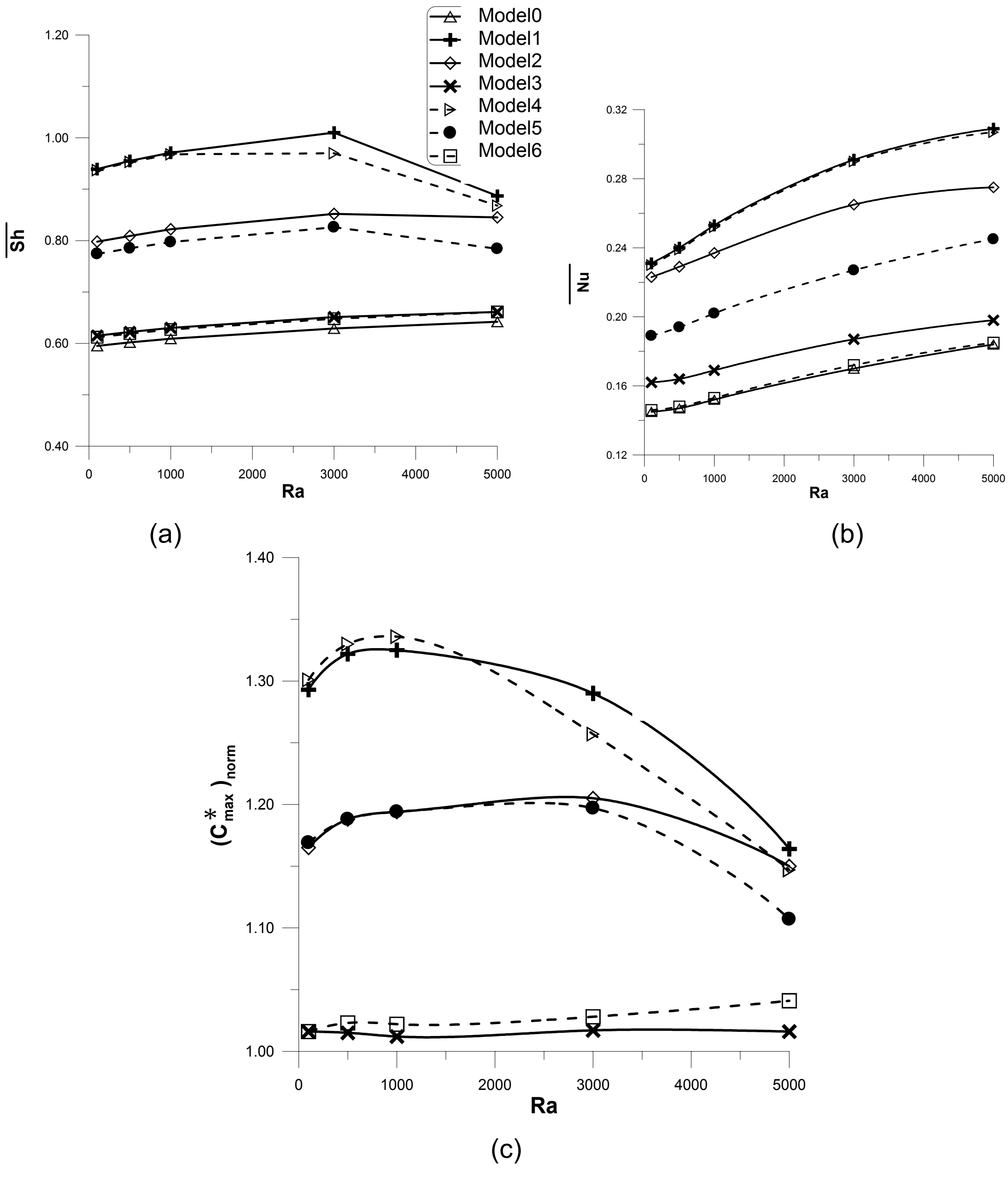
model5



model6

Şekil 4.18: Düşey eksen boyunca ikili gözenekli yapı modelleri için akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrileri (Le=10, N=2 ve Ra=5x10^3)

Farklı Ra sayıları için sağ duvara ait ortalama Sherwood sayısının değişimi Şekil 4.19(a)'da verilmiştir. Aynı oranda oluşturulmuş ikili gözenekli modellerde ortalama Sherwood sayıları birbirine daha yakın fakat yapılanma farklılığından dolayı yatay yönde (model 1, model 2 ve model 3) değişim gösteren grubun değerleri düşey yönde (model 4, model 5 ve model 6) değişim gösteren grubun değerlerinden büyük olmaktadır. Sh sayıları Model 0, Model 3 ve model 6 için neredeyse eşittir. Rayleigh sayısı arttıkça Sherwood sayılarındaki lineer artış ortamdaki düşük gözeneklilik oranına bağlı olarak değişmektedir. Model 1 ve model 4'de keskin bir azalma görülmektedir. Düşey yöndeki değişim olan model 4'de azalma *Ra*=1000'de başlarken yatay yöndeki değişimi içeren model 1'de *Ra*=3000'de başlamaktadır. Model 1 en fazla ortalama Sherwood sayısına sahiptir. Model 2 ve model 5 için azalma *Ra*=3000 sayısında başlamaktadır. Ayrıca, sağ duvar için ortalama Nusselt sayısının değişimi Rayleigh sayısına bağlı olarak Şekil 4.19(b)'de verilmiştir.

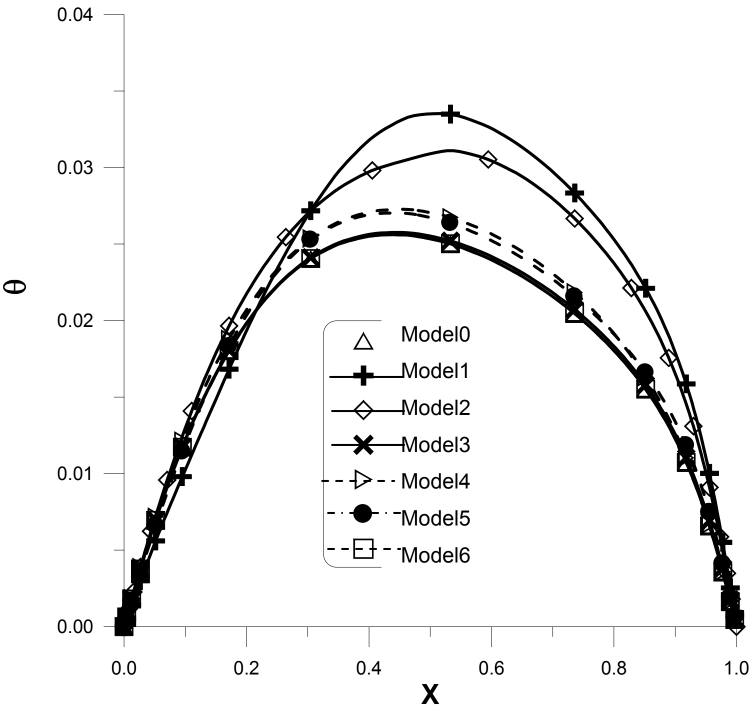


Şekil 4.19: İkili gözenekli yapı modelleri için(Le=10 ve N=2) (a) ortalama Sh sayısı, (b) ortalama Nu sayısı ve (c) normalize edilmiş derişiklik değişimi

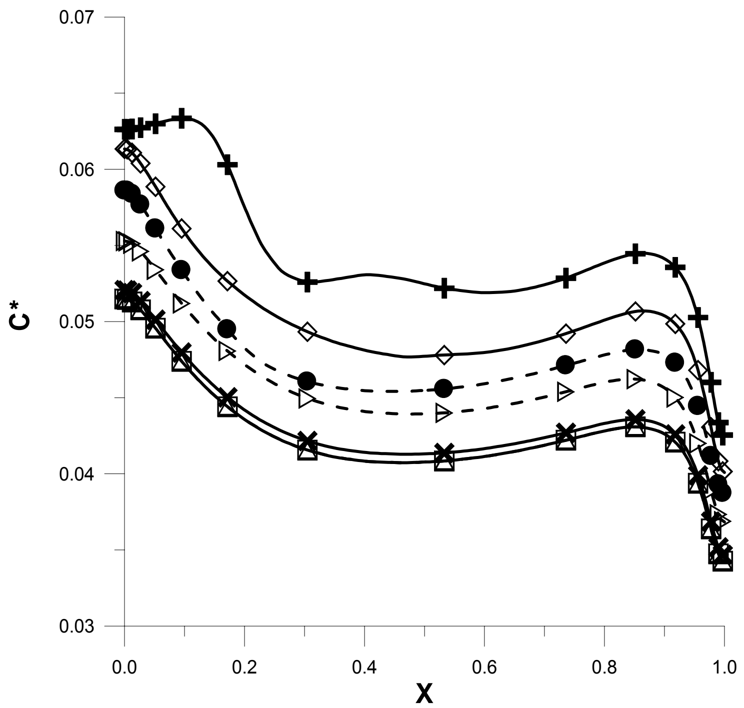
Ortalama *Nu* sayısı tüm modellerde *Ra* sayısına bağlı artıyor. Model 1 ve model 4 deki artış hızı *Ra*=3000 den sonra düşmektedir. Şekil 4.19(b)'den görüldüğü gibi model 1 ve model 4'ün *Nu* sayıları aynıdır, model 6 ve model 3'ün *Nu* sayıları birbirine yakındır, ancak model 2 ve model 5'in *Nu* sayıları birbirinden farklıdır. Tablo 4.3'den görüleceği gibi geçirgen kısmın olduğu bölümün tamamı 0,04 olan model 5'nin ortalama *Nu* sayısı model 2 den oldukça büyüktür. Bunun sebebi 0,04 gözeneklilik değerine sahip yapının geçirgen kısmı tamamen kaplaması ve böylece sıcaklık değişiminin daha az olmasıdır. Şekil 4.19(a) ve (b) incelendiğinde en yüksek derişiklik ve sıcaklık değişiminin model 1 ve 4 için gerçekleştiği görülmektedir.

Normalize edilmiş derişiklik Rayleigh sayısına bağlı olarak Şekil 4.19(c)'de verilmiştir. Normalize edilmiş derişiklik herhangi bir modelde kaptaki maksimum derişikliğin, model 0 için kaptaki maksimum derişikliğe oranı şeklinde tanımlanmıştır. Şekil 4.19(c)'den görüldüğü gibi aynı Rayleigh sayısı için normalize edilmiş derişiklik model 3'den model 1'e doğru artmaktadır, yani tüm modeller için model 0'a göre derişiklik daha yüksektir. Bu durum, model 0 ile karşılaştırıldığında kabın geçirgen duvarındaki sızıntının diğer tüm modellerde daha az olduğunu göstermektedir. Şekil 4.19(c)'den görüldüğü gibi, model 3 ve model 6 için normalize edilmiş derişiklik değeri 1'e çok yakındır. Kabın %75'nin gözeneklilik değeri 0,4 olduğu bu modellerde, sağ duvardaki sızıntı hemen hemen model 0 ile aynıdır.

Ortamın merkezi yatay kesitine ait boyutsuz sıcaklık ve derişiklik eğrileri *Ra*=$5x10^3$ için Şekil 4.20'de verilmiştir. Şekil 4.20(a)'da görüldüğü gibi, model 0, model 3, model 6 ve model 4, model 5 için birbirine yakındır, sıcaklık eğrilerinin tepe noktaları X=0.4 civarındadır. Fakat boyutsuz sıcaklık eğrileri model 1 ve model 2'de yüksek değerlere sahiptir ve eğrilerin tepe noktaları bu modellerde X=0.6 civarındadır. Kabın sağ bölgesi daha düşük gözenekliliğe sahip olduğu için kapta en yüksek sıcaklık sağa doğru kaymaktadır. Şekil 4.20(b)'de görüleceği gibi sol tarafın boyutsuz derişikliği, kısmen geçirgen sağ duvardaki sızıntıdan ötürü sağ duvara göre daha yüksektir. Boyutsuz derişiklik eğrileri model 0, model 3 ve model 6 için aynıdır. Fakat Şekil 4.20(b)'de görüldüğü gibi model 1, model 2, model 4 ve model 5 için farklı ve daha yüksek değerlere sahiptirler. Buna ek olarak, taban bölge gözenekliliğin 0.4 olduğu (model 4 ve model 5) modellerdeki boyutsuz derişiklik değeri, ortamın sol bölge gözenekliliğin 0.4 olduğu (model 1 ve model 2) modellerden daha yüksek değere sahiptir.



(a)



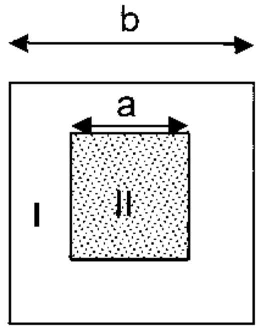
(b)

Şekil 4.20: İkili gözenekli yapı modelleri için merkezi yatay kesit boyunca (a) boyutsuz sıcaklık ve (b) boyutsuz derişiklik eğrileri (Ra=5x10^3)

4.2.4 Farklı Gözeneklilikte İç İçe Kare Yapının Isı Ve Kütle Geçişine Etkisinin İncelenmesi

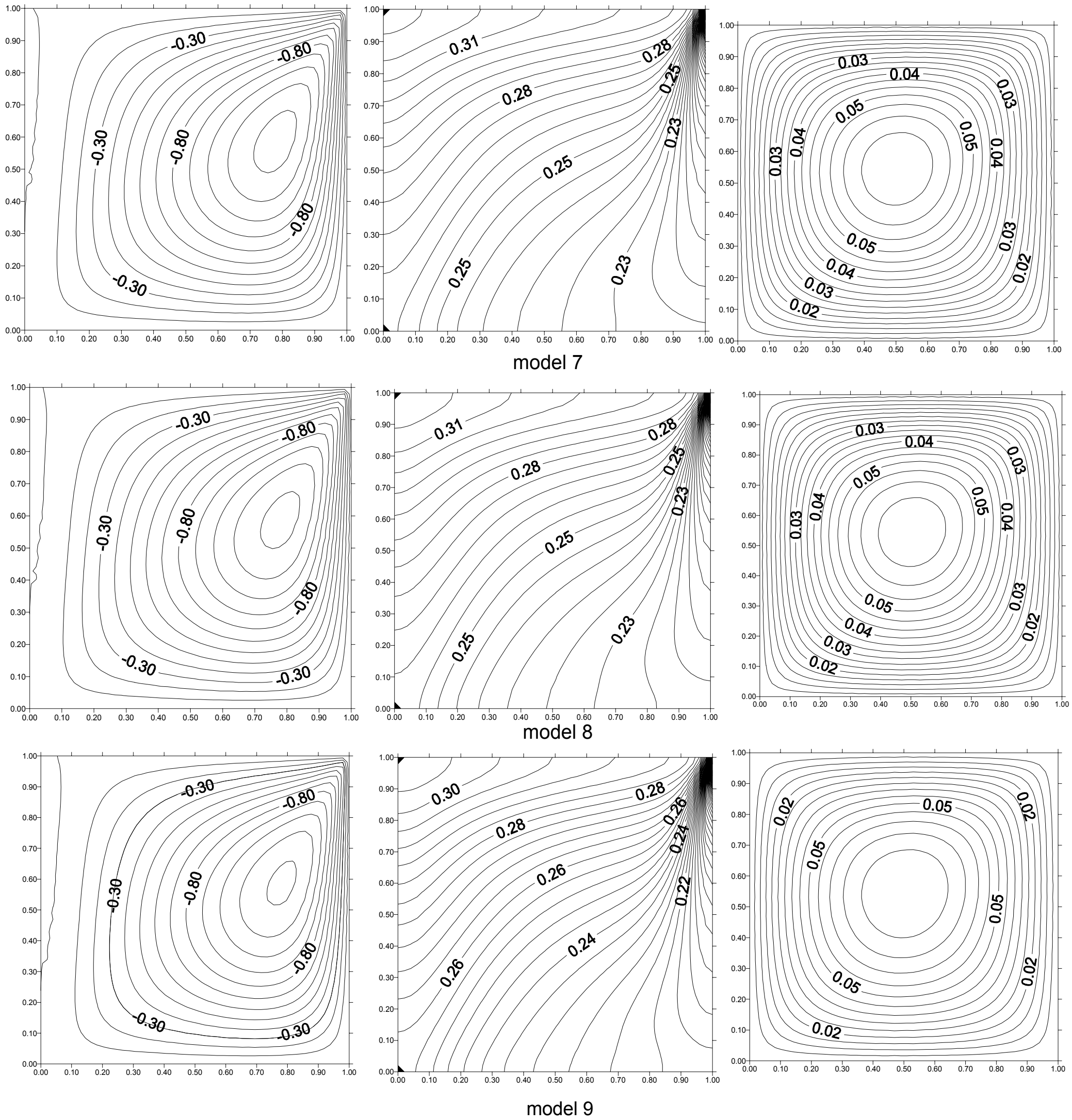
Genel olarak gözenekli ortamlarda gözenek dağılımı incelendiğinde gözeneklilik merkezden dışa doğru artan değerde bir değişim gösterir. Bu özellikte olan gözenekli ortamlardaki akışın modellenmesi için üç farklı yaklaşım kullanılmıştır. Bu modellerde dış bölge gözenekliliği 0,4; iç bölge gözenekliliği 0,04 olacak şekilde karesel bölgeler oluşturulmuştur. Tablo 4.4'de bu yaklaşım için kullanılan modeller gösterilmiştir.

Tablo 4.4: Farklı gözeneklilikte iç içe kare yapı modelleri

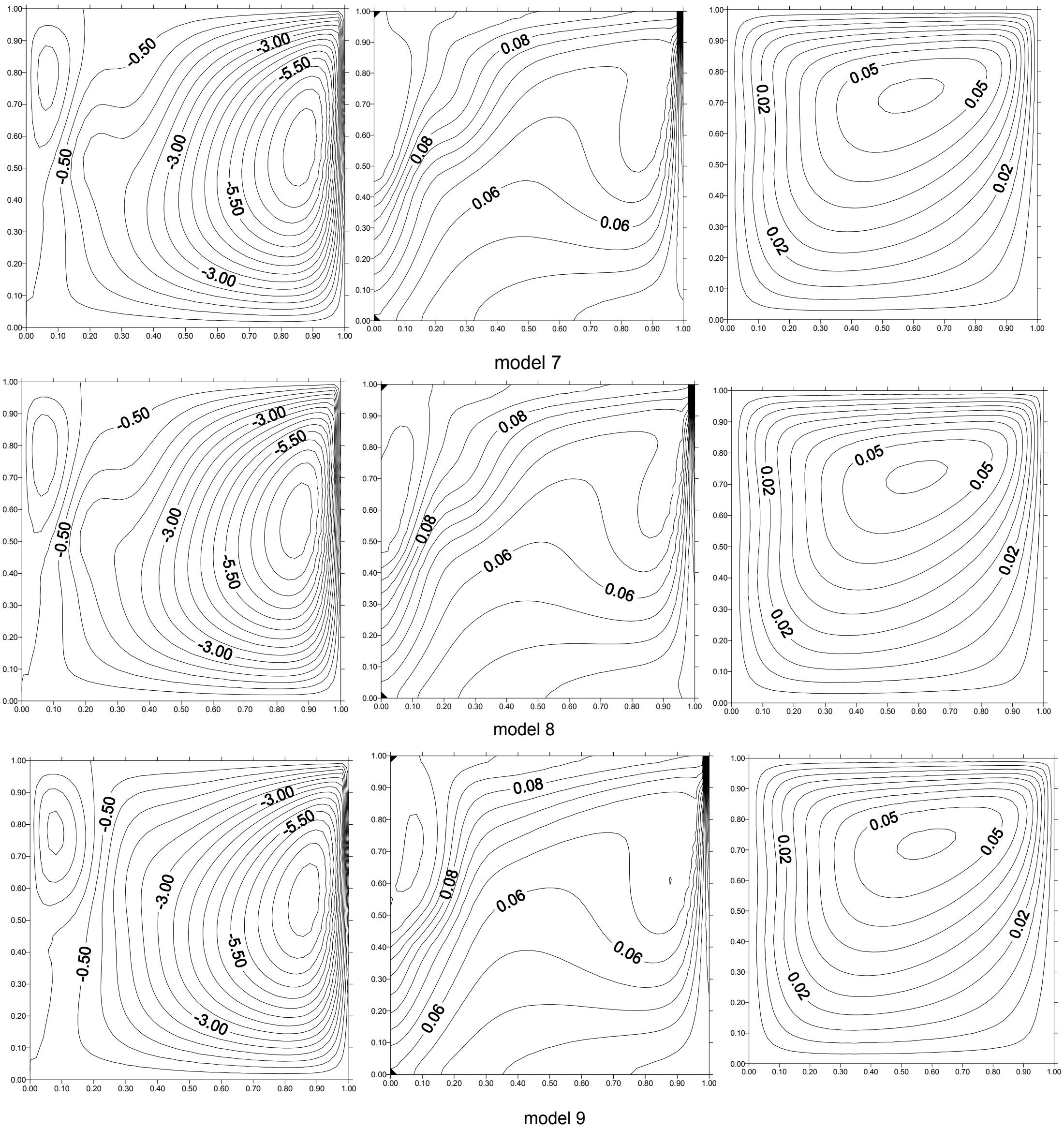


Modeller	Bölge	Gözeneklilik	(axa)/(bxb)	1-[(axa)/(bxb)]
Model 7	I	0.4	0.25	-
	II	0.04	-	0.75
Model 8	I	0.4	0.5	-
	II	0.04	-	0.5
Model 9	I	0.4	0.75	-
	II	0.04	-	0.25

Model 7, model 8 ve model 9'un akım çizgileri, eşderişiklik ve eşsıcaklık çizgileri Ra=1x10^2, Ra=3x10^3 ve Ra=5x10^3 için Şekil 4.21, Şekil 4.22 ve Şekil 4.23'de verilmiştir. Bu şekillerden görüleceği gibi Rayleigh sayısı arttıkça ortamın boyutsuz akım değeri de artmakta, buna karşılık ortamın ortalama boyutsuz derişiklik ve sıcaklık değeri düşmektedir. Her modelde, *Ra*=100 için akış tek hücreli, *Ra*=3000 ve 5000 için birbirine ters yönde iki hücrelidir. Şekil 4.23'den görüleceği gibi *Ra*=5000 için, kabın sol tarafında oluşan akım hücresi daha gelişmiştir ve model 8 ve model 9 için için kabın sol tarafına hakim eğilimdedir. Buna karşılık model 7 için akış, kabın sol alt köşesinde de küçük bir hücrenin oluşması ile 3 akım hücreli hale gelmiştir. Model 7 küçük gözenekliliğe sahip bölgenin kapta %75 oranında yer işgal ettiği modeldir. Şekil 4.21'den 4.23'e kadarki şekiller incelendiğinde, düşük *Ra* sayısında her model için derişiklik değişiminin sağ duvarın geçirgen olduğu bölgede, büyük *Ra* ayıları için ise derişiklik değişimin hemen hemen sağ duvar boyunca ve kabın sol yarısında yoğun olduğu görülmektedir. Sıcaklık değişimi her model için, düşük *Ra* sayısında merkezi, *Ra* sayısı arttıkça kabın sağ üst bölgesine doğru yönelen bir dağılım göstermektedir. Şekil 4.23'den görüleceği gibi yüksek *Ra* sayısında sıcaklık değişimleri sadece kabın üst kısmında değil yarısında da yoğunlaşmaktadır.

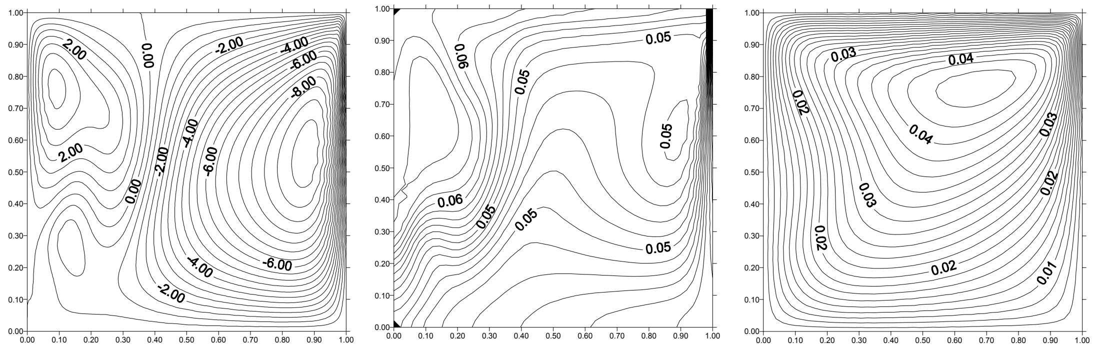


Şekil 4.21: Farklı gözeneklilikte iç içe kare yapı modellerinin akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrilerinin değişimi (Le=10, N=2 ve *Ra*=$1x10^2$)

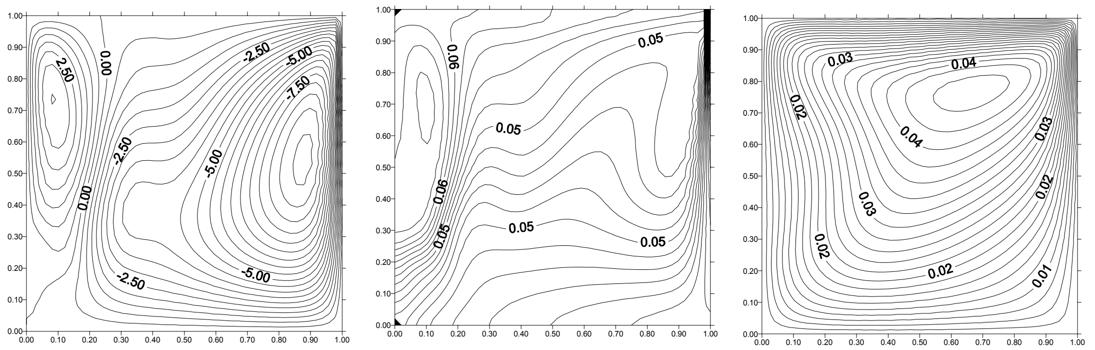


Şekil 4.22: Farklı gözeneklilikte iç içe kare yapı modellerinin akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrilerinin değişimi (Le=10, N=2 ve *Ra*=3x10^3.)

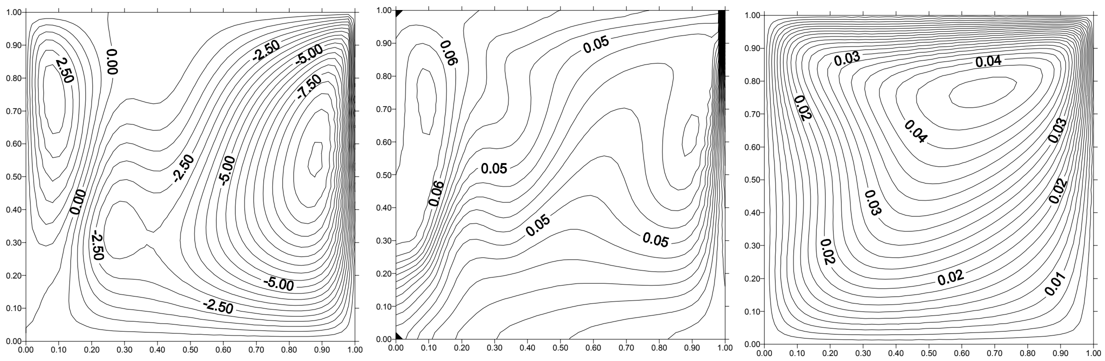
Şekil 4.24'de iç içe kare modellerin sağ duvar için ortalama Sherwood sayısı, Nusselt sayıları ve normalize edilmiş maksimum derişik değerlerinin Rayleigh sayısına bağlı değişimleri verilmiştir. Şekil 4.24(a)'dan görüleceği *Sh* sayısı model 7 ve 8 için *Ra*=2000'de, model 7 için *Ra*=3000'de bir maksimumdan geçmektedir. Farklı gözeneklilikte iç içe kare yapı için en düşük Sherwood sayısı model 9'a aittir. Şekil 24(b)'deki Rayleigh sayısına bağlı Nusselt sayısının değişimi incelendiğinde en büyük Nusselt değeri model 7'de, en düşük Nusselt değeri model 9'da görülmektedir. Her model için *Nu* sayısı *Ra* sayısı arttıkça artış eğilimindedir.



model 7



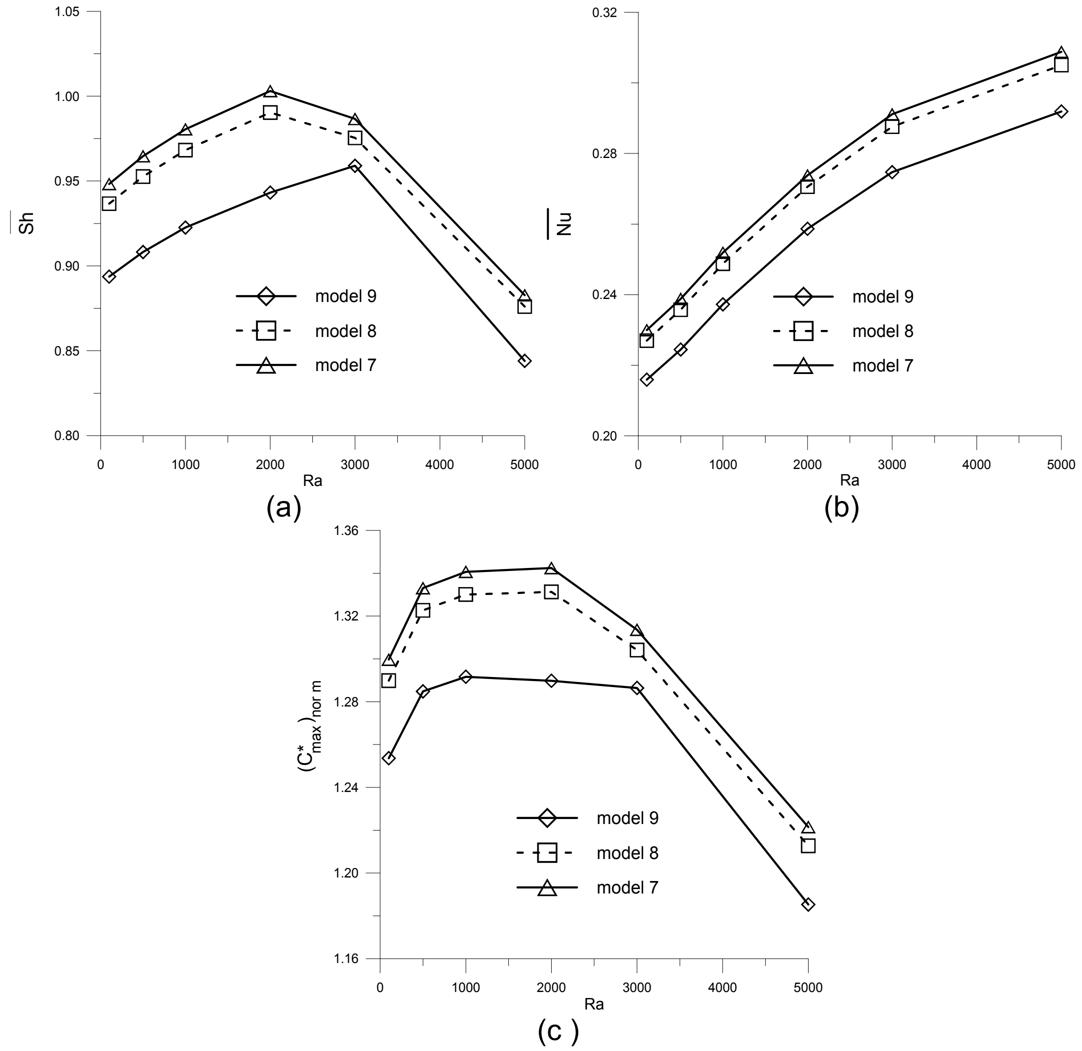
model 8



model 9

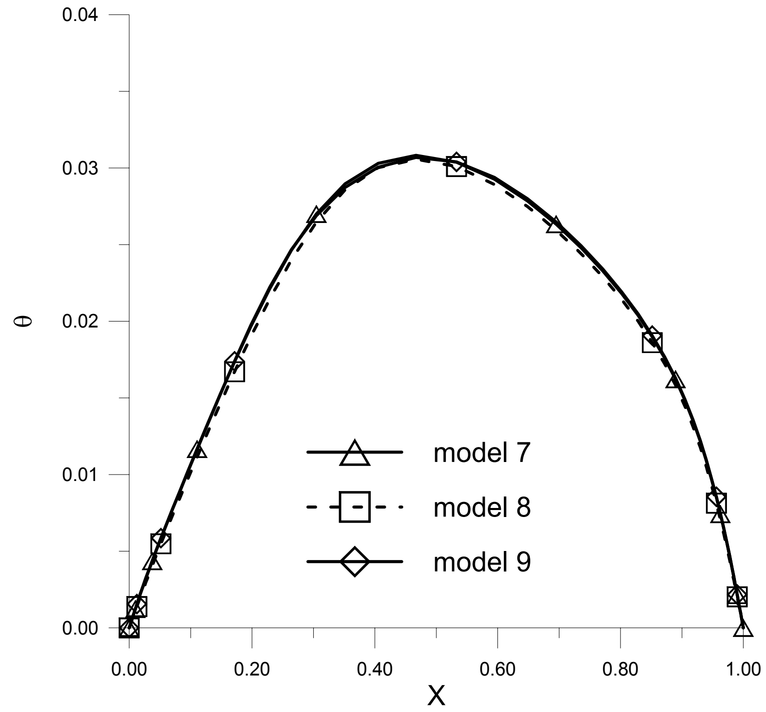
Şekil 4.23: Farklı gözeneklilikte iç içe kare yapı modellerinin akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrilerinin değişimi (Le=10, N=2 ve *Ra*=5x10^3.)

Şekil 4.24(c)'de model 7, model 8 ve model 9 'un maksimum derişiklik değerleri model 0'ın maksimum derişik değerlerine göre normalize edilmiş sonuçları çizdirilmiştir. Şekil 4.24(c) normalize edilmiş derişiklik değerleri model 7 için en büyük; model 9 için de en küçük değerdedir. Yani model 0'a göre üç modelde de geçirgen duvardaki sızıntı daha azdır ancak yüksek *Ra* sayılarında sızıntının model 0'daki değerine yaklaştığı görülmektedir.

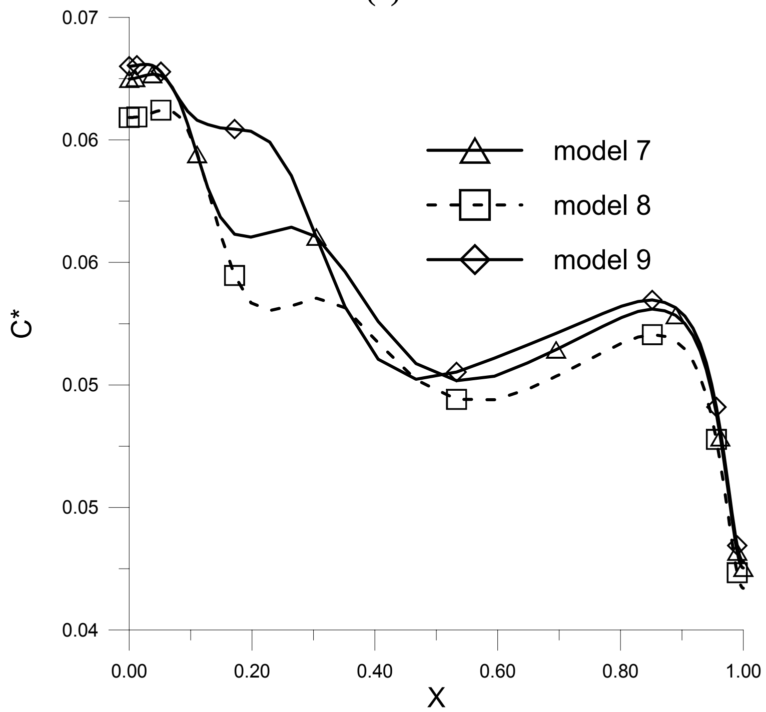


Şekil 4.24: Farklı gözeneklilikte iç içe kare yapı modelleri için *Ra* sayısına bağlı (a) ortalama *Sh* sayısı, (b) ortalama *Nu* sayısı ve (c) Normalize edilmiş derişiklik değişimleri

Farklı gözeneklilikte iç içe kare yapının merkezi yatay eksen boyunca boyutsuz derişiklik ve sıcaklık eğrileri, *Ra*=5000 için Şekil 4.25'de verilmiştir. Boyutsuz sıcaklık eğrilerinde Şekil 4.25(a)'da da görüldüğü gibi bariz bir farklılık olmamakla birlikte maksimum noktalarında az da olsa bir kayma mevcuttur. Şekil 4.25(b)'den görüleceği boyutsuz derişiklik eğrileri, sağ duvardaki geçirgen bölgenin etkisinden dolayı, her model için kabın sol tarafında sağ tarafından daha büyük değerdedir. Yine kabın sağ tarafında modellere ait derişiklik eğrileri birbirine yaklaşmaktadır. Buna karşılık kabın sol tarafında Şekil 4.23'den de görüleceği gibi iki hücreli akışa bağlı olarak modellere ait derişiklik eğrileri birbirinden ayrılmaktadır.



(a)



(b)

Şekil 4.25: Farklı gözeneklilikte iç içe kare yapı modellerinin merkezi yatay kesit boyunca (a) boyutsuz sıcaklık ve (b) boyutsuz derişiklik eğrileri (*Ra*=5000)

4.2.5 Yüzdürme Oranı ve Lewis Sayısının Isı ve Kütle Geçişine Etkisinin İncelenmesi

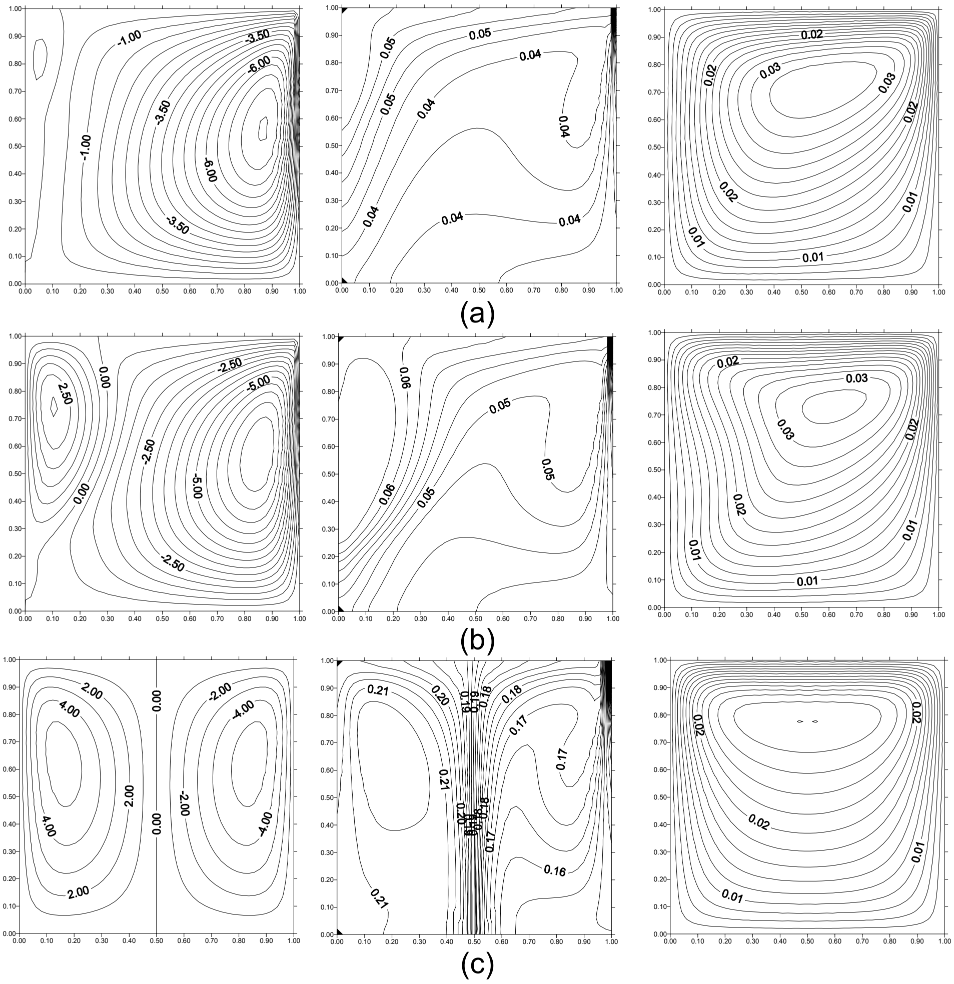
Farklı gözeneklilik değerleri ve farklı gözeneklilik modelleri için doğal taşınım incelenirken Lewis sayısı ve yüzdürme oranı sabit alınmıştır. Bu kısımda sabit tektürel (ε =0,4) gözenekli yapıda *Ra* sayısına bağlı olarak Lewis sayısının ve yüzdürme oranının ısı ve kütle geçişi üzerindeki etkileri incelenmiştir.

4.2.5.1. Yüzdürme Oranının Etkisi

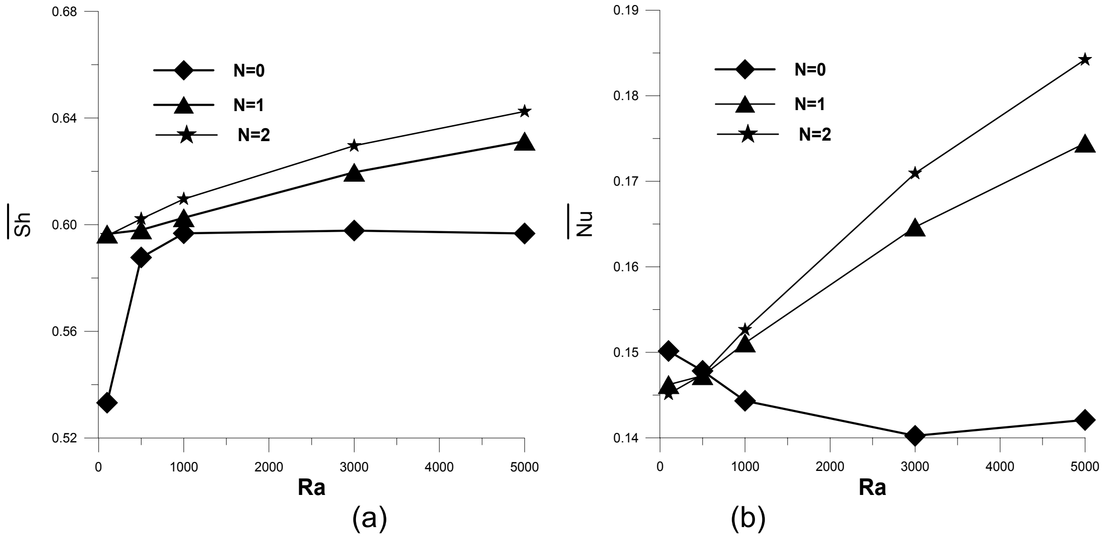
Bu bölümde yüzdürme oranının etkisi incelenirken Lewis sayısı (Le=10) sabit alınmıştır. Mevcut matematiksel model, *Ra*= 100, 500, 1000, 3000 ve 5000 için üç farklı yüzdürme oranı (*N*=0; 1 ve 2) için incelenmiştir.

Yüzdürme oranı 0, 1 ve 2 için akım fonksiyonu, eşderişiklik ve eşsıcaklık değişimi Şekil 4.26'da verilmiştir. *N*=0 olması, akım fonksiyonunun derişiklik değişimine bağlı olmadığını ifade etmektedir. Sadece sıcaklık değişiminin taşınıma sebep olduğu bu durumda akım fonksiyonu simetri oluşturacak biçimde zıt yönlü iki hücre yapısı göstermiştir. Derişiklik değişimi ise ortada yoğunluk kazanmış ve sağ üst duvara doğru hareket özelliğini korumuştur. Yüzdürme oranı arttıkça Şekil 4.26'da görüldüğü gibi ortamdaki akış tek hücreli bir yapıya yönelmekte ve derişiklik değişimi geçirgen olan bölgeye doğru artmaktadır. Öte yandan en yüksek sıcaklık değerleri *N*=0 için kabın üst orta kısmında, *N* arttıkça kabın sağ üst kısmında yer almaktadır. Sıcaklık değişimleri, hemen hemen her yüzdürme oranı değeri için kabın üst yarısında artmaktadır.

Şekil 4.27'de Rayleigh sayısına bağlı olarak Sherwood sayısının ve Nusselt sayısı değişimi farklı yüzdürme oranları için verilmiştir. *N*=2'de en fazla Sherwood sayısına, *N*=0'da en az Sherwood sayısına ulaşmıştır. Fakat Rayleigh sayısına göre değişimi *N*=0'da daha etkili görülmektedir. Görüleceği gibi ortamdaki derişiklik miktarı Şekil 4.26 (c)'de fazladır ve çift akış hücresi mevcuttur. Yüzdürme oranı 1 ve 2'de Sherwood sayısı Rayleigh sayısının artışı ile artmaktadır. Buna karşın, Şekil 4.26(a)'dan görüldüğü gibi *N*=0'da Sherwood sayısı en büyük değerine Ra=1000'de ulaşıyor ve az da olsa Rayleigh sayısının artışına karşın azalma eğilimi gösteriyor. Şekil 4.27(b) de görüldüğü gibi Nusselt sayısının değişimi düşük Rayleigh sayıları için karmaşıklaşmaktadır. Nusselt sayısı *N*=1 ve 2 için Rayleigh sayısının artışı ile artmaktadır. Büyük *Ra* sayılarında farklı yüzdürme oranları için çizilen eğrilerin aralarındaki fark da artmaktadır. Yüzdürme oranı 0'da ise *Nu* sayısında Ra=3000 değerine kadar bir azalma ve sonrasında artış olmaktadır.

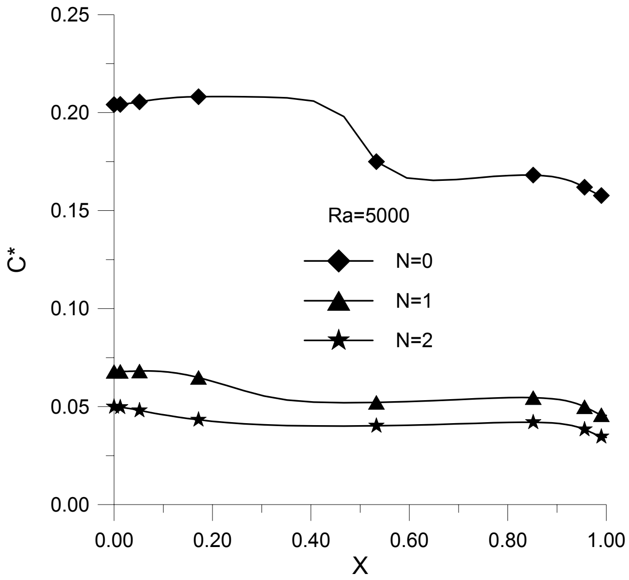


Şekil 4.26: Yüzdürme oranına bağlı olarak akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrilerinin değişimi(*Ra*=5x10^3)
(a) *N*=2, (b) *N*=1ve (c) *N*=0

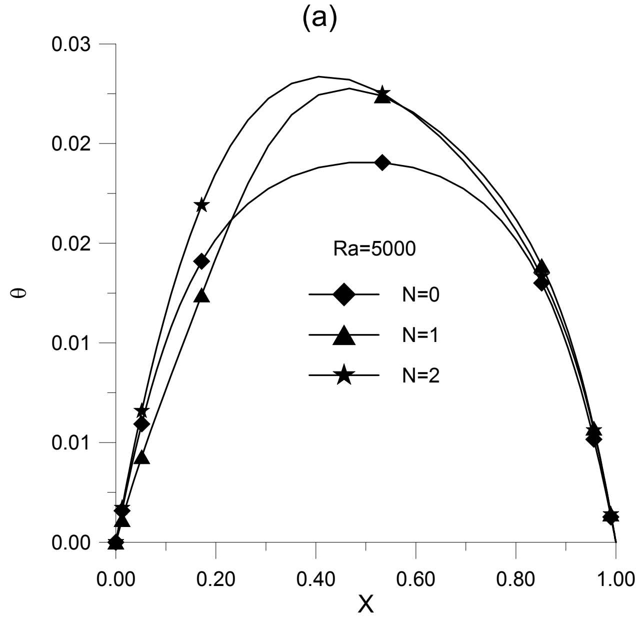


Şekil 4.27: Yüzdürme oranının (a) ortalama Sh sayısına ve (b) ortalama Nu sayısına etkisinin *Ra* sayısına bağlı değişimleri

Şekil 4.28’de yüzdürme oranına bağlı boyutsuz derişiklik ve sıcaklık değişim eğrileri Y =0,5 noktasında X ekseni boyunca verilmiştir. Yüzdürme oranı arttıkça ortamdaki derişiklik değeri azalmakta ve aynı zamanda sağ-sol duvar arasındaki fark da azalmaktadır. N=0’da gözlemlenen 0,3-0,7 arasında oluşan ani değişim yüzdürme oranının artması ile kaybolmuştur. Şekil 4.28(b)’den görüldüğü gibi yüzdürme oranı arttıkça sıcaklık eğrilerinin tepe noktası kabın sol tarafına doğru kaymaktadır. Bu arada yine yüzdürme oranı arttıkça boyutsuz sıcaklık da yükselmektedir.



(a)



(b)

Şekil 4.28: Yüzdürme oranına bağlı olarak merkezi yatay kesit boyunca (a) boyutsuz derişiklik ve (b) boyutsuz sıcaklık değişimi

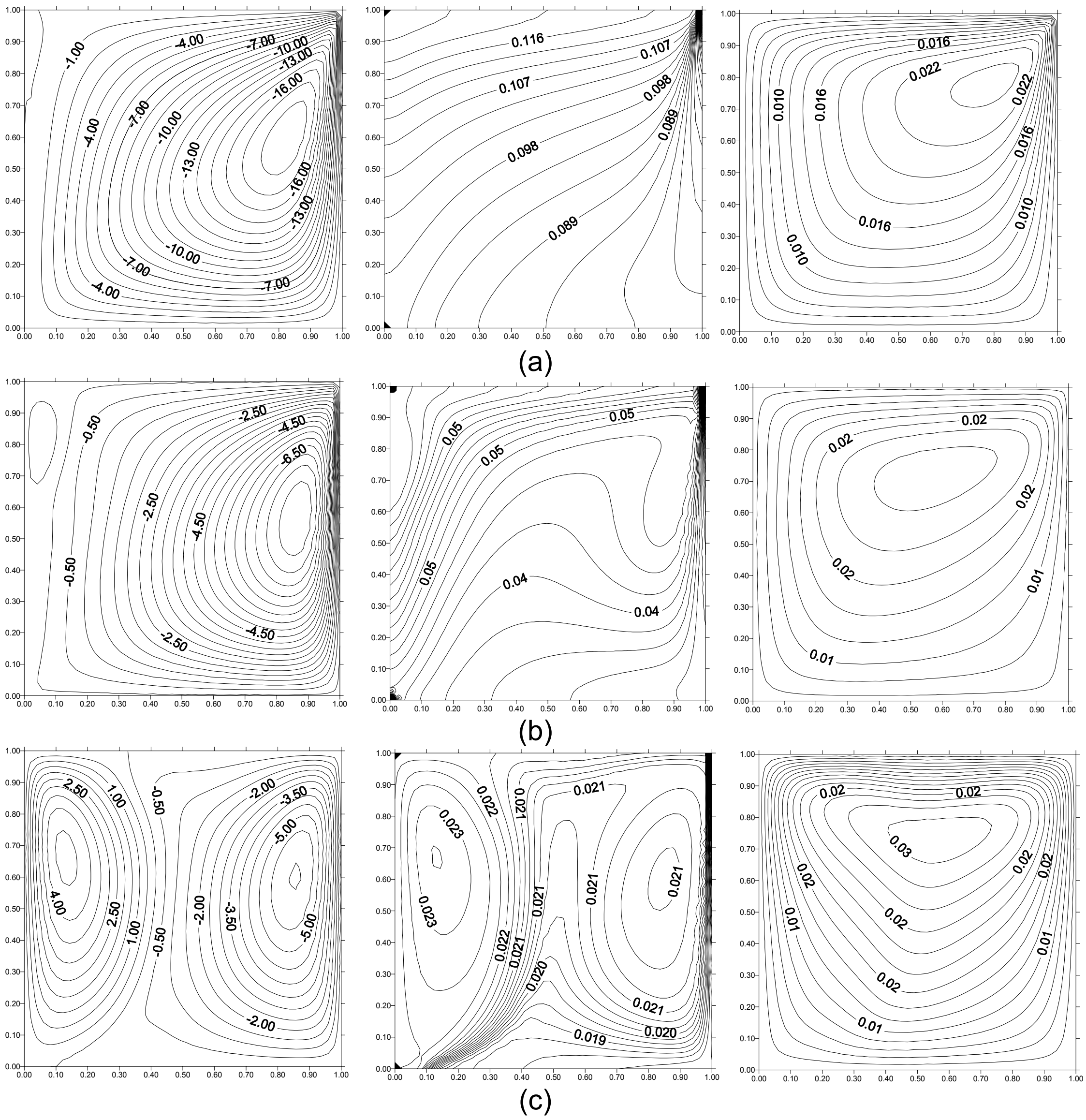
4.2.5.2. Lewis Sayısının Etkisi

Lewis sayısının etkisini incelemek için yüzdürme oranı 2, gözeneklilik değeri 0,4 olarak sabit alınmıştır. Mevcut matematiksel model *Ra*= 100, 500, 1000, 3000 ve 5000 için ve üç farklı Lewis sayısı için (Le=1; 10 ve 100) incelenmiştir.

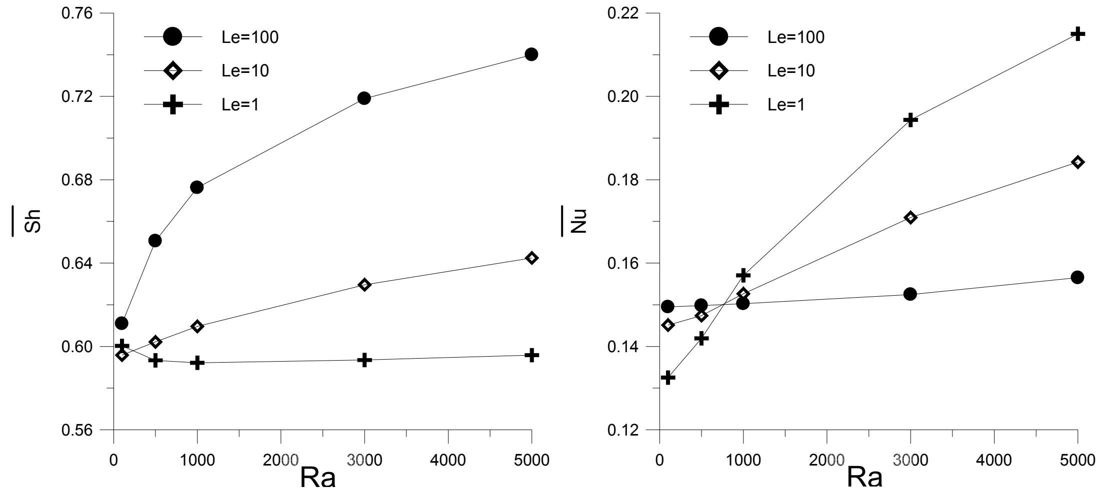
Lewis sayısına bağlı akım fonksiyonu, eşderişiklik ve eşsıcaklık değişimi Şekil 4.29'da verilmiştir. Şekil 4.29'da görüldüğü gibi Lewis sayısı arttıkça akım fonksiyonu daha düşük değerler almaktadır. Aynı zamanda sağ üst köşeye yönelmiş akım eğrileri Lewis sayısının artışı ile sağ duvara doğru yaklaşmaktadır. Şekil 4.29'da Le=10 değerinde sol duvara yakın bölgede ikinci hücre oluşumu başlamıştır ve Le=100 içi merkeze göre simetrik olmayan, birbirine zıt yönde dönen iki hücre gelişmiştir. Lewis sayısına bağlı olarak eş derişiklik değişiminde de sağ üst köşeye doğru değişim yoğunluğu sağ duvarın tamamını kapsayacak şekilde yayılmaktadır. Le=100 için derişiklik değişimi sağ bölümde yoğunlaşarak sağ merkezli bir hücre oluşturmuştur. Ayrıca, eş derişiklik eğrileri alt orta bölgeden iç bölgeye doğru artmaktadır ve sağ duvarda sınır tabaka kalınlığı da en fazladır. Lewis sayısının artışı ile ortamdaki derişiklik değeri azalmıştır. Şekil 4.29'da Lewis sayısı artışı ile eşsıcaklık eğrilerinin sağ üst köşeye doğru hareketliliği merkeze doğru kayma göstermiştir; çift hücre sebebi ile sıcaklık değişimi her iki duvarın üst kısımlarında da artmıştır.

Şekil 4.30'da Le= 1; 10 ve 100 için Sherwood sayısının değişimi ve Nusselt sayısının değişimi Rayleigh sayısına bağlı verilmiştir. Geçirgen bölgedeki en büyük derişiklik değişimi, yani Sherwood sayısı Le=100 değerindedir. Le=1 için Sherwood sayısının Rayleigh sayısına bağlı değişimi azdır. Genel olarak Rayleigh sayısı artarken Nusselt sayısında da artış beklenir, burada her bir Lewis sayısı için kendi içinde artma olmaktadır. Düşük Rayleigh sayılarında oluşan düzensizliğin etkisi ile farklı Lewis sayılarının değişimlerinde genel bir değişim yapısı korunamıyor. Yani düşük Rayleigh sayısında en büyük Nusselt sayısı Le=100'de; en küçük Nusselt sayısı ise Le=1'de dir. Buna karşın, Ra=5000'de en büyük Nusselt sayısı Le=1'de, en küçük Nusselt sayısı Le=100'de olmaktadır. Öte yandan en küçük Lewis sayısında en fazla sıcaklık değişimi, yani *Nu* sayısı en büyük değere sahiptir.

Şekil 4.31'de Y=0,5 için X ekseni boyunca *Ra*=5x10^3 için boyutsuz derişiklik ve sıcaklık eğrileri verilmiştir. Lewis sayısı arttıkça derişiklik azalmakta ve sağ ve sol duvar arasındaki derişiklik farkı da azalmaktadır. Sol duvarda boyutsuz derişiklik değeri en büyük değerdedir. Şekil 4.31(b)'de görüldüğü gibi boyutsuz sıcaklık eğrilerinin tepe noktaları Lewis sayısına bağlı olarak değişim göstermemiştir. Merkezi yatay kesit boyunca en düşük boyutsuz sıcaklık değeri Le=1'de ve merkezde olmasına karşın en yüksek ortalama boyutsuz sıcaklık değeri Le=100 değerinde X=0,4 noktasında oluşmaktadır.

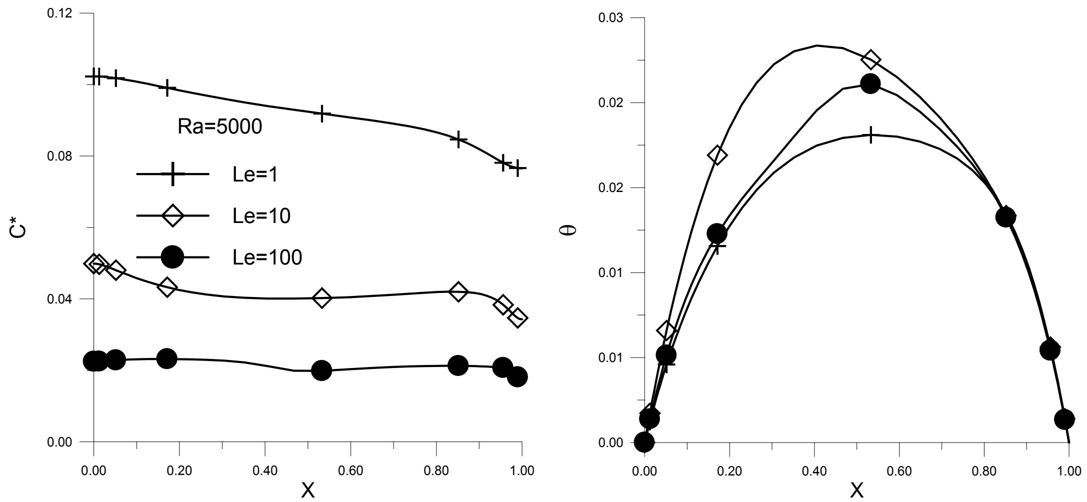


Şekil 4.29: Lewis sayısının akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) değişim eğrilerine etkisi (Ra =5x10^3)
(a) Le =1, (b) Le =10 ve (c) Le =100



(a) (b)

Şekil 4.30: Lewis sayısının farklı Ra sayısına bağlı olarak (a) ortalama Sh sayısına ve (b) ortalama Nu sayısına etkisi



(a) (b)

Şekil 4.31: Lewis sayısına bağlı olarak merkezi yatay kesit boyunca (a) boyutsuz derişiklik ve (b) boyutsuz sıcaklık değişimi

Sonuç olarak, çalışılan küçük Rayleigh sayılarında Lewis sayısının geçirgen kısımdaki derişiklik ve sıcaklık değişimine etkisi, büyük Rayleigh sayılarındaki gibi olmamıştır. Ayrıca merkezi yatay kesit boyunca boyutsuz derişiklik ve sıcaklık değişimi de farklılık göstermiştir. Merkezi yatay kesit boyunca boyutsuz derişiklik Le sayısı azaldıkça artmıştır, buna karşılık boyutsuz sıcaklıkta aynı özellik görülmemiştir. Zira Şekil 4.29(c)'den görüleceği gibi Le=100 için en yüksek sıcaklık değeri, merkezi kesitin biraz üzerinde kabın üst kısmında yer almaktadır.

5. ISI VE KÜTLE ÜRETİMİ OLAN KISMEN GEÇİRGEN GÖZENEKLİ ORTAMDA DOĞAL TAŞINIMLA ISI VE KÜTLE GEÇİŞİNİN DARCY-BRİNKMAN MODELİ İLE İNCELENMESİ

Şekil 3.2'de koordinat sistemi ve matematiksel modeli verilmiş olan kısmen geçirgen gözenekli ortamda doğal taşınımla ısı ve kütle geçişi, Bölüm 4.2'de Darcy modeli ile incelenmiştir. Bu bölümde de aynı problem Bölüm 3.1.2'de matematiksel modeli açıklanan Darcy-Brinkman modeli kullanılarak incelenecektir. Prandtl sayısı gazlar için 0,7–1,0 aralığındadır **(Çengel ve Turner, 2001)**. Bu çalışmada Prandtl sayısı 0,7 olarak seçilmiştir. Bu kabul ile gözenekli ortamdaki doğal taşınımla ısı ve kütle geçişi:

- Darcy sayısı,
- Gözeneklilik,
- İkili geçirgenlik yapı,
  - Yatay eksen boyunca iki farklı geçirgenliğe sahip ortam
  - Düşey eksen boyunca iki farklı geçirgenliğe sahip ortam
- Yüzdürme oranı,
- Lewis sayısı

dikkate alınarak incelenmiştir.

5.1. Sayısal Çözüm ve Sonuçlar

Doktora çalışmasının bu bölümünde, Darcy-Brinkman modeli ile ısı ve kütle geçişi incelenirken denklem (3.35), (3.27) ve (3.28)'deki temel denklemler kullanılmıştır ve Darcy modelinde olduğu gibi bu denklemler sonlu hacimler yöntemi kullanılarak ayrıklaştırılmıştır. Denklemlerin çözümünde, denklem (3.29) ve (3.30)'da tanımlanan başlangıç ve sınır koşulları, denklem (3.37)'de verilen sınırlarda boyutsuz çevrinti değerleri kullanılmıştır. Isı ve kütle akışı için kullanılan Power Law-Differencing tasarımı çevrinti taşınım denklemi için de benimsenmiştir. Ayrıca, zamana bağlı boyutsuz derişiklik ve enerji denklemi için kullanılan ADI yöntemi ile zamana bağlı boyutsuz çevrinti taşınım denklemi çözülmüştür. Akım fonksiyonu SOR yöntemi kullanılarak hesaplanmıştır.

Doğal taşınım ile ısı ve kütle geçişinde, Darcy sayısı Darcy-Brinkman modelinin Darcy modeline yaklaşıp yaklaşmadığını belirleyen bir ölçektir. Literatürlerde Da sayısı sıfıra yaklaştıkça modelin Darcy modeline yaklaştığı ve $Da \leq 10^{-7}$ için Darcy modeli ile uyumlu olduğu ifade edilmektedir **(Goyea ve diğ., 1995)**. Bundan dolayı, bu çalışmada Darcy-Brinkman modeli ile Darcy modelinin karşılaştırması için Darcy sayısı 10^{-7} alınmıştır. Bölüm 4.2.1'de Darcy modeli için literatürde yer alan çalışmalar dikkate alınarak kodun doğrulanması yapılmış ve Tablo 4.1'de verilmişti. Darcy modeli için tanımlanan ısıl doğal taşınım koşullarının aynısı Darcy-Brinkman modelinin sayısal doğrulanması için de kullanılmıştır. Darcy-Brinkman modelinin, Darcy modeli ile ısıl taşınım için karşılaştırma sonuçları Tablo 5.1'de verilmiştir. Bu çalışmada boyutsuz zaman ($\Delta\tau$) adımı 10^{-5} ve kafes yapısı 64x64 alınmıştır. Tablo 5.1'den görüldüğü gibi *Da*=10^{-7} için her iki model birbirleri ile uyumlu sonuçlar vermiştir.

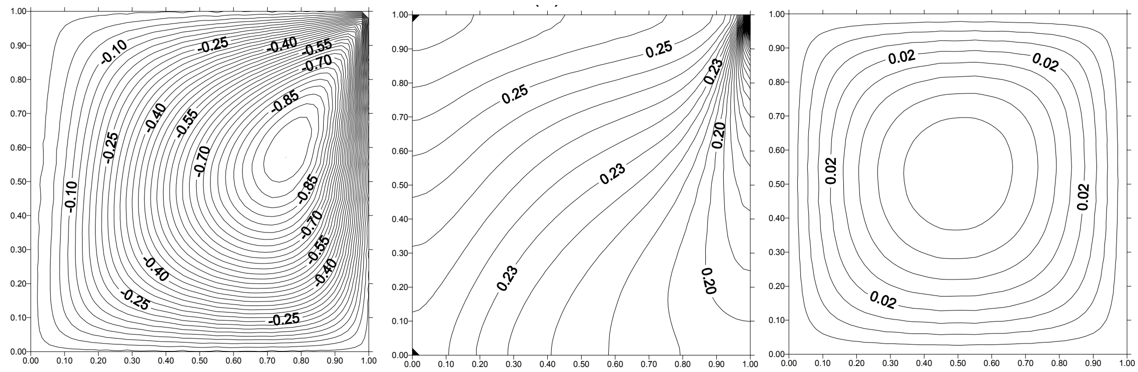
Tablo 5.1: Sayısal kodun ısıl taşınım için doğrulanması
($N = 0$, $Le = 10$, $\Pr = 0{,}7$, $\varepsilon = 0{,}4$, $Da = 10^{-7}$)

Ra	Nu		Sh	
	Tez-Darcy Model	Tez-Darcy–Brinkman Model	Tez-Darcy Model	Tez- Darcy–Brinkman Model
100	3.05	3,04	12.93	12,77
1000	13.16	12,98	48.21	46,36
2000	19.48	19.07	70.45	66.48

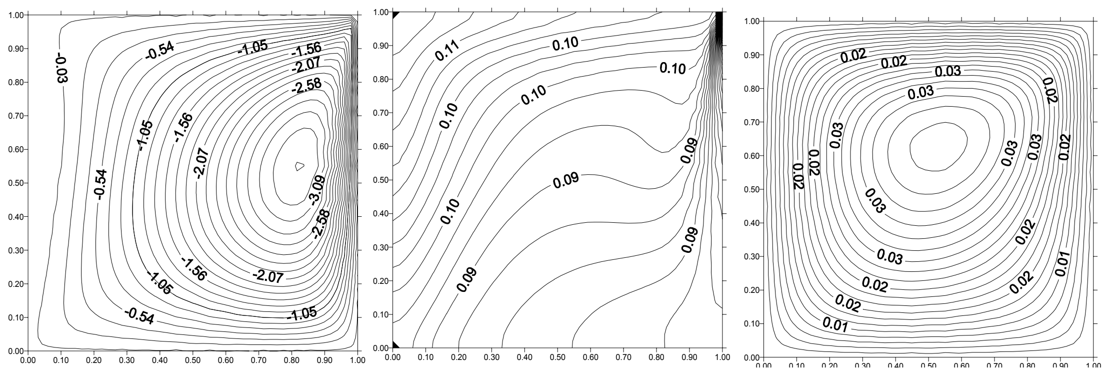
5.1.1. Darcy Sayısının Doğal Taşınım ile Isı ve Kütle Geçişine Etkisinin İncelenmesi

Darcy sayısı gözenekli ortamın geçirgenliğine doğrudan doğruya bağlı bir büyüklüktür. Bu çalışmada, gözenekli ortamın geçirgenlik yapısını incelemek için 10^{-6}, 10^{-5} ve 10^{-4} olmak üzere üç farklı Darcy sayısı kullanılmıştır. Gözenekli ortamda geçirgenliği incelemek için seçilen Darcy sayıları, Tablo 2.2'de verilen bazı gözenekli malzemelerin geçirgenlik değerleri dikkate alınarak tespit edilmiştir.

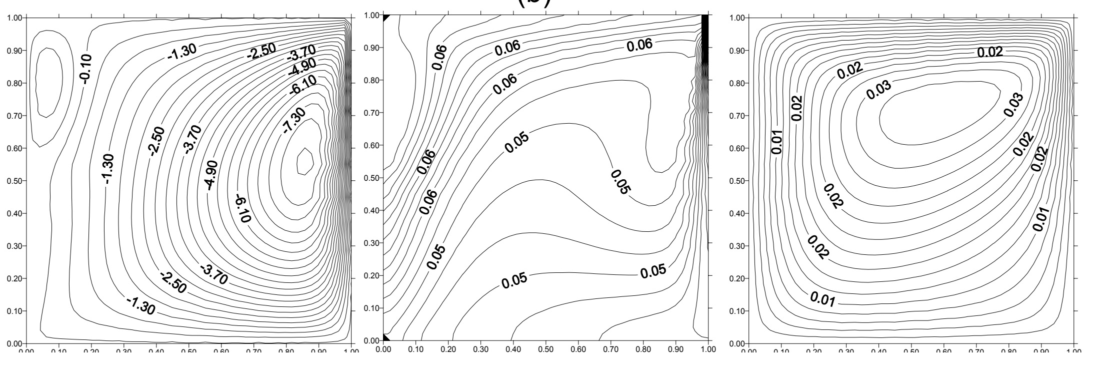
Bölüm 4'de Darcy modelini incelemek için kullanılan beş farklı Rayleigh sayısı (100, 500, 1000, 3000 ve 5000), Darcy sayısının etkisini incelemek için de kullanılmıştır. Farklı Rayleigh sayıları için ortamdaki akım fonksiyonu, eşderişiklik ve eşsıcaklık eğrilerinin değişimi *Da*=10^{-6} için Şekil 5.1'de, *Da*=10^{-5} için Şekil 5.2'de ve *Da*=10^{-4} için Şekil 5.3'de verilmiştir.



(a)

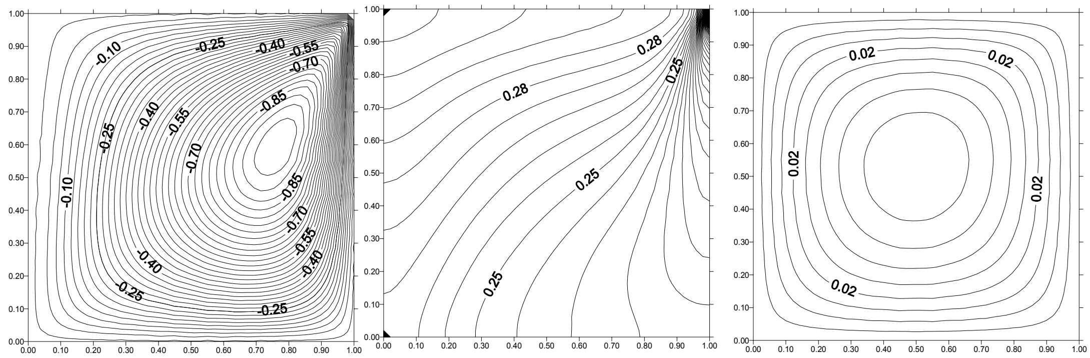


(b)

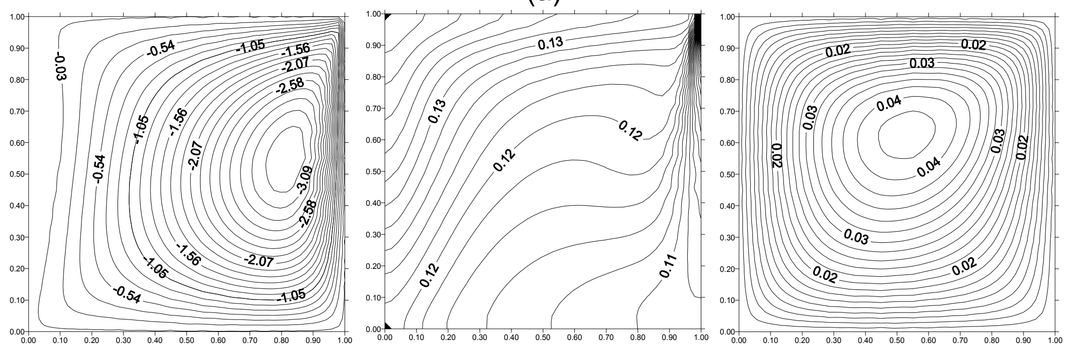


(c)

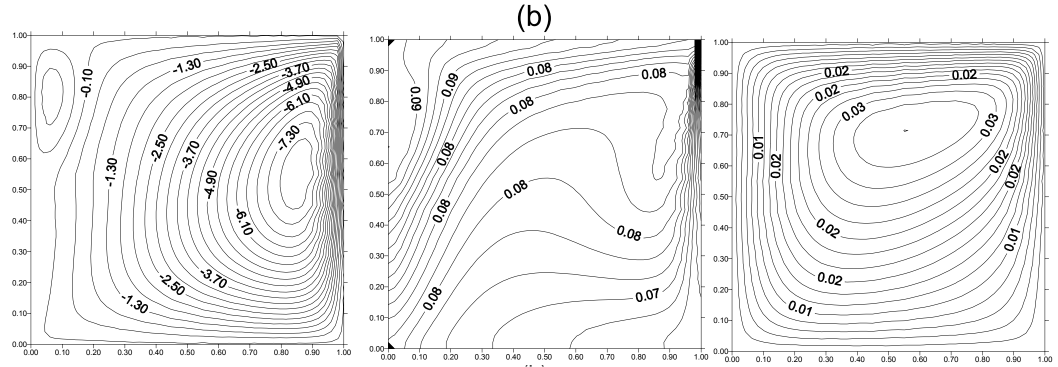
Şekil 5.1: $Da = 10^{-6}$ için farklı Rayleigh sayılarına göre akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık eğrileri (sağ), (Le =10, N =2, $\varepsilon = 0{,}4$ ve $\Pr = 0.7$)(a) Ra =1x10^2, (b) Ra =1x10^3, (c) Ra =5x10^3



(a)



(b)

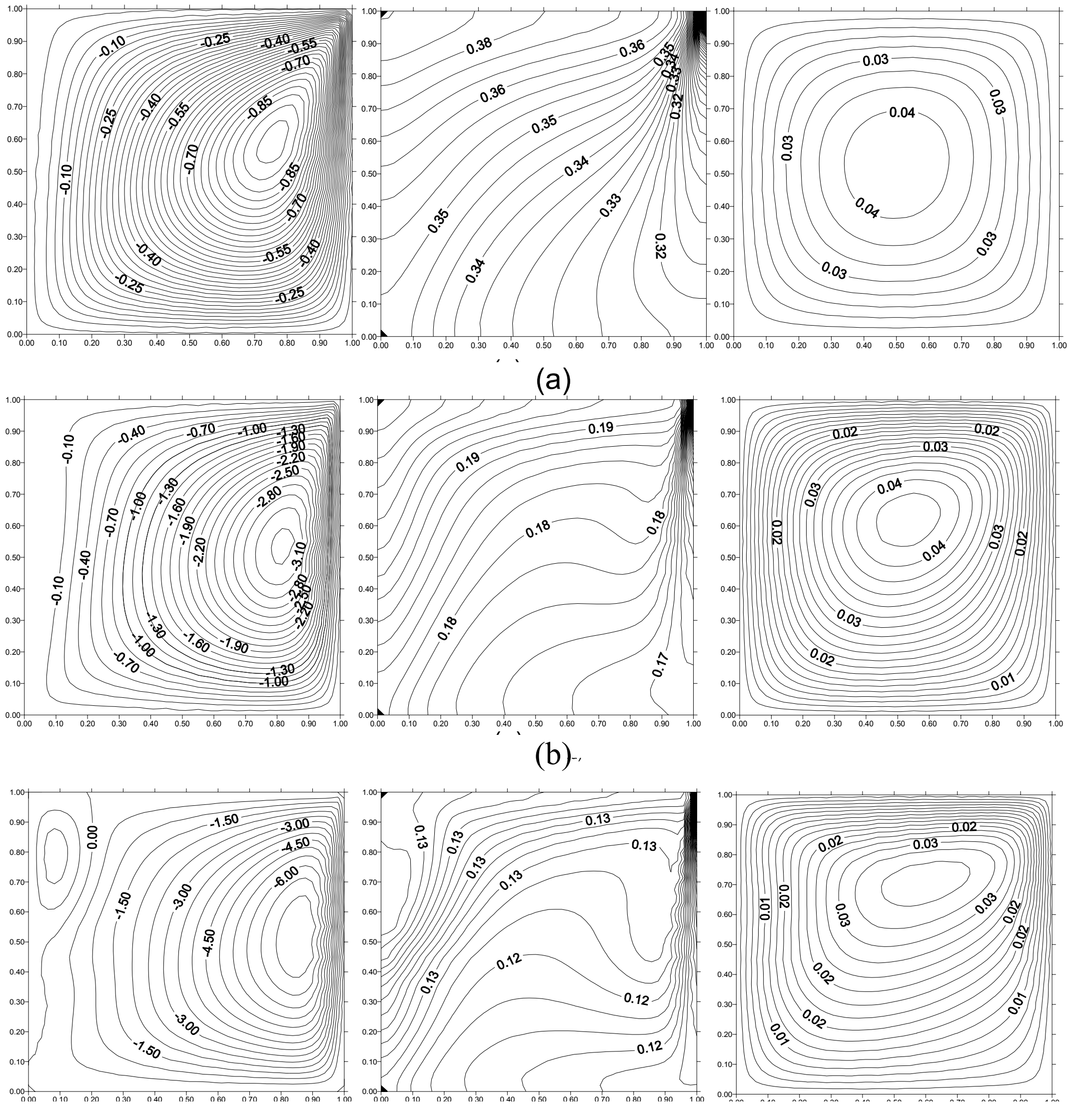


(c)

Şekil 5.2: $Da = 10^{-5}$ için farklı Rayleigh sayılarına göre akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık eğrileri (sağ), (Le =10, N =2, $\varepsilon = 0{,}4$ ve $\Pr = 0.7$)(a) Ra =1x10^2, (b) Ra =1x10^3, (c) Ra =5x10^3

Şekil 5.1, Şekil 5.2 ve şekil 5.3'den görüleceği gibi, Darcy sayısının her değeri için *Ra*=5x10^{-3} hariç akış saat yönünün tersi yönde tek hücrelidir ve tüm Darcy sayıları için sağ duvarın geçirgen bölgesine doğru akım çizgileri yoğunlaşmaktadır. Yine aynı şekillerden görüldüğü gibi, aynı Rayleigh sayısı için Darcy sayısı arttıkça kapta derişiklik değeri artmaktadır. Darcy sayısının artması, yani ortam geçirgenliğinin artması, içerisinde üretim de bulunan ortamda derişikliğin kabın her tarafına yayılmasını ve ortalama derişikliğin artmasını sağlamaktadır. Öte yandan aynı Darcy sayısı için Şekil 5.1, Şekil 5.2 ve Şekil 5.3'den görüleceği gibi Rayleigh sayısı arttıkça derişiklik azalmaktadır. Sıcaklık dağılımı Darcy modelinde de gözlendiği gibi düşük Rayleigh sayısında merkezi, *Ra* sayısı arttıkça kabın sağ kısmına doğru yönelme eğilimindedir. Şekil 5.1, Şekil 5.2 ve Şekil 5.3'den görüleceği gibi ortam sıcaklığı en büyük Darcy değerinde (*Da*=10^{-4}) en yüksek değeri almaktadır.

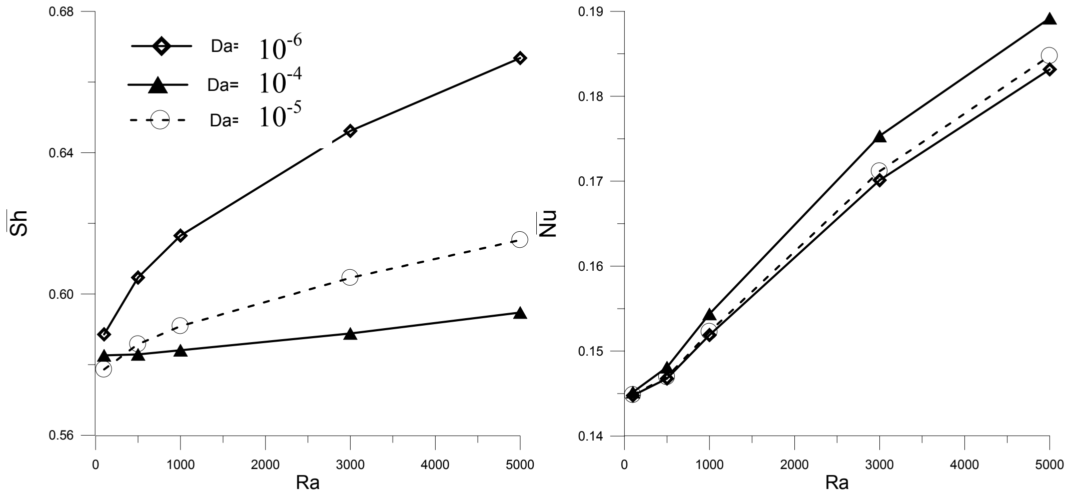
Rayleigh sayısına bağlı olarak sağ duvar için ortalama Sherwood sayısının değişimi Şekil 5.4 (a)'da, Nusselt sayısının değişimi de Şekil 5.4 (b)'de üç farklı Darcy sayısı için verilmiştir. Şekil 5.4 (a)'da Darcy sayısı arttıkça gözenekli ortamın kısmi geçirgen kısmındaki ortalama Sherwood sayısı, yani sınır boyunca derişiklik değişimi azalmıştır. Darcy sayısının artması ile sızıntı bölgesindeki boyutsuz sıcaklık değişimi de artmaktadır. En fazla boyutsuz sıcaklık değişimi, yani en büyük Nusselt sayısı *Da*=10^{-4} ve *Ra*=5x10^{3}'de dir.



(c)

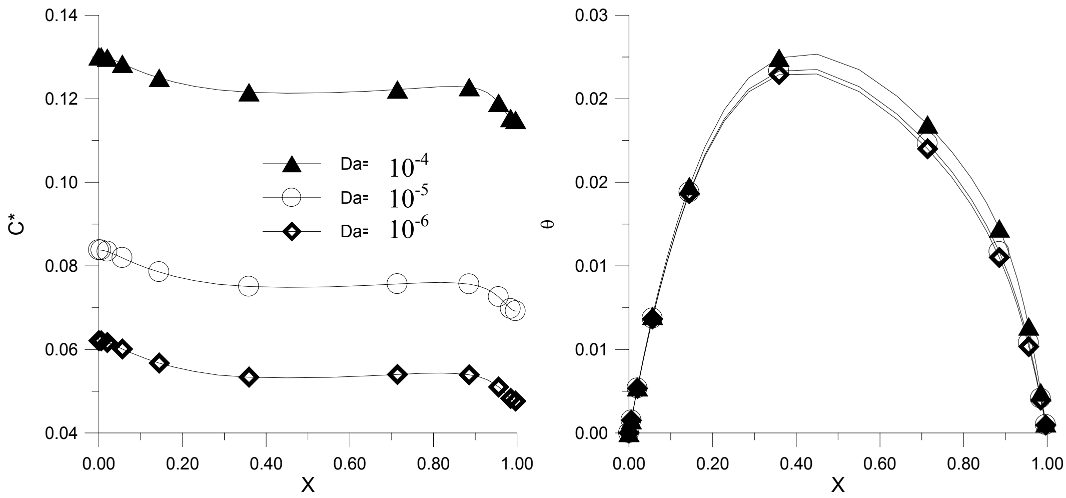
Şekil 5.3: $Da = 10^{-4}$ için farklı Rayleigh sayılarına göre akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık eğrileri (sağ), (Le =10, N =2, $\varepsilon = 0{,}4$ ve $\Pr = 0.7$)(a) Ra =1x10^2, (b) Ra =1x10^3, (c) Ra =5x10^3

Şekil 5.5 Darcy sayısına bağlı olarak merkezi yatay eksen boyunca Rayleigh sayısı 5000 için boyutsuz sıcaklık ve derişiklik eğrilerini vermektedir. Şekil 5.5 (a), Darcy sayısı arttıkça ortam geçirgenliği de artmakta ve buna bağlı olarak ortamdaki boyutsuz derişiklik değeri de artmaktadır. Kabın sağ tarafında yer alan geçirgen kısımdan dolayı kabın sağ duvarındaki boyutsuz derişiklik değeri azdır. X ekseni boyunca boyutsuz sıcaklık değişim eğrisi X=0,15 noktasına kadar üç farklı Darcy sayısı için aynı özelliği göstermiştir, bu noktadan sonra eğriler birbirinden ayrılmıştır. $Da=10^{-6}$ için X≈0,4 noktasında, $Da=10^{-4}$ için ise X≈0,5 noktasında boyutsuz sıcaklık eğrilerinin tepe noktaları oluşmuştur.



(a) (b)

Şekil 5.4: Farklı Darcy sayıları için Rayleigh sayısına bağlı (a) ortalama $\overline{Sh}$ sayısı ve (b) ortalama $\overline{Nu}$ sayısının değişimleri



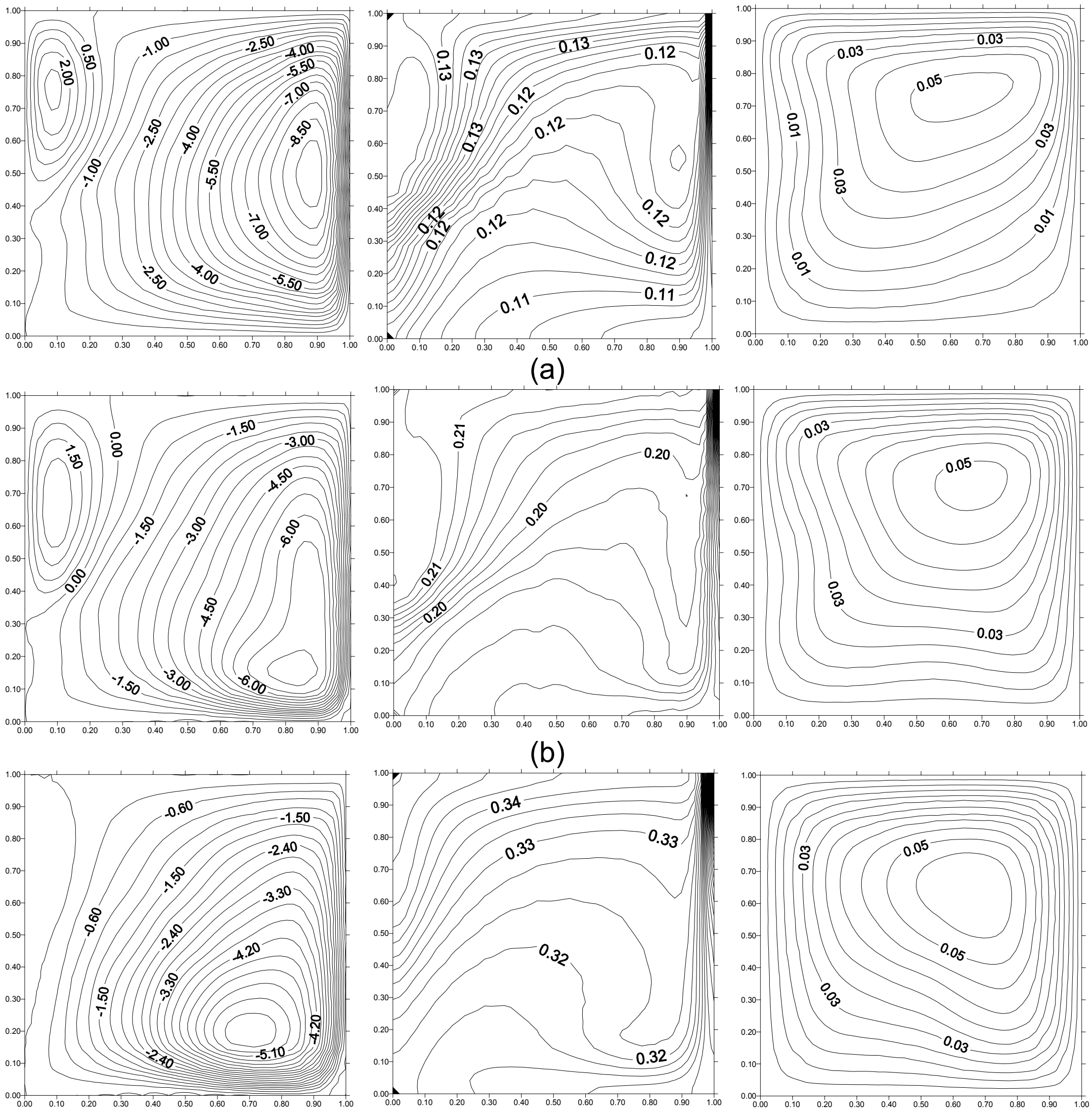
(a) (b)

Şekil 5.5: Farklı Darcy sayıları için merkezi yatay kesit boyunca (a) boyutsuz derişiklik ve (b) boyutsuz sıcaklık eğrilerinin değişimi, ($Ra=5x10^3$)

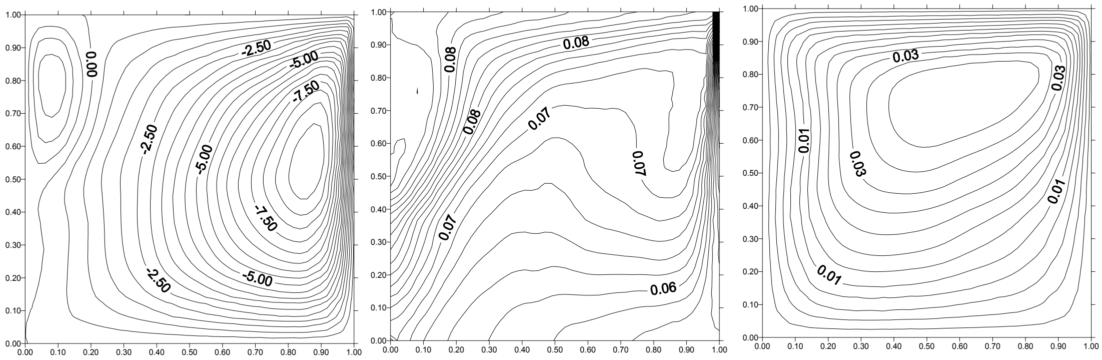
5.1.2. Darcy-Brinkman Modelinde Gözenekliliğin Isı ve Kütle Geçişine Etkisinin İncelenmesi

Darcy-Brinkman modeli kullanarak ısı ve kütle üretimi olan kısmi geçirgen gözenekli ortamda doğal taşınımlı kütle ve ısı geçişi gözeneklilik değeri ve Darcy değeri dikkate alınarak incelenmiştir. Bu incelemede Rayleigh sayısı sabit (5000) alınırken gözeneklilik değerleri sırası ile 0,02; 0,04; 0,2; 0,4 ve 0,6 alınmıştır.

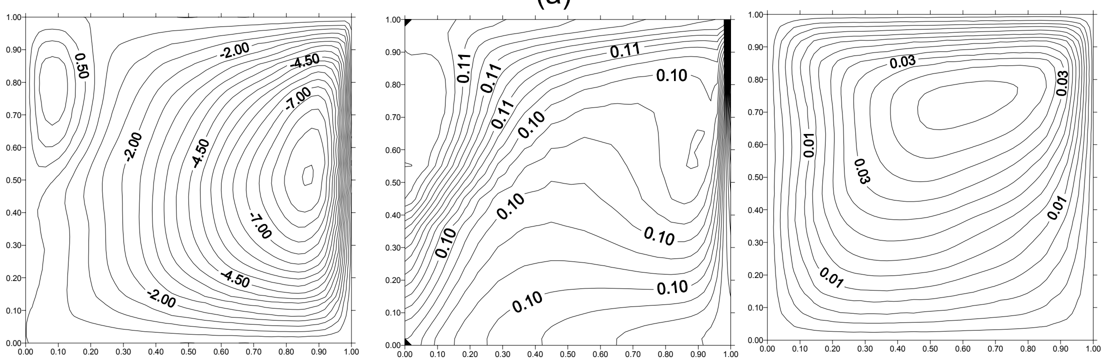
Gözeneklilik değeri 0,04, 0,2 ve 0,6 için akım fonksiyonu, eşderişiklik ve eşsıcaklık eğrileri Darcy sayısına bağlı olarak Şekil 5.6, Şekil 5.7 ve Şekil 5.8'de verilmektedir. Gözeneklilik değeri 0,4 için akım, eşderişiklik ve eşsıcaklık eğrileri Şekil 5.1(c)'de *Da*=10^{-6} için, Şekil 5.2 (c)'de *Da*=10^{-5} için ve Şekil 5.3 (c)'de *Da*=10^{-4} için verilmişti.



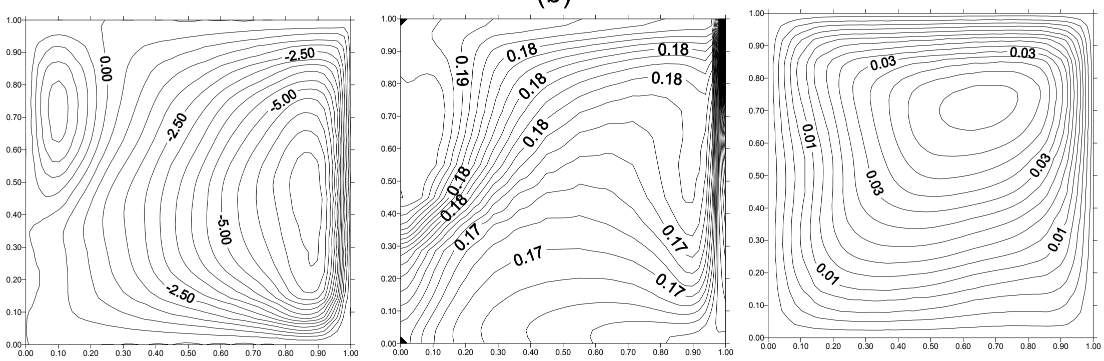
Şekil 5.6: ε =0,04 için farklı Darcy sayılarına göre akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrileri (Le =10, N =2, Ra =5x10^3 ve $\Pr = 0.7$) (a) $Da = 10^{-6}$, (b) $Da = 10^{-5}$, (c) $Da = 10^{-4}$



(a)



(b)



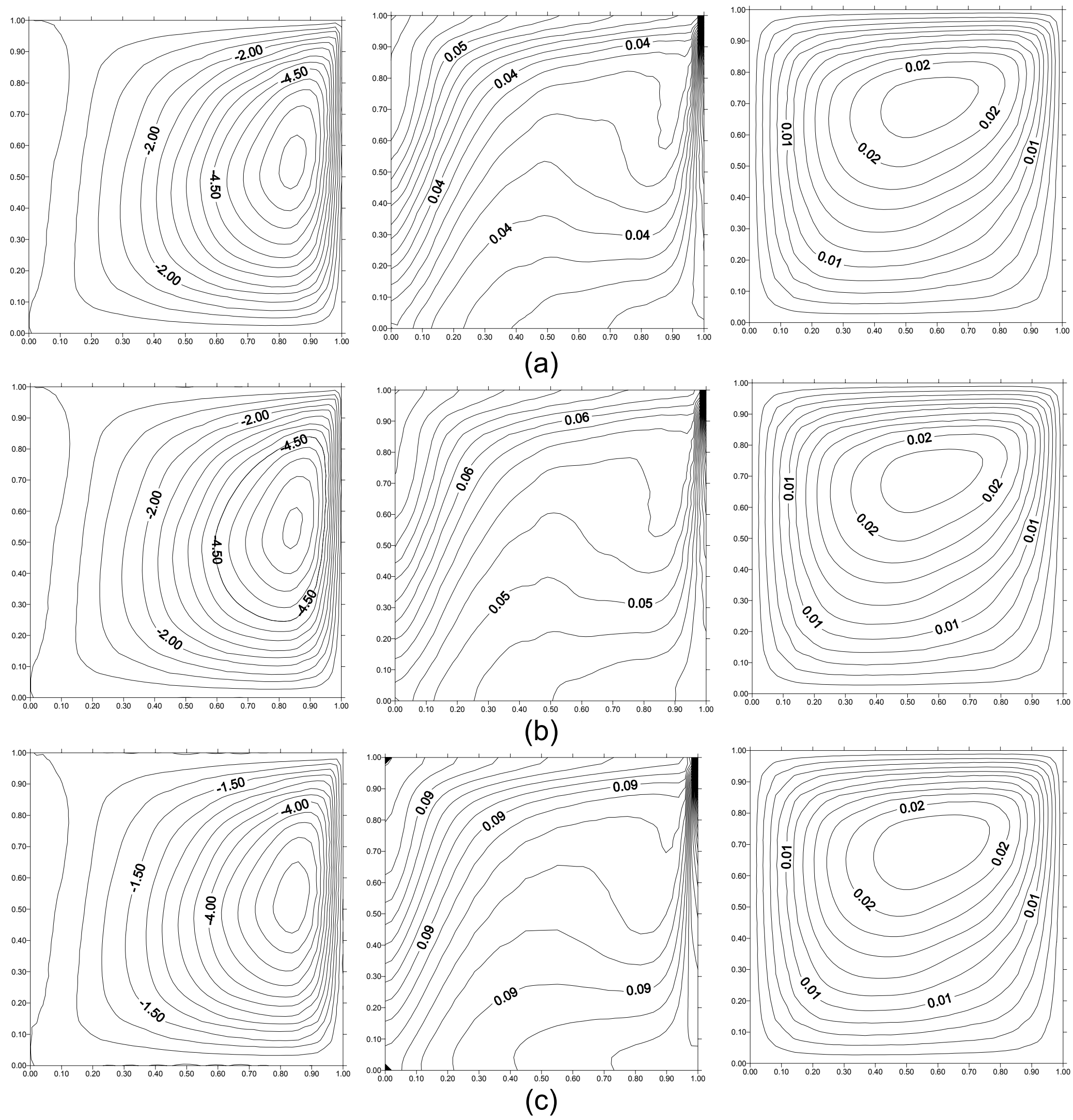
(c)

Şekil 5.7: ε =0,2 için farklı Darcy sayılarına göre akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrileri (Le =10, N =2, Ra =5x10^3 ve $\Pr = 0.7$), (a) $Da = 10^{-6}$, (b) $Da = 10^{-5}$, (c) $Da = 10^{-4}$

Şekil 5.6, Şekil 5.7, Şekil 5.8, Şekil 5.1(c), Şekil 5.2 (c) ve Şekil 5.3 (c) topluca incelendiğinde küçük gözeneklilik değerlerinde (ε=0,04 ve 0,2) saat yönü ile aynı yöndeki ikinci akım hücresinin daha gelişmiş olduğu görülmektedir, en büyük gözeneklilik değerinde ikinci hücre oluşmamıştır. Yine aynı şekiller dikkate alındığında, aynı Darcy sayısı için gözeneklilik arttıkça ortamda derişiklik değeri düşmektedir.

Darcy-Brinkmam modelinin gözenekliliğe bağlı değişimi incelenirken Sherwood sayısı ve Nusselt sayısının değişimi, Darcy ve Rayleigh sayılarına bağlı olarak Tablo 5.2'de verilmiştir. Gözeneklilik değeri arttıkça, geçirgen kısımdaki Sherwood değeri düşmektedir, aynı şekilde Nusselt sayısı da azalmaktadır. Darcy sayısı arttıkça geçirgen kısımdaki Sherwood sayısı azalırken Nusselt sayısı artmaktadır. Fakat 0,6 gözeneklilik değerinde Nusselt sayısındaki değişim en düşük seviyede olmuştur. Küçük gözenekli ortamın geçirgen bölgesinde hesap edilen Sherwood ve Nusselt sayılarında, Darcy sayısı değişimi daha etkilidir.

Şekil 5.9 farklı gözeneklilik değerleri için merkezi kesit boyunca boyutsuz derişiklik ve sıcaklık değişimlerini vermektedir. Kısmi geçirgen gözenekli ortamda ısı ve kütle geçişinin aynı zamanda Darcy sayısına ve gözenekliliğe bağlı değiştiği merkezi yatay kesit eğrilerinden açık olarak görülmektedir. Gözenekliliği az olan ortamda Darcy sayısının artışının, gözenekli ortamdaki boyutsuz derişiklik ve sıcaklık miktarının değişiminde daha etkili olduğu görülmektedir.

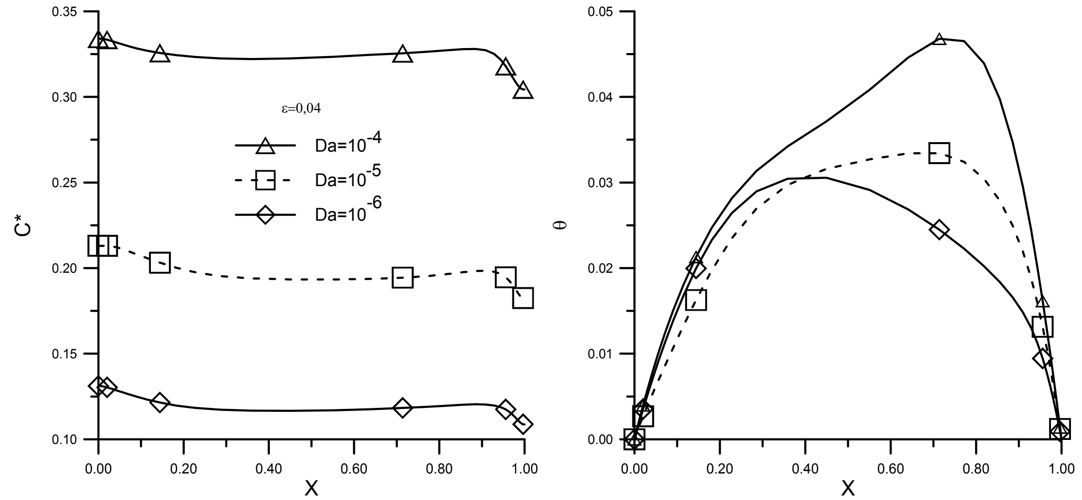


Şekil 5.8: ε = 0,6 için farklı Darcy sayılarına göre akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrileri (Le =10, N =2, Ra =5x10^3 ve $\Pr = 0.7$), (a) $Da = 10^{-6}$, (b) $Da = 10^{-5}$, (c) $Da = 10^{-4}$

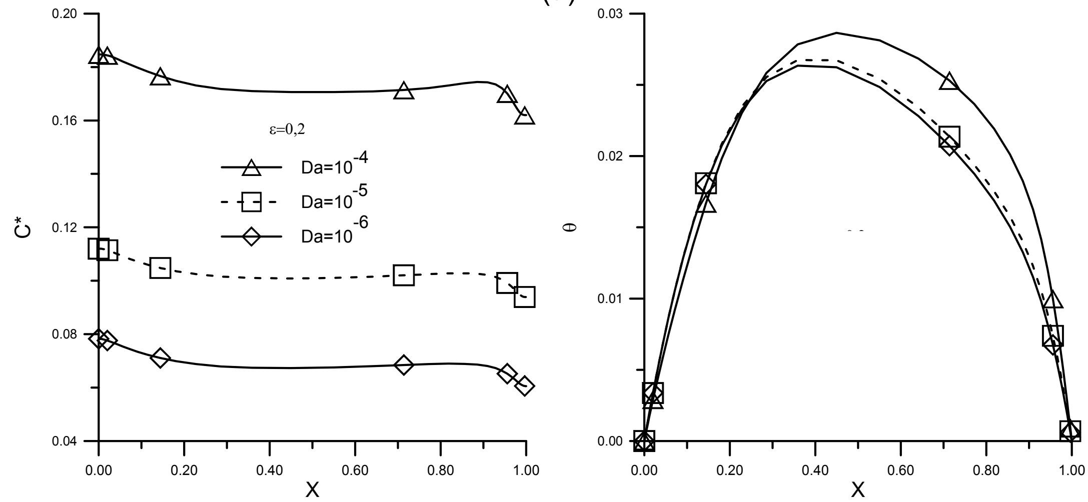
Şekil 5.9'dan görüldüğü gibi aynı gözeneklilik değerinde *Da* sayısı arttıkça derişiklik ve sıcaklık artmaktadır, buna karşılık aynı *Da* sayısında gözeneklilik arttıkça derişiklik ve sıcaklık azalmaktadır. Yine Şekil 5.9'dan görüleceği gibi gözeneklilik arttıkça *Da* sayılarına göre sıcaklık eğrileri birbirine yaklaşmakta ve eğrilerin tepe noktaları kabın sol tarafına doğru kaymaktadır. Şekil 5.9(a)'dan görüldüğü gibi küçük gözeneklilik değerinde *Da* sayısı arttıkça sıcaklık yükselmekte ve sıcaklık eğrisinin tepe noktası kabın sağ tarafına doğru kaymaktadır.

Tablo 5.2: Darcy sayısı, Rayleigh sayısı ve gözenekliliğe bağlı Sherwood ve Nusselt sayısının değişimi

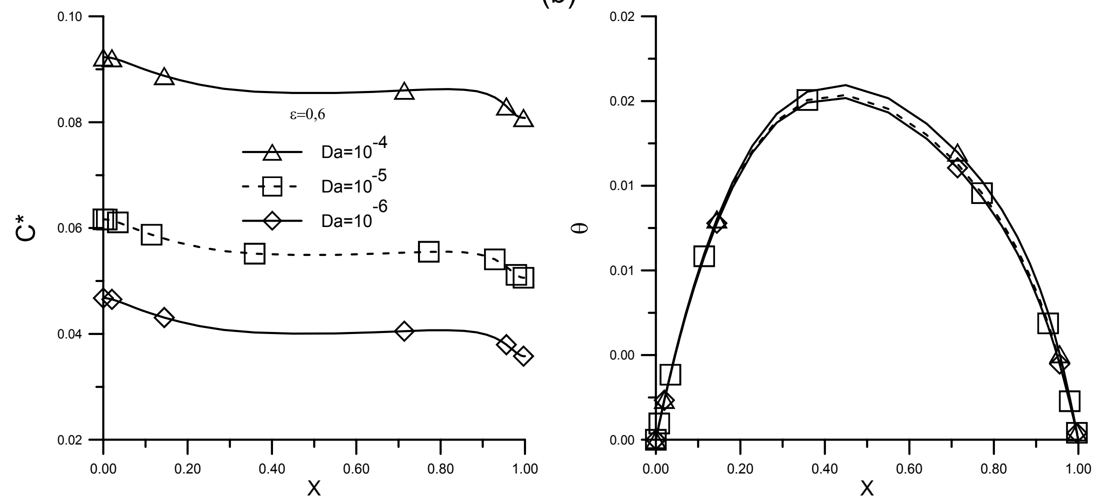
		Sh			Nu		
Da	*Ra*	ε=0,04	ε =0,2	ε =0,6	ε=0,04	ε =0,2	ε =0,6
10^{-6}	$5x10^2$	1,01022	0,81824	0,39586	0,24465	0,19804	0,09689
	$1x10^3$	1,03680	0,83540	0,40308	0,26240	0,20742	0,09828
	$5x10^3$	1,14571	0,91173	0,43148	0,33488	0,25637	0,11497
10^{-5}	$5x10^2$	0,99888	0,79316	0,38465	0,26311	0,19928	0,09694
	$1x10^3$	1,01077	0,80116	0,38815	0,28574	0,21002	0,09900
	$5x10^3$	1,07117	0,84403	0,40168	0,33905	0,26369	0,11523
10^{-4}	$5x10^2$	0,99051	0,78651	0,37818	0,26320	0,20535	0,09724
	$1x10^3$	0,992731	0,79014	0,38018	0,27900	0,22003	0,09946
	$5x10^3$	1,00721	0,81576	0,38625	0,32163	0,27090	0,11636



(a)



(b)



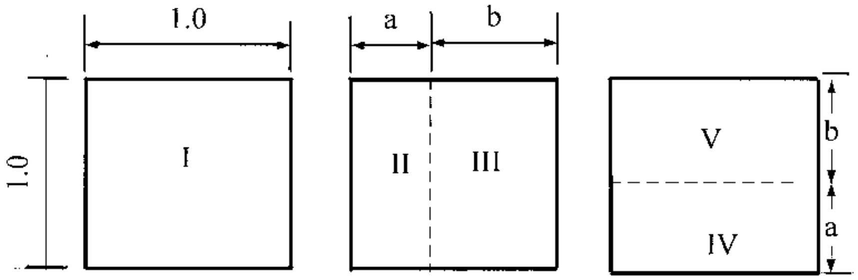
(c)

Şekil 5.9: Farklı gözeneklilik değerleri için Darcy sayısına bağlı merkezi yatay kesit boyunca boyutsuz derişiklik (sol) ve boyutsuz sıcaklık (sağ) eğrileri, (a) ε=0,04, (b) ε=0,2 ve (c) ε=0,6 (Ra =5x10^3)

5.1.3. Darcy-Brinkman Modelinde İkili Geçirgenli Yapının Isı ve Kütle Geçişine Etkisinin İncelenmesi

Doktora tez çalışmasının bu bölümünde amaç, geçirgenliğin tektürel olmadığı hallerde gözenekli ortamda doğal taşınımla ısı ve kütle geçişinin incelenmesidir. Burada da sağ duvarı kısmen geçirgen olan ve Şekil 3.2'de gösterilen model kullanılmıştır, ancak ortam geçirgenliği Tablo 5.3'de görüleceği gibi bölgesel olarak değişmektedir.

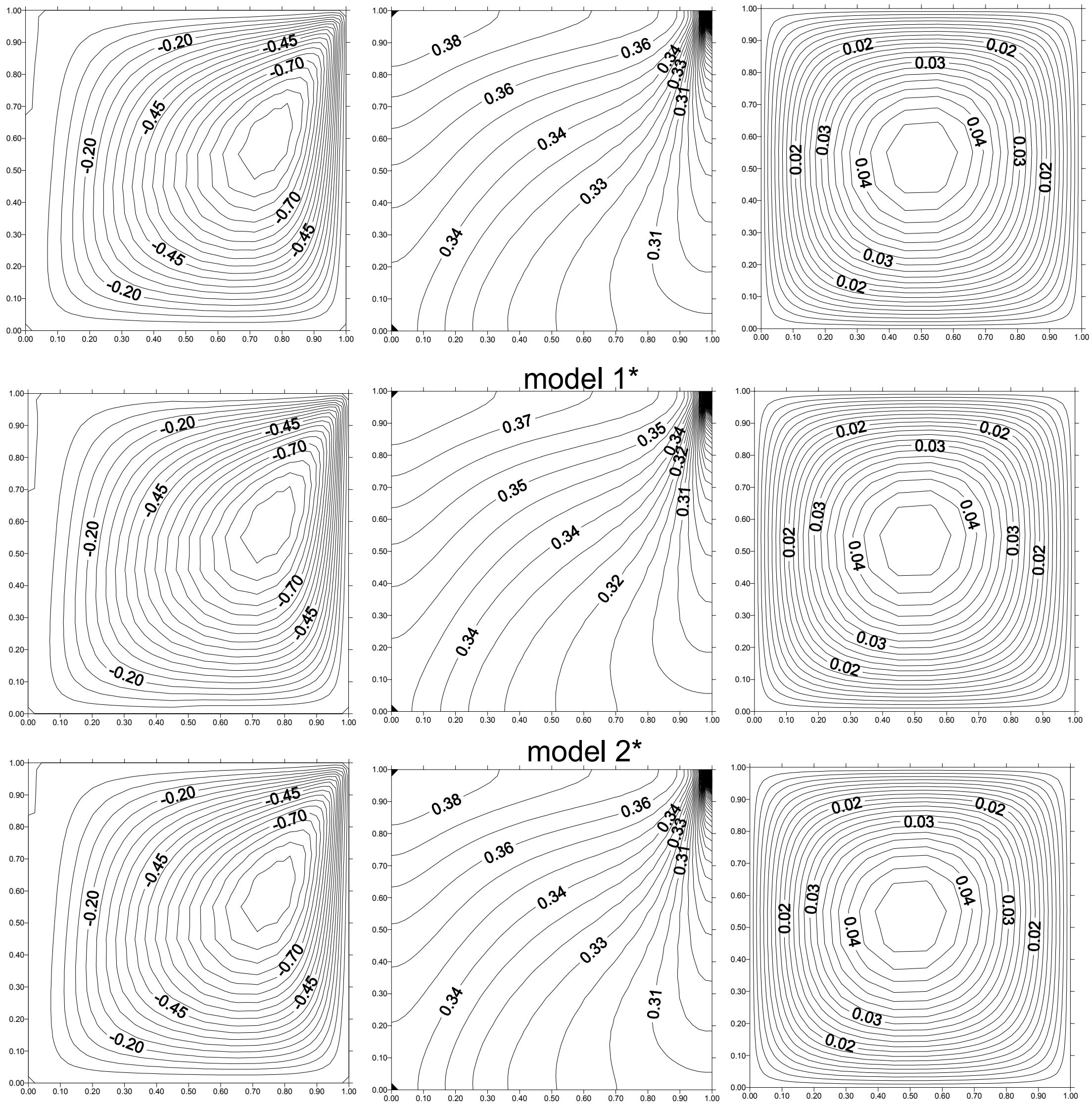
Tablo 5.3: İkili geçirgenli yapı modelleri (ε=0,4)



(a+b=1.0)

Modeller	Bölge	Da	a	b
Model 0*	I	$1x10^{-7}$	-	-
Model 1*	II	$1x10^{-7}$	0.25	-
	III	$1x10^{-4}$	-	0.75
Model 2*	II	$1x10^{-7}$	0.5	-
	III	$1x10^{-4}$	-	0.5
Model 3*	II	$1x10^{-7}$	0.75	-
	III	$1x10^{-4}$	-	0.25
Model 4*	IV	$1x10^{-7}$	0.25	-
	V	$1x10^{-4}$	-	0.75
Model 5*	IV	$1x10^{-7}$	0.5	-
	V	$1x10^{-4}$	-	0.5
Model 6*	IV	$1x10^{-7}$	0.75	-
	V	$1x10^{-4}$	-	0.25

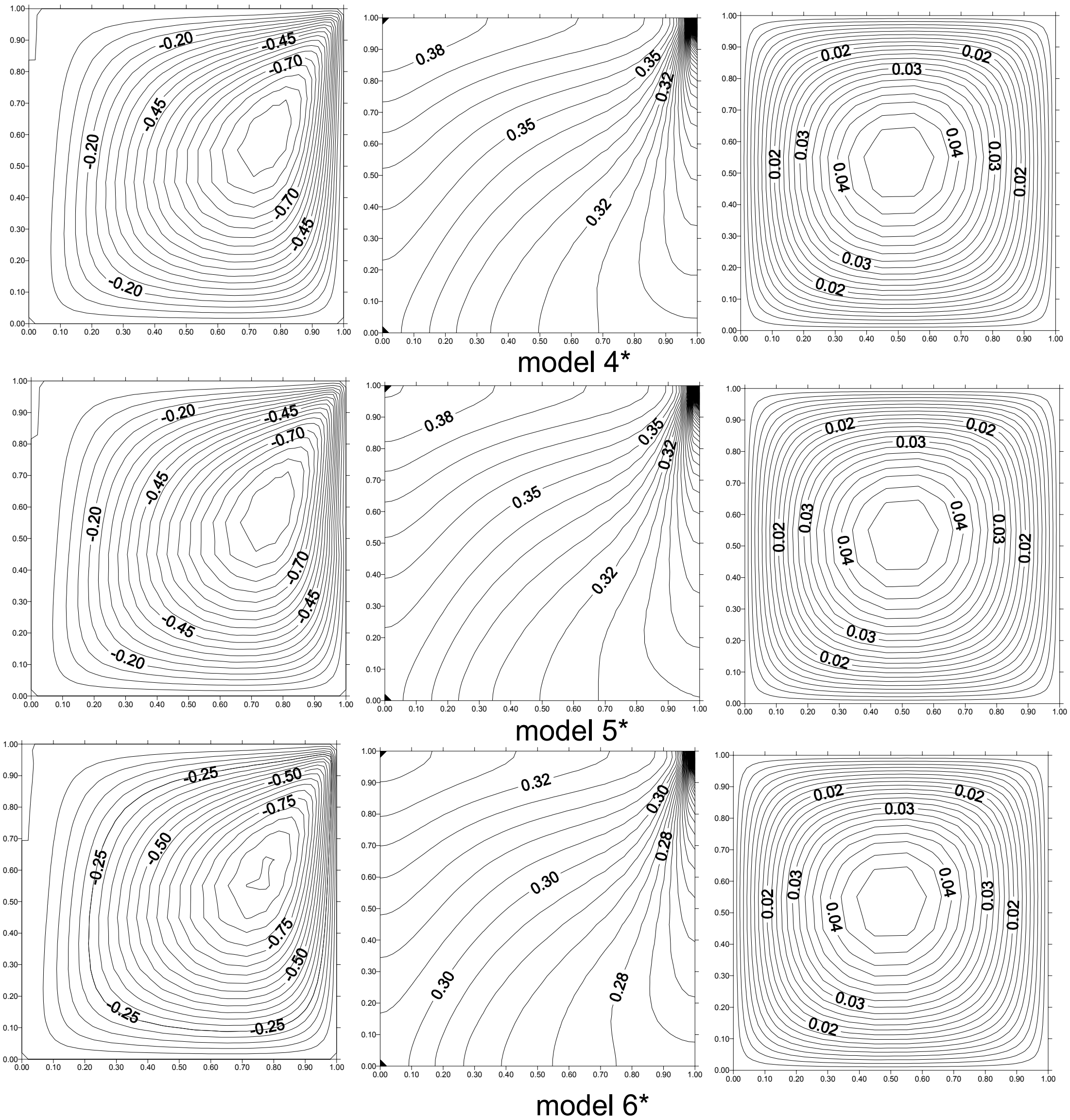
Tablo 5.3'den görüleceği gibi, farklı Darcy sayısına sahip bölgelerle oluşturulan modeller, daha önce Bölüm 4.2.3'deki farklı gözenekliliğe sahip bölgelerle oluşturulan modellere benzer yapıdadır. Çeşitli oranlarda oluşturulan iki bölgenin Darcy sayıları 10^{-7} ve 10^{-4} dür. Darcy sayısının tanımından dolayı, bu şekilde bir modelleme ile geçirgenlikleri birbirinden farklı iki bölge elde etmek mümkün olmaktadır. Geçirgenlikteki bölgesel farklılığın etkisi incelenirken, gözenekli ortamın toplam gözenekliliği 0,4; Lewis sayısı 10; Prandtl sayısı 0,7; yüzdürme oranı 2 olarak alınmıştır.



model 3*

Şekil 5.10: Yatay eksen boyunca ikili geçirgenlik yapı modelleri için akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrilerinin değişimi (Le =10, N =2, Ra =1x10^2 ve $\mathrm{Pr} = 0.7$)

Tablo 5.3'de verilen model 1*, model 2* ve model 3* yatay eksen boyunca oluşturulmuş farklı geçirgenliğe sahip gözenekli ortamı; model 4*, model 5* ve model 6* ise düşey eksen boyunca oluşturulmuş farklı geçirgenliğe sahip gözenekli ortamı temsil etmektedir. Farklı geçirgenliğe sahip bu altı modelin akım fonksiyonu, eşderişiklik ve eşsıcaklık değişimleri *Ra*=1x10^2, *Ra*=1x10^3 ve *Ra*=5x10^3 için sırası ile yatay eksen boyunca oluşturulan modeller için Şekil 5.10, Şekil 5.12, Şekil 5.14'te; düşey eksen boyunca oluşturulan modeller için Şekil 5.11, Şekil 5.13 ve Şekil 5.15'de verilmiştir.

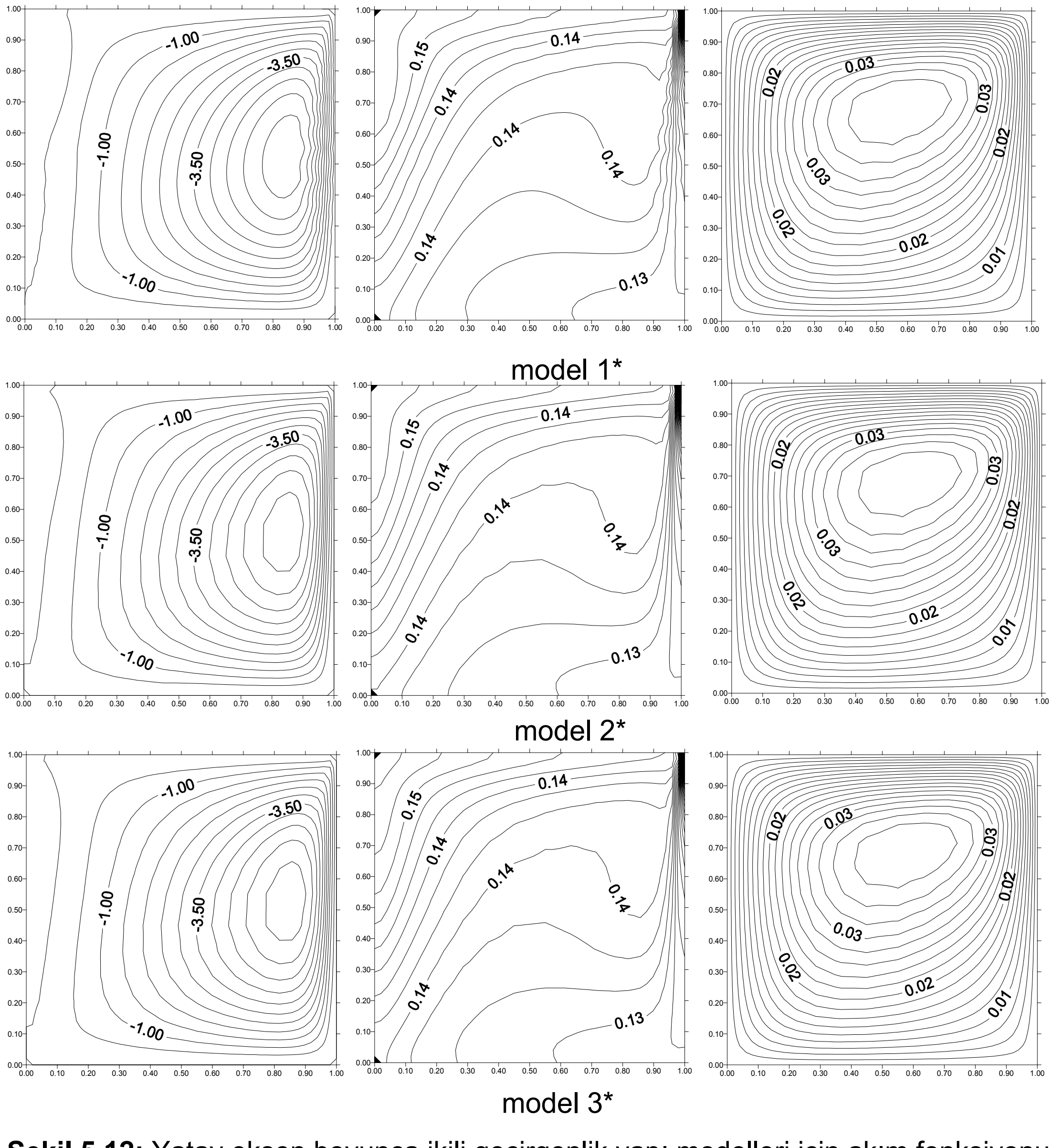


Şekil 5.11: Düşey eksen boyunca ikili geçirgenlik yapı modelleri için akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrilerinin değişimi (Le =10, N =2, Ra =1x10^2 ve $\mathrm{Pr} = 0.7$)

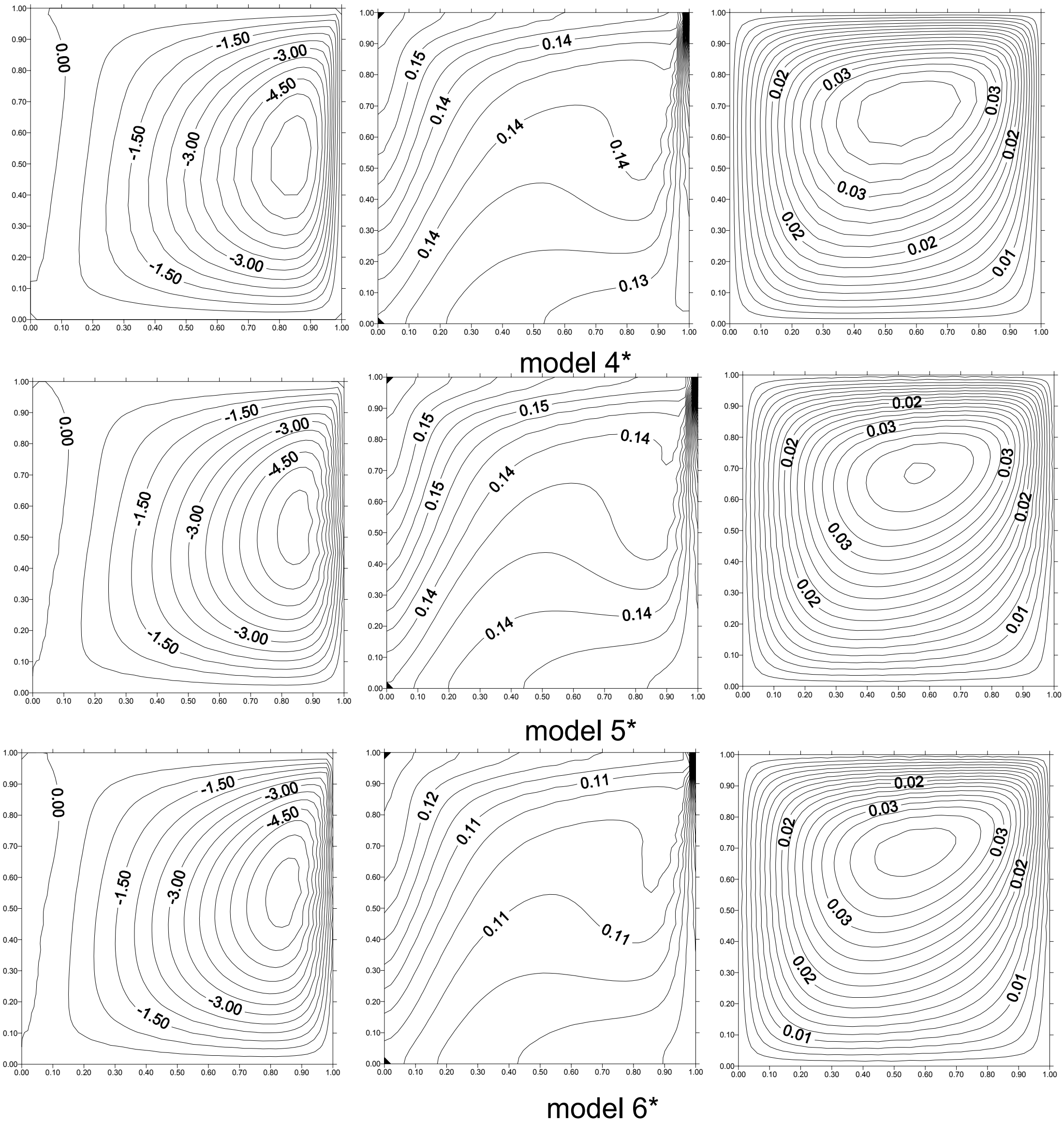
Şekil 5.10 ve Şekil 5.11 incelendiğinde akışın tek hücreli olduğu, modellerin tümünde aynı merkezi sıcaklık dağılımının olduğu görülmektedir. Öte yandan ortamdaki derişiklik model 3* ve model 6* hariç yatay ve düşey modeller için hemen hemen aynı değerdedir. Model 3* için kaptaki değişiklik model 6*'dakinden daha büyüktür.

Şekil 5.12 ve Şekil 5.13'de bütün modellerde sol duvar boyunca ikinci hücre oluşumunun başladığı görülmektedir. Akım çizgilerinin geçirgen kısma doğru artarken, eş derişiklik eğrileri de geçirgen kısma doğru dalgalanma yaparak sol duvardan üst kısma doğru artmaktadır. Merkezde yer alan eşsıcaklık eğrileri geçirgen kısma doğru hareketlilik kazanırken sıcaklık eşeğrileri üst duvara doğru yoğunluk kazanmaktadır. En küçük derişiklik ve sıcaklık model 6*'da gerçekleşmiştir.

Şekil 5.14 ve Şekil 5.15 incelendiğinde tüm modeller için kabın sol üst bölgesinde ikinci hücre oluşumu görülmektedir ve akım çizgileri sağ duvarda yoğunlaşmıştır. Her iki şekilden de görüleceği gibi yatay eksen boyunca geçirgenliği değişen modelde ortamdaki akış daha hızlıdır. Sıcaklık dağılımı tüm modeller için benzer yapıya sahiptir. Şekil 5.4 ve Şekil 5.5'den görüleceği gibi düşey eksen boyunca geçirgenliği değişen modellerde diğer modele göre derişiklik değeri daha yüksektir. Kapta derişiklik değişimi en yüksek olduğu bölgeler tüm modeller için, geçirgen bölge, kabın üst ve sol orta kısmıdır.



Şekil 5.12: Yatay eksen boyunca ikili geçirgenlik yapı modelleri için akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrilerinin değişimi (Le =10, N =2, Ra =3x10^3 ve $\Pr = 0.7$)

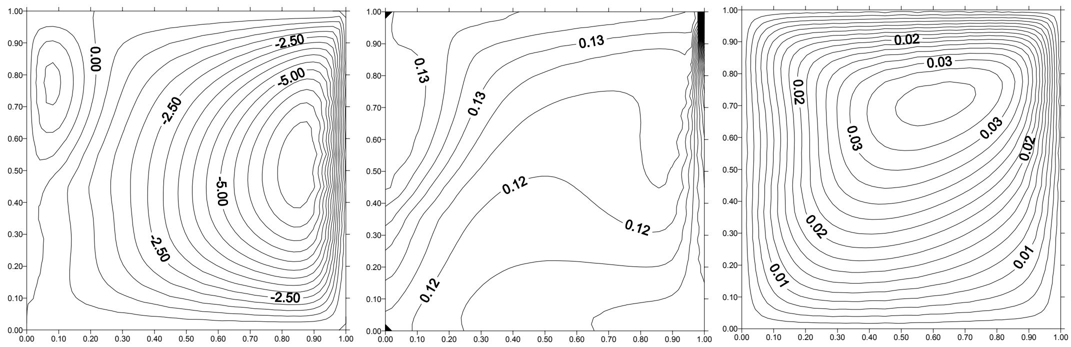


Şekil 5.13: Düşey eksen boyunca ikili geçirgenlik yapı modelleri için akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrilerinin değişimi (Le =10, N =2, Ra =3x10^3 ve $\mathrm{Pr} = 0.7$)

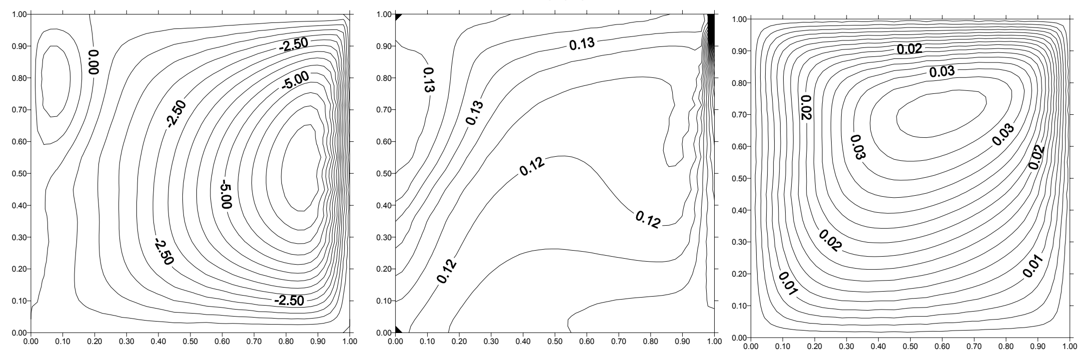
Öte yandan şekil 5.10'dan Şekil 5.15'e kadarki şekiller incelendiğinde, modeller arasındaki farklılaşmanın yüksek Rayleigh sayısında daha fazla olduğu anlaşılmaktadır.

Şekil 5.16 (a), ikili geçirgen yapı modellerinin kısmi geçirgen duvar boyunca ortalama derişiklik değişimini veren Sherwood sayısının değişim grafiğini göstermektedir. Şekil 5.16 (b) ise ortalama sıcaklık değişimini veren Nusselt sayısının değişim grafiğini vermektedir. Şekil 5.15(a)'dan görüleceği gibi Sherwood sayısı model 0* ve model 6* için birbirine yakın ve en büyük değerdedir. Bunun sebebi ise kısmi geçirgen duvarın geçirgen kısmının tamamının yatay eksen boyunca Da=10^{-4} değerine sahip olmasıdır. Diğer modellerde Sherwood sayısı düşük değerdedir ve bu modeller için Sherwood sayısı birbirine çok yakındır. Şekil 5.15(b)'de ise Nusselt sayısının model 0* hariç tüm modeller için hemen hemen aynı değerde olduğu görülmektedir. Hatırlanacağı gibi bundan önce incelenen eşsıcaklık eğrilerinde de modellere bağlı büyük bir değişim gözlenmemiştir.

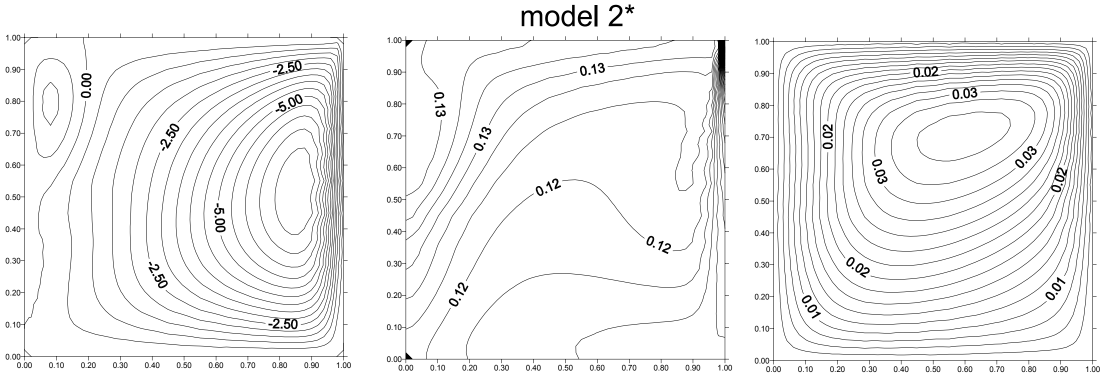
Ortamın normalize edilmiş maksimum derişiklik değişimi, model 0*'a göre oluşturulmuş ve Rayleigh sayısına bağlı değişimi Şekil 5.16(c)'de verilmiştir. Bu şekilden görüleceği gibi, model 6* hariç diğer tüm modellerde normalize edilmiş derişiklik değeri hemen hemen aynıdır ve model 6* için normalize derişiklik değeri daha küçüktür. Yani sağ duvardaki sızıntı model 6*'ın dışındaki modellerde daha azdır.



model 1*

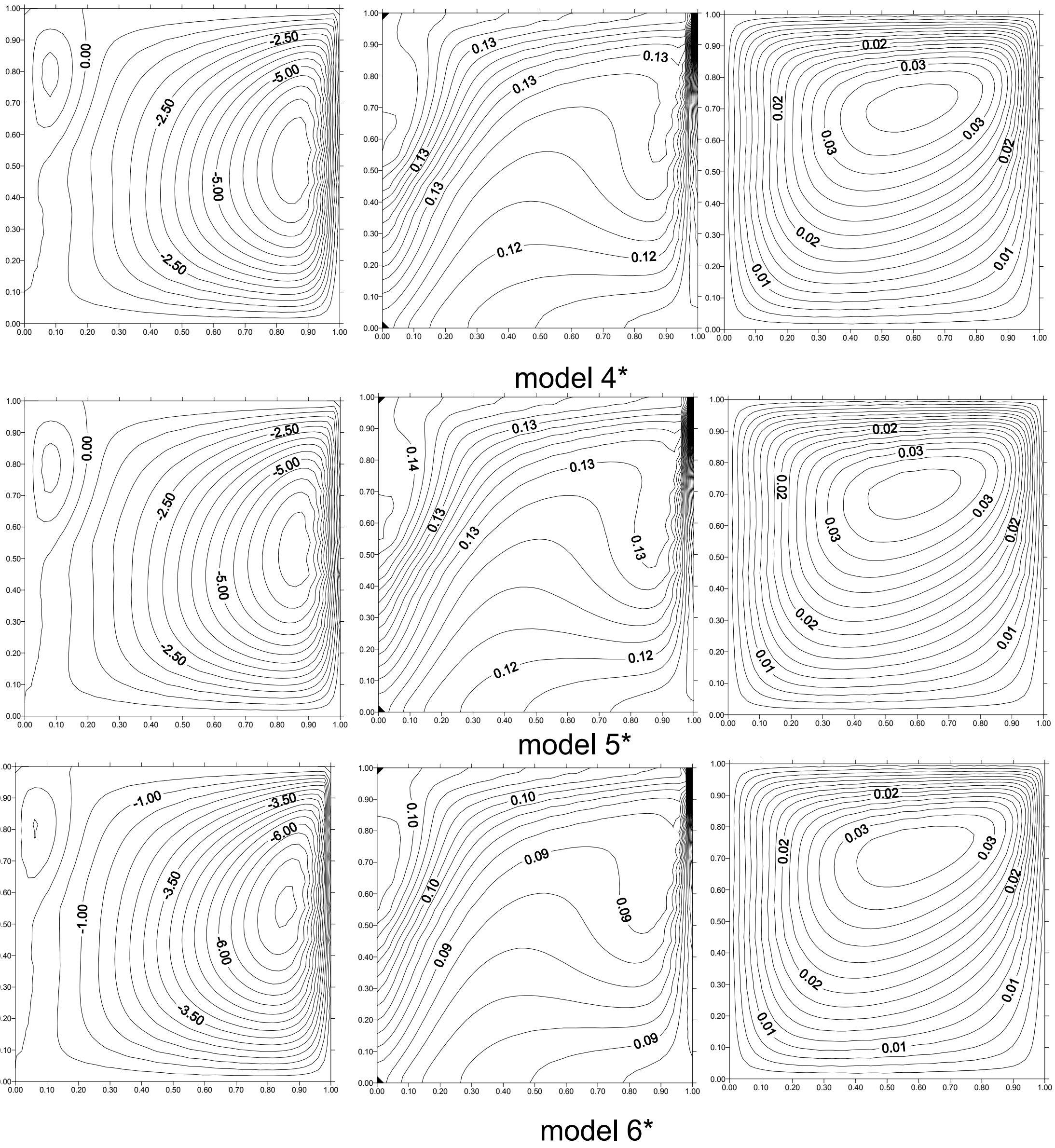


model 2*



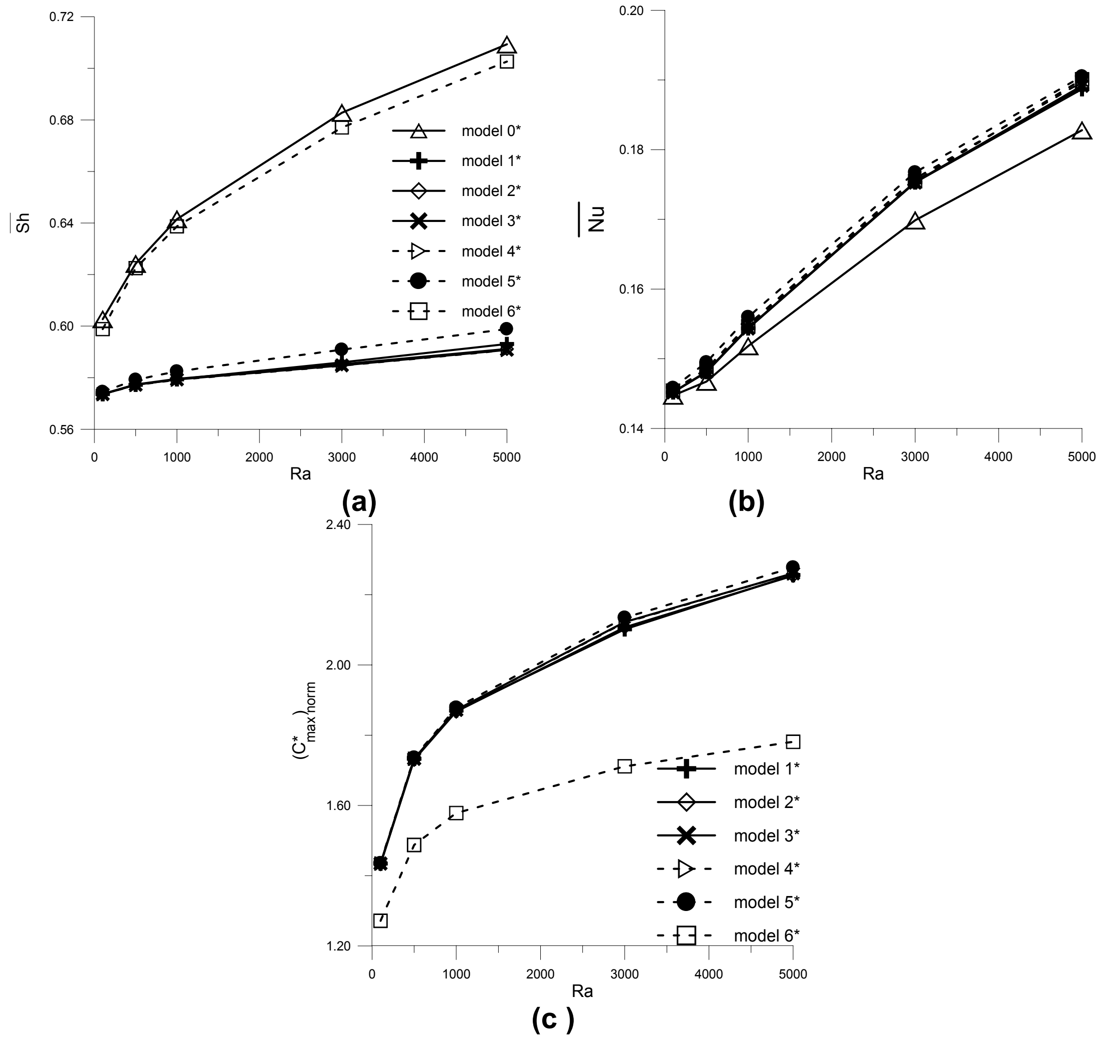
model 3*

Şekil 5.14: Yatay eksen boyunca ikili geçirgenlik yapı modelleri için akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrilerinin değişimi (Le =10, N =2, Ra =5x10^3 ve $\mathrm{Pr} = 0.7$)

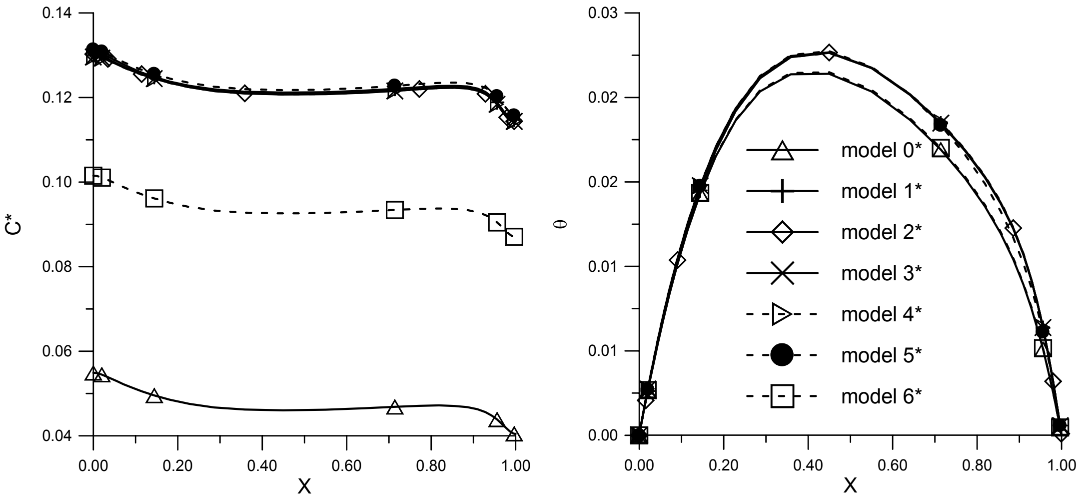


Şekil 5.15: Düşey eksen boyunca ikili geçirgenlik yapı modelleri için akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrilerinin değişimi (Le =10, N =2, Ra =5x10^3 ve $\mathrm{Pr} = 0.7$)

Yatay eksen boyunca derişiklik ve sıcaklık değişimleri Şekil 5.17'de verilmiştir. Merkezi yatay kesit boyunca sıcaklık grafiğinde altı farklı model için maksimum noktaları hemen hemen aynıdır. Fakat merkezi yatay eksen boyunca derişiklik değişimini veren grafikte, model 0*'ın en az derişiklik değerine sahip olduğu görülmektedir.



Şekil 5.16: İkili geçirgenlik yapı modelleri için (a) ortalama Sherwood sayısı (b) ortalama Nusselt sayısı ve (c) normalize edilmiş derişiklik değişimleri



(a) **(b)**

Şekil 5.17: İkili geçirgenlik yapı modellerinin merkezi yatay kesit boyunca (a) boyutsuz derişiklik ve (b) boyutsuz sıcaklık değişimi (Ra =5x10^3)

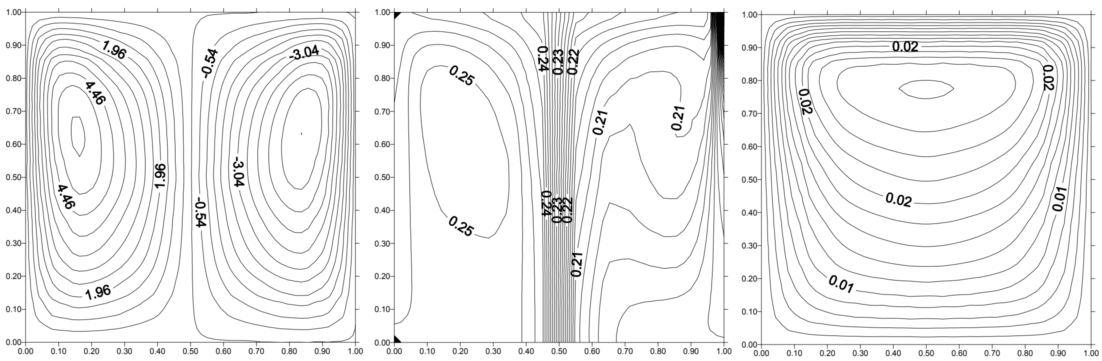
5.1.4. Darcy-Brinkman Modelinde Yüzdürme Oranının Isı ve Kütle Geçişine Etkisinin İncelenmesi

Kısmi geçirgenli gözenekli ortamda Darcy-Brinkman modeli üç farklı yüzdürme oranı (0,1 ve 2) için incelenmiştir. Yüzdürme oranı ve buna bağlı Darcy sayısının etkileri incelenirken gözeneklilik (0,4), Lewis sayısı (10), Prandtl sayısı (0,7) ve Rayleigh sayısı (5000) sabit alınmıştır. Yüzdürme oranının Darcy-Brinkman modelinde Isı ve kütle geçişine etkisi 10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6} ve 10^{-7} olmak üzere dört farklı Darcy sayısı için incelenmiştir.

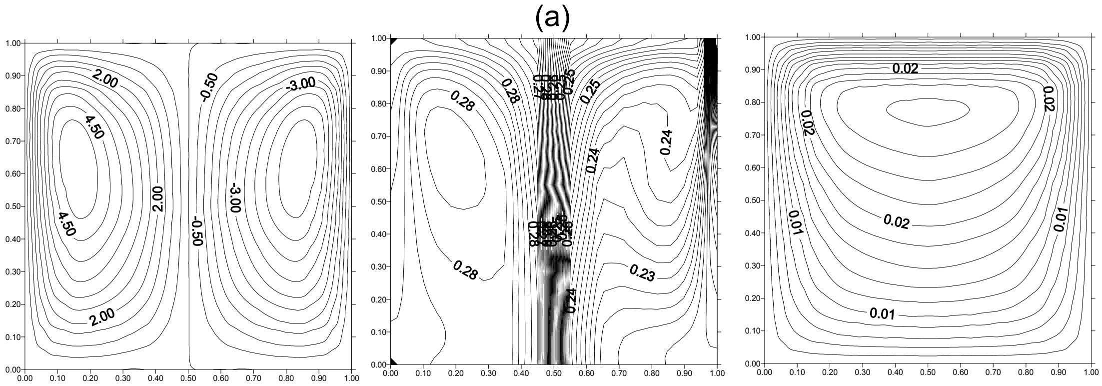
Şekil 5.18'de N =0 için Şekil 5.19'da N=1 için ve Şekil 5.20'de N=2 için akım fonksiyonu, eşderişiklik ve eşsıcaklık eğrileri sırasıyla Darcy sayısı 10^{-6}, 10^{-5} ve 10^{-4} için verilmiştir. Hatırlanacağı gibi, Şekil 5.20'deki N=2 için verilen sonuçlar Bölüm 5.1.1 de Şekil 5.1(c), Şekil 5.2(c) ve Şekil 5.3(c)'de verilmişti, burada yüzdürme oranının etkisinin incelenmesinde kolaylık sağlaması için tekrar verilmiştir.

Şekil 5.18, Şekil 5.19 ve Şekil 5.20'de açık olarak yüzdürme oranına bağlı olarak akım fonksiyonu, eşderişiklik ve eşsıcaklık eğrilerinin değiştiği görülmektedir. Şekil 5.18'de N=0 için verilen akım fonksiyonu eğrilerinin merkeze göre simetrik zıt yönlü iki akış hücresi oluşturduğu görülmektedir. Buna bağlı olarak ortamın eşderişiklik değişimi de kabın orta kısmında düşey eksen boyunca yoğunluk kazanmaktadır. Tabi ki geçirgen duvar boyunca da eşderişiklik değişimi yoğunlaşmaktadır. Eşsıcaklık eğrileri düşey eksen boyunca simetrik bir yapı oluşturmuşlardır ve eşsıcaklık eğrileri kabın üst kısmına doğru yoğunlaşmıştır. N=0 da Darcy sayısı artarken boyutsuz akım fonksiyonunun maksimum değeri düşmektedir. Buna bağlı olarak akış hızı azalmakta ve sonuç olarak ortamdaki ortalama boyutsuz derişiklik ve sıcaklık değerleri artmaktadır.

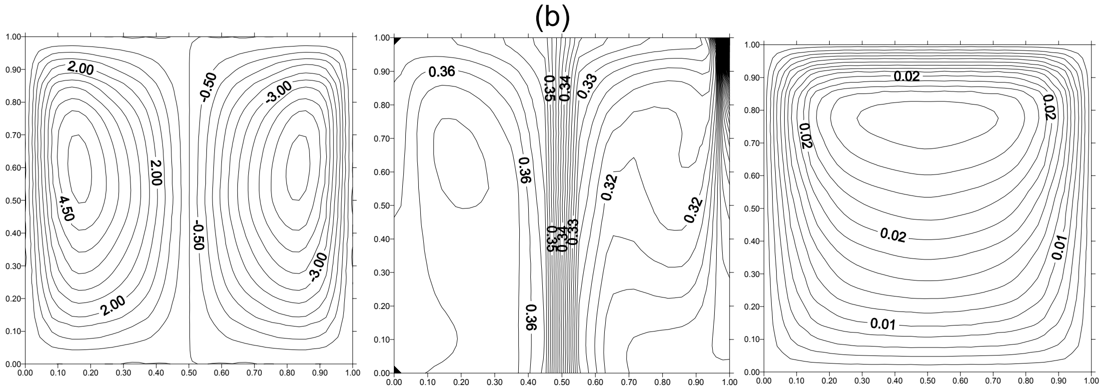
Şekil 5.19'da *N*=1 için verilen sonuçlarda N=0'daki simetrik yapının kaybolduğu görülmektedir, fakat zıt yönde iki akış hücre yapısı korunmaktadır. Bu değişime bağlı olarak saat yönünün tersine olan temel akış hücresinin ortamın sağ tarafını ve alt kısmının tamamını kapladığı görülmektedir. Akım fonksiyonunun bu yapılanmasına bağlı olarak eşderişiklik eğrileri sağ duvarın geçirgen kısmının yanı sıra, iki akım hücresinin birbirine yaklaştığı kabın sol yarısında da yoğunlaşmıştır. Aynı bölge için eşsıcaklık eğrilerinde de yoğunlaşma görülmektedir.



(a)



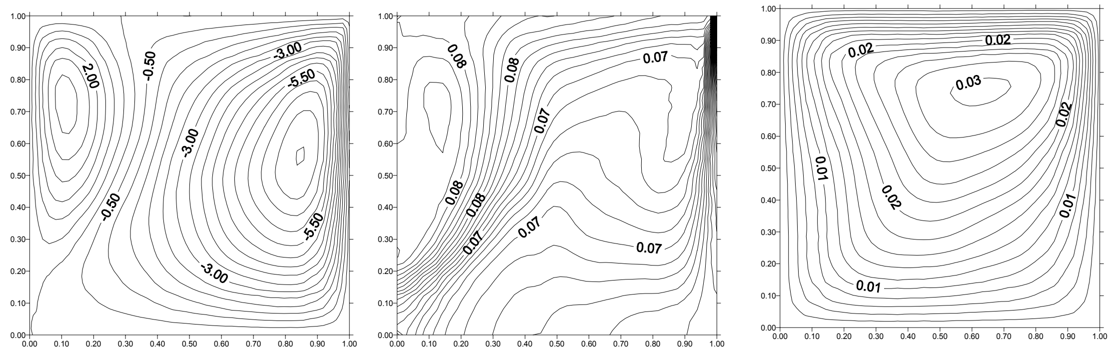
(b)



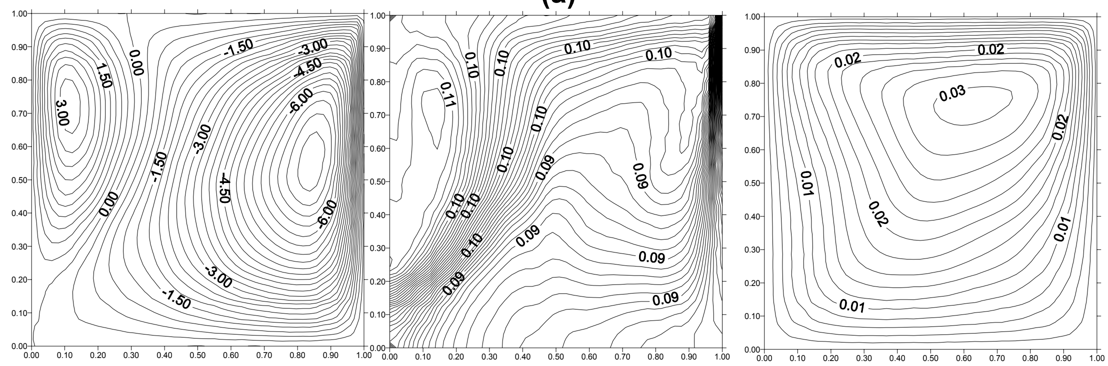
(c)

Şekil 5.18: N =0 için farklı Darcy sayılarına göre akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrileri (*Ra*=5x10^3, *Le*=10, $\Pr = 0.7$)

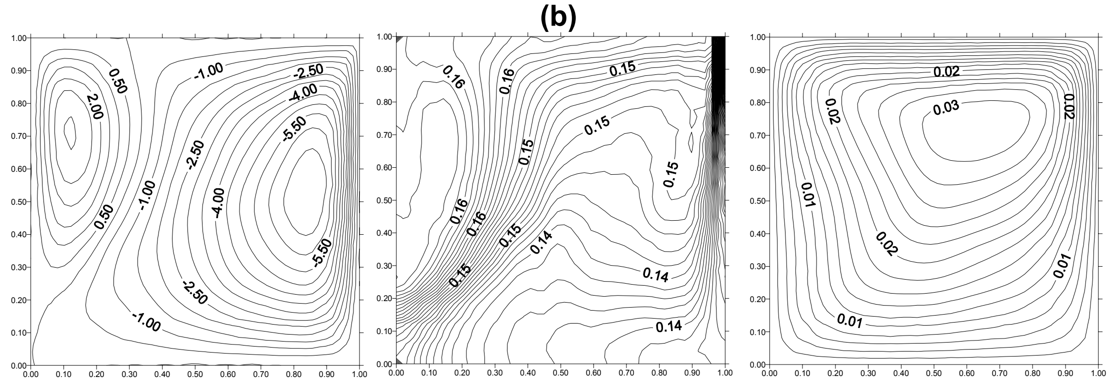
(a) $Da = 10^{-6}$, (b) $Da = 10^{-5}$, (c) $Da = 10^{-4}$



(a)



(b)

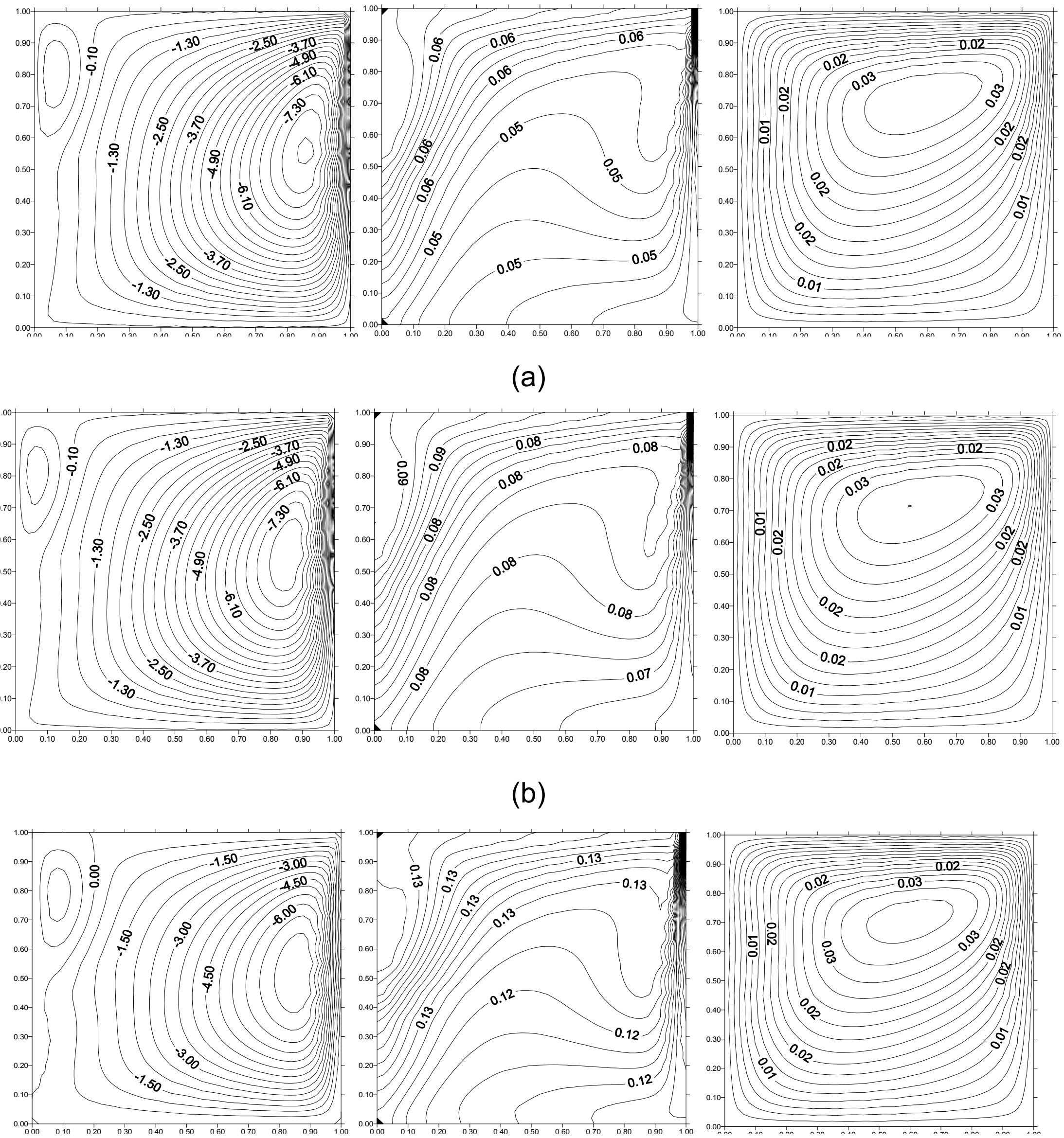


(c)

Şekil 5.19: N =1 için farklı Darcy sayılarına göre akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık (sağ) eğrileri (*Ra*=5x10^3, *Le*=10, $\mathrm{Pr}=0.7$)
(a) $Da=10^{-6}$, (b) $Da=10^{-5}$, (c) $Da=10^{-4}$

Şekil 5.20'de *N*=2'de ikinci akım hücresi küçülerek kabın sol üst köşesinde yer almaktadır. Sol köşeden üst duvara doğru yer alan eşderişiklik eğri yoğunluğu azalırken sağ duvar boyunca olan eşderişiklik eğri yoğunluğu yapısını korumuştur.

Şekil 5.18, 5.19 ve 5.20 incelendiğinde *Da* sayısı arttıkça her yüzdürme oranı değeri için derişikliğin arttığı görülüyor. Ayrıca yüzdürme oranı arttıkça akış büyük bir tek hücreli bir yapıya doğru ve sıcaklık dağılımının tepe noktası kabın sağ üst kısmına yöneliyor.



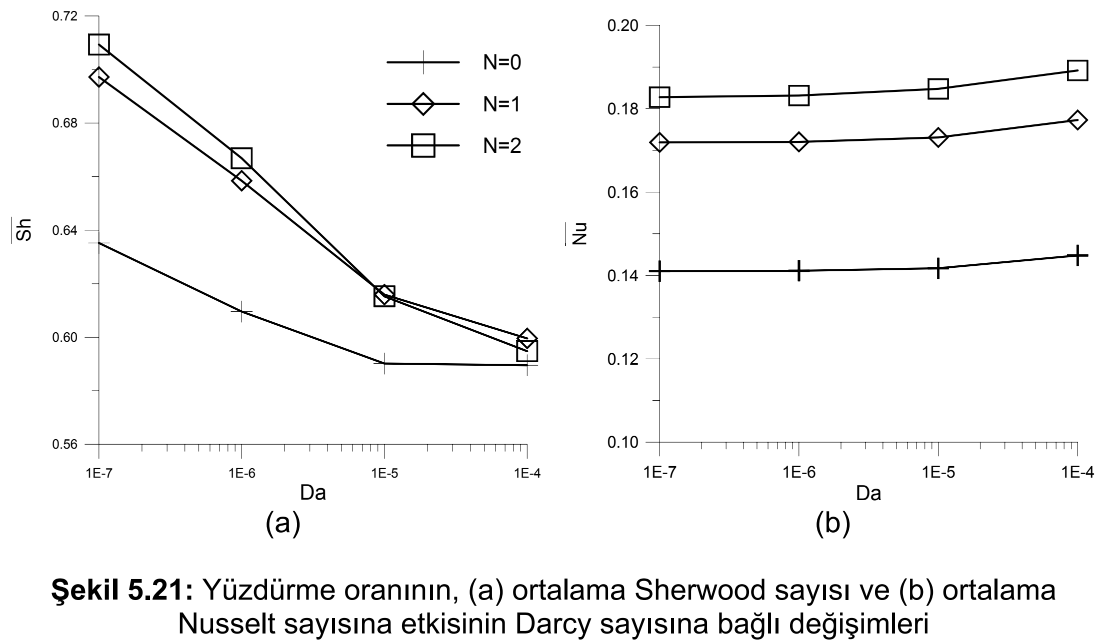
(c)

Şekil 5.20: N=2 için farklı Darcy sayılarına göre akım fonksiyonu (sol), eşderişiklik (orta) ve eşsıcaklık eğrileri (sağ), (Le =10, $\varepsilon = 0{,}4$, Ra =5x10^3 ve $\mathrm{Pr} = 0.7$)

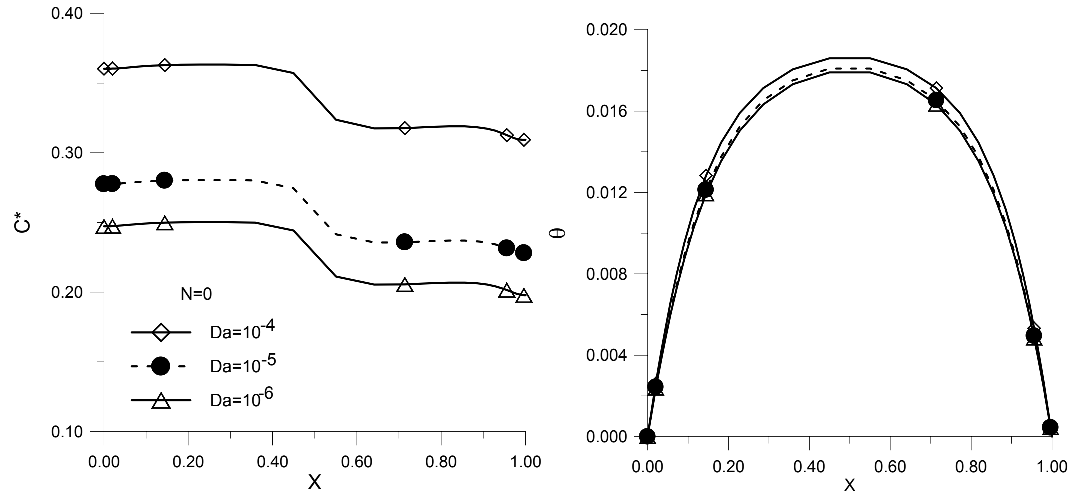
(a) $Da = 10^{-6}$ (b) $Da = 10^{-5}$ (c) $Da = 10^{-4}$

Yüzdürme oranlarına bağlı kısmi geçirgen duvardaki kütle transferi Şekil 5.21(a)'daki Sherwood sayısı grafiğinde verilmiştir. Darcy sayısı artarken, geçirgen kısımdaki boyutsuz derişiklik değişimi azalmakta boyutsuz sıcaklık değişimi ise artmaktadır. Şekil 5.21(a) ve (b)'den görüleceği gibi yüzdürme oranı arttıkça derişiklik ve sıcaklık değişimleri artmaktadır.

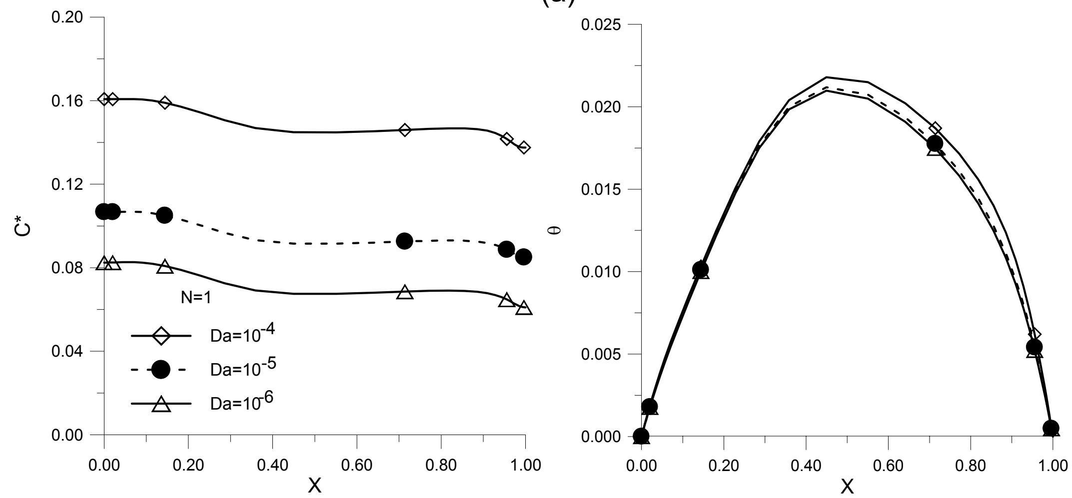
Şekil 5.22'de *N*=0 ve *N*=1 için merkezi yatay kesit boyunca derişiklik ve sıcaklık değişimleri yüzdürme oranı ve Darcy sayısının değişimine göre verilmiştir. *N*=2 için merkezi yatay kesit boyunca boyutsuz derişiklik ve sıcaklık değişimi Şekil 5.5'de verilmişti. Şekil 5.5 ve 5.22 karşılaştırıldığında aynı Da sayısı için derişikliğin sol duvarda sağ duvara göre daha yüksek olduğu ve Da sayısı arttıkça kaptaki derişikliğin arttığı gözlenmektedir. Şekil 5.22(a)'da görülen kabın orta kısmında derişiklikteki ani düşüş Şekil 5.18'den de anlaşılacağı gibi merkeze göre simetrik iki akış hücresinden kaynaklanmaktadır. Merkezi yatay eksen boyunca boyutsuz sıcaklık değişimi Şekil 5.22(a)'dan görüleceği gibi *N*=0 için merkeze göre simetrik bir dağılım göstermektedir. Yüzdürme oranı arttıkça Şekil 5.22(b) ve 5.5(b)'den görüleceği gibi sıcaklık eğrilerinin tepe noktaları kabın sol kısmına doğru kaymaktadır. Öte yandan Şekil 5.5 ve 5.22 incelendiğinde *Da* sayısının değişiminin sıcaklık üzerinde derişiklikteki kadar etkin olmadığı görülmektedir.



Şekil 5.21: Yüzdürme oranının, (a) ortalama Sherwood sayısı ve (b) ortalama Nusselt sayısına etkisinin Darcy sayısına bağlı değişimleri



(a)



(b)

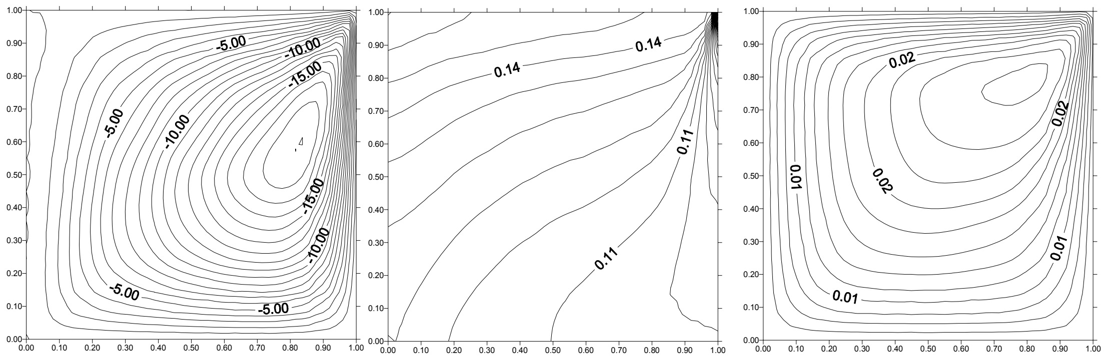
Şekil 5.22: Darcy sayısı ve yüzdürme oranına bağlı olarak boyutsuz sıcaklık (sağ) ve boyutsuz derişiklik (sol) eğrilerinin merkezi yatay kesit boyunca değişimleri (Ra =5x10^3) (a) N=0, (b) N=1

5.1.5. Geliştirilniş Darcy Modelinde Lewis Sayısının Isı ve Kütle Geçişine Etkisinin İncelenmesi

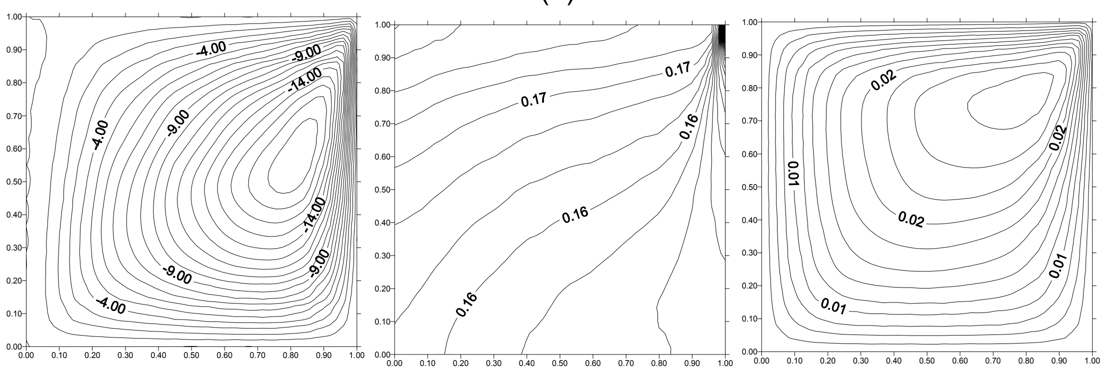
Kısmi geçirgen gözenekli ortamda Darcy-Brinkman modeli kullanılarak, doğal taşınımla kütle ve ısı geçişi gözenekli ortamın boyutsuz geçirgenliğini ifade eden Darcy sayısına ve akışkanın özelliği olan Lewis sayısına bağlı olarak incelenmiştir. Bu incelemede gözeneklilik değeri (0,4), yüzdürme oranı (2), Rayleigh sayısı (5000) ve Prandtl sayısı (0,7) sabit alınmıştır.

Le=1 için Şekil 5.23'de ve *Le*=100 için Şekil 5.24'de farklı *Da* sayıları da dikkate alınarak akım fonksiyonu, eşderişiklik ve eşsıcaklık eğrileri verilmiştir. Darcy-Brinkman modelinde yüzdürme oranına bağlı olarak ısı ve kütle geçişi incelenirken *N*=2 için hatırlatma olarak verilen Şekil 5.20'de de *Le*=10 için sonuçlar mevcuttur.

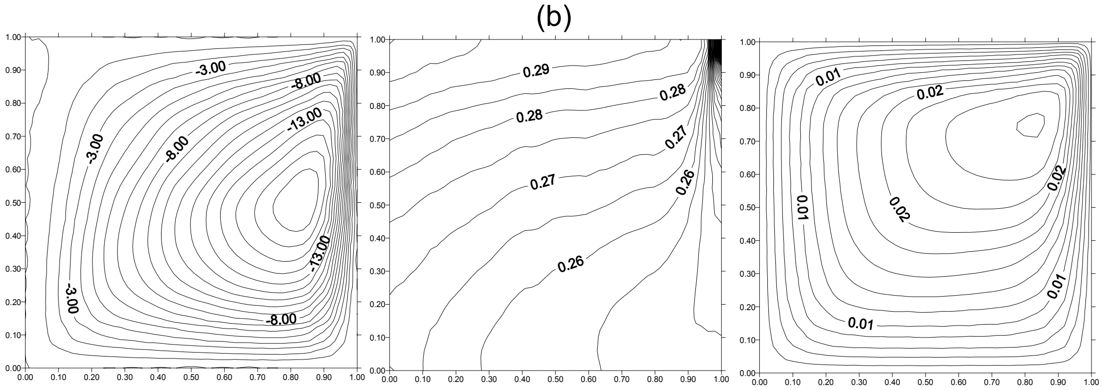
Şekil 5.20, 5.23 ve 5.24 incelendiğinde, Lewis sayısı arttıkça tek hücreli akışın, birbirine zıt yönde dönen iki hücreli akışa döndüğü anlaşılmaktadır. Buna bağlı olarak şekil 5.24'den görüleceği gibi iki akış hücresinin yaklaştığı bölgede derişiklik değişimi artmaktadır. Yine Şekil 5.20, 5.23 ve 5.24'de görüldüğü gibi Lewis sayısı arttıkça kaptaki en yüksek sıcaklık kabın sağ üst kısmından merkeze doğru kaymaktadır. Öte yandan aynı *Da* sayısı için Lewis sayısı arttıkça derişiklik azalmakta sıcaklıkta büyük bir değişim görülmemektedir.



(a)



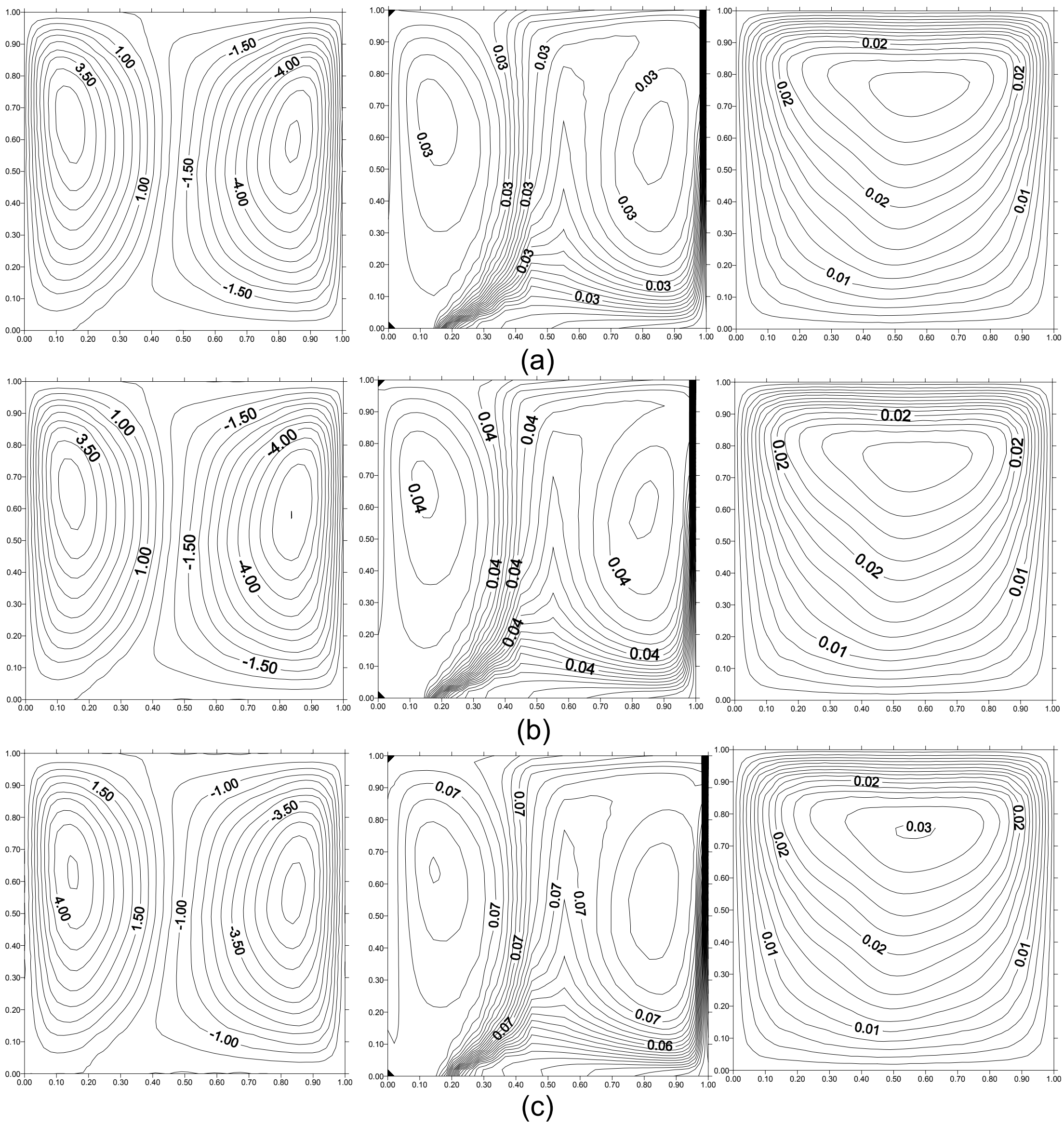
(b)



(c)

Şekil 5.23: Le =1 için akım fonksiyonu, eşderişiklik ve eşsıcaklık eğrilerinin Darcy sayısına göre değişimi (N =2, $\Pr = 0.7$ ve Ra =5x10^3)

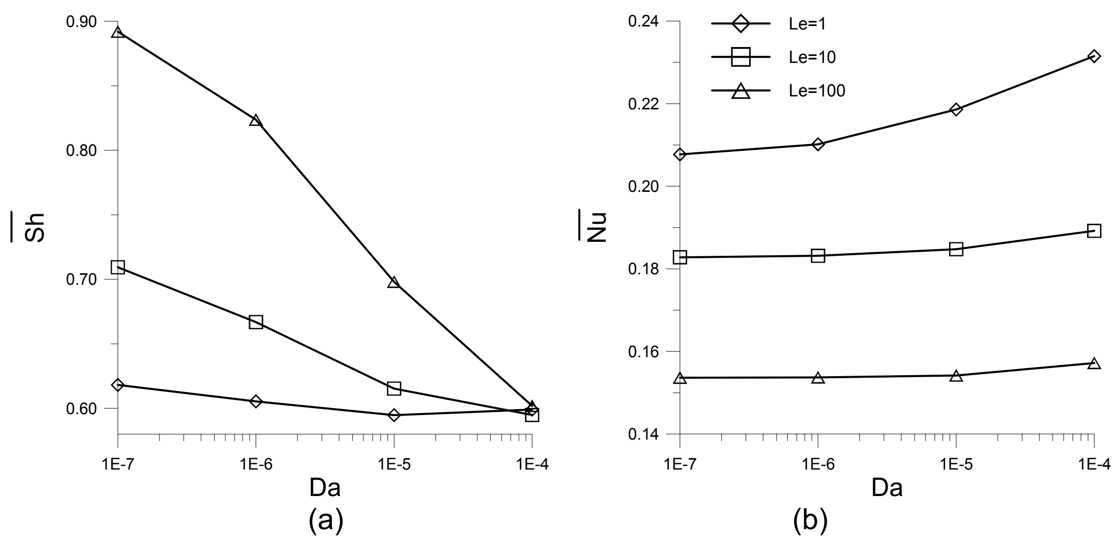
(a) $Da = 10^{-6}$, (b) $Da = 10^{-5}$, (c) $Da = 10^{-4}$



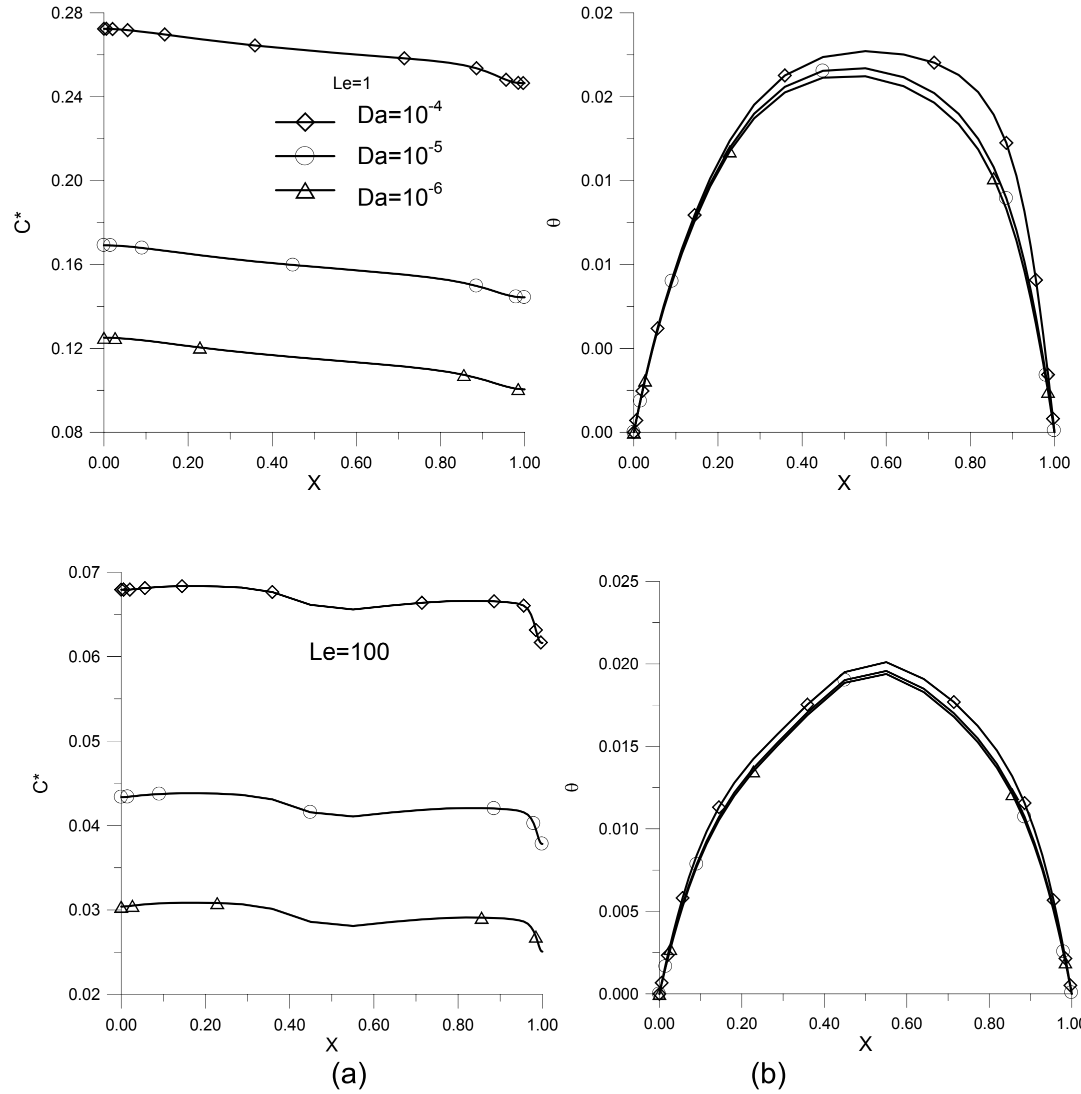
Şekil 5.24: Le =100 için akım fonksiyonu, eşderişiklik ve eşsıcaklık eğrilerinin Darcy sayısına göre değişimi (N =2, $\mathrm{Pr} = 0.7$ ve Ra =5x10^3)
(a) $Da = 10^{-6}$, (b) $Da = 10^{-5}$, (c) $Da = 10^{-4}$

Şekil 5.25'de Lewis sayısına ve Darcy sayısına bağlı Sherwod ve Nusselt sayılarının değişimi verilmiştir. Darcy sayısı artarken, gözenekli ortamın kısmi geçirgen duvarındaki ortalama derişiklik değişimini veren Sherwood sayısı azalmakta, boyutsuz sıcaklık değişimini veren Nusselt sayısı ise artmaktadır. Şekil 5.25(a) ve (b)'den görüleceği gibi Lewis sayısı arttıkça derişiklik değişimi artmakta sıcaklık değişimi ise azalmaktadır. En fazla kütle geçişi Lewis sayısı 100'de olmaktadır. En fazla sıcaklık değişimi ise kütle geçişinin tersine *Le*=1'de olmaktadır. Şekil 5.25(a)'dan görüleceği gibi yüksek Darcy sayılarında derişiklik değişiminde Lewis sayısının etkisi minimum düzeydedir. Şekil 5.25(b)'de ise Lewis sayısının etkisi yüksek Darcy sayılarında daha açık görülmektedir.

Lewis ve Darcy sayısına bağlı boyutsuz sıcaklık ve derişikliğin merkezi yatay kesit boyunca değişimi, *Le*=1 ve 100 için Şekil 5.26'da verilmiştir. *Le*=10 için merkezi yatay kesit boyunca sıcaklık ve derişikliğin değişimi Şekil 5.5'de verilmişti. Şekil 5.5 ve 5.26 karşılaştırıldığında aynı *Da* sayısı için derişikliğin sol duvarda sağ duvara göre daha yüksek olduğu ve *Da* sayısı arttıkça kaptaki derişikliğin arttığı gözlenmektedir. *Le*=100 için Şekil 5.26(a)'da görülen kabın orta kısmında derişiklikteki düşüş şekil 5.24'den de anlaşılacağı gibi iki hücreli akış yapısının olması ve buna bağlı olarak eşderişiklik eğrilerinin o bölgede yoğunlaşmasından kaynaklanmaktadır. Şekil 5.5(b) ve 5.26(b)'de verilen merkezi yatay kesit boyunca boyutsuz sıcaklık değişimleri incelendiğinde Lewis sayısı arttıkça Darcy sayısına bağlı değişimin en az seviyede kaldığı ve sıcaklık eğrilerinin tepe noktalarının daha belirginleştiği görülmektedir.



Şekil 5.25: Darcy sayısı ve Lewis sayısına bağlı (a) ortalama *Sh* sayısı ve (b) ortalama *Nu* sayısının değişimi



Şekil 5.26: Darcy sayısı ve Lewis sayısına bağlı olarak merkezi yatay kesit boyunca (a) boyutsuz derişiklik ve (b) boyutsuz sıcaklık değişimleri (Ra =5x10^3)

6. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu doktora tez çalışmasında, kare gözenekli ortamda gaz geçişini yönlendiren etkenlerin, oluşturulan matematiksel modeller yardımı ile sayısal olarak geniş çapta incelenmesi hedeflenmiştir. Modellemeler yapılırken, öngörülen gözenekli ortamın bir nükleer yakıt veya radyoaktif atık ya da toprak altına gömülmüş zararlı çevresel etkilere yol açabilecek bir atık malzeme olabileceği düşünülmüştür. Bu nedenle, gözenekli ortamda doğal taşınımla gaz geçişi, gazın radyoaktif olup olmaması dikkate alınarak incelenmiştir.

Öncelikle, radyoaktif gazın doğal taşınımını incelemek için literatürde sıkça rastlanan yatay duvarları geçirgen olmayan, düşey duvarları arasında derişiklik farkı bulunan tektürel kare gözenekli kap seçilmiştir. Oluşturulan kare gözenekli kabın katı kısmında radyoaktif gazın ürediği ve üremediği hal için doğal taşınımla kütle geçişi Grashof sayısına, Schmidt sayısına ve boyutsuz bozunum sabitine bağlı olarak incelenmiştir. Bu kısımdan elde edilen sonuçlar aşağıda verilmiştir.

Boyutsuz bozunum sabitinin artması ile ortamdaki boyutsuz ortalama derişiklik miktarı azalmaktadır. Çünkü radyoaktif gaz için boyutsuz bozunum sabitinin artması ters orantılı olduğu yarı ömrün kısalması anlamını taşımaktadır.

Grashof sayısı artarken ortamdaki boyutsuz ortalama derişiklik miktarı artmaktadır. Ancak Grashof sayısının etkisi boyutsuz bozunum sabitinin artması ile daha belirgin olmaktadır. Öte yandan Schmidt sayısının artışı ortamdaki ortalama derişiklik miktarını azaltmaktadır.

Gözenekli ortamın katı kısmında gaz üretimi olduğu zaman, doğal olarak boyutsuz ortalama derişiklik miktarı gaz üretimi olmayan duruma göre daha fazla olmaktadır. Bu artış miktarı Grashof sayısına bağlı olarak farklılık göstermektedir. Ortamın katı kısmında radyoaktif gaz üretiminin olduğu hal ile üretimin olmadığı halde ortamdaki gaz derişiklikleri arasındaki fark Grashof sayısı arttıkça azalmaktadır. Grashof sayısı kütlenin taşınım miktarı ile doğru orantılı olduğu için gaz üretimi olsa bile hızla taşınım gerçekleşmekte ve gazın ortamda birikmesi söz konusu olmamaktadır.

Sonuçta bu bölümde yapılan inceleme, radyoaktif gazın yarıömrünün dolayısıyla boyutsuz bozunum sabitinin gözenekli ortamda doğal taşınımla kütle geçişini belirleyen temel unsur olduğunu göstermiştir.

Tezin ikinci kısmında radyoaktif olmayan gaz için gözenekli ortamda doğal taşınımla ısı ve kütle geçişi incelenmiştir. Bu amaçla incelediğimiz kadarı ile literatürde yer almayan bir problem öngörülmüştür. Bu orijinal problemde içi gözenekli ortam dolu kabın sadece sağ duvarının üsten belirli bir uzunluğunun geçirgen olduğu, bütün duvarlarından soğutulduğu ve gözenekli ortamın katı kısmında hem ısı hem de derişiklik üretiminin olduğu varsayılmıştır. Ayrıca, gözenekli ortamın tektürel olduğu ve olmadığı hallerde doğal taşınımla ısı ve kütle geçişi karşılaştırılmalı olarak ele alınmıştır. Kısmen geçirgen kare gözenekli ortamdaki doğal taşınımla ısı ve kütle geçişi Darcy modeli ve Darcy-Brinkman modeli kullanılarak incelenmiştir.

Her iki model için de korunum denklemlerinde yer alan boyutsuz sayılar olan, Rayleigh sayısı 10^2 ile $5x10^3$ aralığında, Lewis sayısı 1, 10 ve 100, yüzdürme oranı 0,1 ve 2 değerlerinde alınmıştır. Aşağıda Darcy ve Darcy-Brinkman modeli ile yapılan incelemelerin sonuçları ayrı ayrı sunulmuştur. Problem Darcy modeli kullanılarak incelendiğinde temel hedef, gözenekli ortamın en temel özelliği olan gözenekliliğin değişiminin doğal taşınımla ısı ve kütle geçişi üzerindeki etkisinin incelenmesidir. Bu inceleme aşağıdaki sonuçları vermiştir.

Kısmen geçirgen gözenekli ortamın gözeneklilik değerinin ısı ve kütle geçişine etkisini incelemek için öncelikle Tablo 2.2’de yer alan gözeneklilik değerlerinin dikkate alındığı beş farklı gözeneklilik değeri seçilmiştir, ($0,02 \leq \varepsilon \leq x0,6$). Sonuç olarak, gözeneklilik değeri arttıkça kısmen geçirgen gözenekli ortamın boyutsuz sıcaklık ve derişiklik değerleri azalmaktadır. Çünkü gözeneklilik değeri arttıkça oluşan üretimin kabın tamamına yayılması ve böylece geçirgen kısma ulaşması hızlanmaktadır. Gözeneklilik değerinin yeterince küçük olması ortamdaki kütle geçişini zorladığından akış yönünün tersine ikinci akım hücresi oluşmaktadır.

Kısmen geçirgen gözenekli ortamda gözenekliliğin tek türel olmadığı yapılarda doğal taşınımla ısı ve kütle geçişinin nasıl değiştiğini incelemek için iki özgün modelleme yapılmıştır.

Gözenekliliğin tektürel olmadığı ilk yaklaşım, kısmen geçirgen gözenekli ortamın farklı gözeneklilik değerine sahip iki bölgeden oluşmasıdır. Yatay eksende ve düşey eksende komşu olacak şekilde oluşturulan ikili bölge modelleri Tablo 4.3’de verilmiştir. Rayleigh sayısına bağlı olarak ikili yapının ısı ve kütle geçişine etkisi incelendiğinde, yatay ve/veya düşey eksende 0,4 gözeneklilik bölgesi arttıkça ortamdaki derişikliğin azaldığı anlaşılmıştır. Boyutsuz sıcaklık ve derişiklik değişiminin yanı sıra Sherwood ve Nusselt sayılarının değişimi de genel anlamda gözenekliliğe bağlı değişim özelliğine uymaktadır. Ortamdaki ortalama gözeneklilik değeri arttıkça geçirgen kısımdaki derişiklik ve sıcaklık değişimi azalmaktadır. Rayleigh sayısına bağlı incelendiğinde bütün Rayleigh sayılarında model 1 ve model 4 benzer özellik göstermektedir. Yani ikili yapının yatay veya düşey eksende olması önem arz etmemektedir. Model 3 ve model 6'da ise yüksek Rayleigh sayılarında ikili yapının yatay veya düşey eksende olması önem kazanmaktadır. Bunun yanı sıra, model 2 ve 5'de bütün Rayleigh sayılarında hem boyutsuz derişiklik hem de boyutsuz sıcaklık değişimlerinde belirgin bir farklılık görülmektedir. Derişiklik ve sıcaklık değişimi en fazla model 2'dedir. Bu iki modelde (model 2 ve 5) gözeneklilik dağılımı eşit orandadır. Genel olarak yatay eksen boyunca oluşan ikili modellerde derişikliğin ve sıcaklığın aldığı değerler, düşey eksen boyunca oluşan ikilili modellerden daha büyüktür.

Ayrıca kabın sağ duvarındaki geçirgen kısımdan olan sızıntı tüm modeller için incelendiğinde şu sonuçlara varılmıştır: sızıntı tektürel ortamda (model 0) en fazla olmaktadır; tektürel olmayan ortam hallerinde sızıntı daha azdır ve küçük gözenekliliğe sahip bölgenin kalınlığı arttıkça sızıntı daha da azalmaktadır (model 1 ve 4). Sonuçlar sağ duvardaki kaçak açısından farklı gözenekliliğe sahip tabakaların yatay veya düşey sıralamasının büyük bir fark oluşturmadığını göstermiştir.

Gözenekliliğin tektürel olmadığı ikinci yaklaşım ise gözenekliliğin dış yüzeylere yakın yerlerde büyük değerlerde olduğu dikkate alınarak iç içe geçmiş ikili kare yapıda modellenmiştir (Tablo 4.4). Farklı gözeneklilikteki içi içe kare yapılardaki ısı ve kütle geçişindeki farklılıklar ortalama gözeneklilik değerine bağlı olarak oluştuğu dikkati çekmektedir. Model 9'da kısmi geçirgen bölgedeki derişiklik ve sıcaklık değişimi en azdır, model 7'de derişiklik ve sıcaklık değişimi en fazladır.

Bir önceki bölümde açıklanan yatay ve düşey yönde gözenekliliğin değiştiği ortamlarda küçük gözeneklilik değerinin artışı ile ana akış hücresinin yanı sıra kabın sol üst bölgesinde ters yönde ikinci bir akış hücresi gözlenmiştir. İç içe geçmiş ikili kare yapıda söz konusu ikinci akım hücresi daha gelişmiştir ve neredeyse sol duvarı kaplamaktadır. Yüksek Rayleigh sayılarında iç içe ikili kare yapılarda derişiklik değişimi azalmakta ama sıcaklık değişimi artmaktadır. Sağ duvardaki kaçak açısından düşünüldüğünde; yine tektürel ortam en fazla kaçağın olduğu modeldir ve iç içe kare modellerde yüksek Rayleigh sayısında sızıntı artmaktadır.

Darcy modeli kullanılarak incelenen problem, Darcy-Brinkman modeli ile de ele alınmıştır. Böylece akışın doğrusal olmayan etkisi ve katı sınırlarda sürtünme etkisi de hesaba katılmıştır. Ayrıca Darcy-Brinkman modeli kullanıldığında momentum denklemi olarak boyutsuz çevrinti denklemi kullanılmış ve böylece bu denklemede yer alan, gözenekli ortamın geçirgenliği ile doğru orantılı olan Darcy sayısına göre de inceleme yapılmıştır. Darcy-Brinkman modeli için kullanılan korunum denklemlerinde yer alan Darcy sayısı 10^{-7} ile 10^{-4} arasında, Prandtl sayısı 0,7 değerinde alınmıştır.

Darcy-Brinkman modelinde yer alan Darcy sayısının, ısı ve kütle geçişindeki etkisini incelemek için dört farklı Darcy sayısı ($10^{-7} \leq Da \leq 10^{-4}$) alınmıştır. Darcy sayısı artışı ile ortamın ortalama boyutsuz derişiklik ve sıcaklık değeri artmaktadır. Fakat Darcy sayısı artışı ile geçirgen duvardaki kütle ve ısı geçişi değişimi aynı özelliği göstermemektedir. Darcy sayısı artışı ile sıcaklık değişimi artmaktadır. Nusselt sayısının yani boyutsuz sıcaklık değişiminin Darcy sayısına bağlılığı, Ra>100 için önem kazanmaktadır. Yüksek Darcy sayısında Sherwood sayısının Rayleigh sayısına bağlı değişimi minimum düzeydedir. Darcy sayısı azaldıkça, Sherwood sayısının değişimi Rayleigh sayısına bağlı olarak artmaktadır.

Darcy-Brinkman modelinde de gözeneklilik değeri arttıkça ortamdaki ortalama boyutsuz derişiklik ve sıcaklık değeri azalmaktadır. Bu özellik Darcy modeli ile aynıdır. Darcy-Brinkman modelinde akım fonksiyonunda zıt yönde ikinci hücre oluşumu Darcy modelinde olduğu gibi gözenekliliğe bağlı olarak gerçekleşmiştir. Büyük gözeneklilik değerinde Darcy sayısına bağlı değişim minimum düzeydeyken, küçük gözeneklilik değerinde Darcy sayısına bağlı değişim maksimum düzeydedir.

Darcy sayısı arttıkça ortamın ortalama boyutsuz derişiklik ve sıcaklık değeri artmaktadır. Darcy sayısı ve gözenekliliğin artışı geçirgen kısımdaki kütle geçişini ifade eden Sherwood sayısını azaltmaktadır. Fakat Nusselt sayısının yani geçirgen kısımdaki sıcaklık değişimi Darcy sayısının artışı ile artarken, gözenekliliğin artışı ile azalmaktadır.

Darcy-Brinkman modelinde kısmen geçirgen gözenekli ortamın geçirgenliğinin tektürel olmadığı ve Tablo 5.3'de verilen altı özgün modelle incelenmiştir. Bu ikili geçirgenli yapı için Darcy sayısı 10^{-7} ve 10^{-4} alınmıştır. Ra=100 'de model 6* hariç diğerlerinin ortalama boyutsuz derişiklik ve sıcaklık değerleri hemen hemen aynıdır. En küçük ortalama derişiklik değeri model 6*'dadır. Rayleigh sayısı artışı ile ortalama derişiklik ve sıcaklık değerleri değişmekte fakat modeller arasındaki değişim özelliğini korumaktadır. Şöyle ki, en küçük ortalama derişiklik değeri model

6*'dadır. Sadece boyutsuz sıcaklık değerlerindeki Rayleigh sayısının artışı ile farklılıklar 0,01 değerinde gerçekleşmektedir. Oluşturulan altı modelin ulaşabildiği maksimum ve minimum derişiklik ve sıcaklık değerleri karşılaştırıldığında, model 5*'in maksimum derişiklik ve sıcaklık değerlerine, model 6*'ın da minimum derişiklik ve sıcaklık değerlerine sahip olduğu görülmektedir. Maksimum akım değeri ise model 1*'dadır. Bu altı farklı modelin kısmi geçirgen bölgedeki ortalama derişiklik ve sıcaklık değişimi incelendiğinde en fazla derişiklik değişimi ile en az sıcaklık değişimi model 6*'da gerçekleşmiştir. Bunun sebebi Darcy sayının büyük olduğu bölgenin en düşük oranda (%25) ve kabın üst kısmında yer almasından dolayı ortamdaki derişiklik miktarı azalırken geçirgen kısımdan taşınımı ise artmıştır. Sıcaklık değişimi ise bunun tersidir. Yatay olarak oluşturulan ikili bölgelerdeki sıcaklık değişimleri yan yana oluşturulan ikili bölgelerden fazladır. Sonuç olarak düşey eksen boyunca oluşturulan ikili geçirgenli yapı, yatay eksen boyunca oluşturulan ikili geçirgenli yapıdan daha etkili olmuştur. Bunun sebebi geçirgen kısmın tamamının yüksek Darcy sayısına sahip olmasıdır.

Korunum denklemlerinde yer alan Rayleigh, Lewis sayıları ve yüzdürme oranının doğal taşınımla ısı ve kütle geçişinde etkisi olduğu muhakkaktır. Rayleigh sayısının artışı gözenekli ortamda akışkanın taşınımının artmasını ifade etmektedir ve bu durum modellerde etkili olmuştur. Tüm modeller için yüksek Rayleigh sayılarında iki hücreli akış oluşmuş, bu da özellikle ortamdaki derişiklik değişimini etkilemiştir.

Lewis sayısı ısıl yayınımın kütle yayınımına oranıdır ve bu çalışmada sağ duvarın geçirgen kısmındaki derişiklik değişiminin, yani Sherwood sayısının, Rayleigh sayısına bağlı değişiminin yüksek Lewis sayılarında daha büyük olduğu görülmüştür. Hem Darcy hem de Darcy-Brinkman modeli ile yapılan incelemelerde Lewis sayısının Sherwood ve Nusselt sayıları üzerindeki etkisinin aynı olmadığı anlaşılmıştır.

Yüzdürme oranı, korunum denklemlerinde derişiklik değişiminin etkisini göstermektedir. Yüzdürme oranının sıfır olması sadece ısıl doğal taşınımın olduğunu göstermektedir ve bu durumda her model için merkeze göre simetrik, birbirine zıt yönde iki hücreli akış oluşmaktadır. Yüzdürme oranı arttıkça kabın sol tarafındaki ikinci hücre küçülmekte, akış tek hücreli bir yapıya dönüşmektedir. Yüzdürme oranı ve Rayleigh sayısına bağlı olarak derişiklik ve sıcaklık değişimi incelendiğinde yüzdürme oranı ve Ra sayısı arttıkça her iki değişimin de arttığı gözlenmiştir. Öte yandan yüzdürme oranı ve Darcy sayısı arttıkça sıcaklık değişimi biraz artmakta ama derişiklik değişimi azalmaktadır.

Sonuç olarak bu doktora tez çalışmasında seçilen bir problem çerçevesinde gözenekli ortamlarda doğal taşınımla ısı ve kütle geçişi sonlu hacim yöntemi kullanılarak sayısal olarak incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar, Rayleigh, Darcy, Lewis, Schmidt, Grashof sayılarının ve yüzdürme oranının yanı sıra, gözenekli ortamın gözeneklilik ve geçirgenlik bakımından tektürel olmamasının gözenekli ortamlarda doğal taşınımla ısı ve kütle geçişini yönlendirdiğini göstermiştir.

KAYNAKLAR

Akbal, S., and Baytaş, A.F., 2005. Numerical Analysis of gas transfer by natural convection in a fluid saturated porous medium , *4th International Conference on Computational Heat and Mass Transfer Proc. of 4th ICCHMT* 313-315, Paris, France, May 17-20,

Akbal, S., and Baytaş, A.F., 2007. Effects of non-uniform porosity on double diffusive natural convection in a porous cavity with partially permeable wall, *International Journal of Thermal Sciences*, (yayınlanmak üzere kabul edilmiştir).

Alazmi, B., and Vafai, K., 2000. Analysis of Variants within The Porous Media Transport Models, *Journal of Heat Transfer,* Volume **122**, Issue 2, pp. 303-326.

Altevogt , A.S., Roltson, D.E. and Whitaker, S., 2003a. New equations for binary gas transport in porous media, Part1: equation development, *Advances in Water Resources,* **26,** 695-715**.**

Altevogt , A.S., Roltson, D.E. and Whitaker, S., 2003b. New equations for binary gas transport in porous media, Part 2: experimental validation, *Advances in Water Resources,* **26,** 717-723**.**

Anderson Alison N., John W. Crawford, and Alex B. McBratney, 2000. On Diffusion in Fractal Soil Structures**,** *Published in Soil Sci. Soc. Am. J.,* **64**, 19–24.

Angirasa, D., Peterson, G.P. and Pop, I., 1997. Combined heat and mass transfer by natural convection with opposing buoyancy effects in a fluid saturated porous medium. *International of Heat and Mass Transfer* **40** (12), 2755-2773.

Bahloul, A., Kalla, L., Bennacer, R., Beji, H. and Vasseur, P., 2004. Natural convection in a vertical porous slot heated from below and with horizontal concentration gradients, *International Journal of Thermal Sciences*, Volume **43**, 653-663

Baytaş, A.F. and Akbal, S., 2002. Determination of Soil Parameters by Gamma Ray Transmission, *Radiation Measurements*, Vol. **35** (1), pp 17-21.

Bear, J. and Bachmant, Y., 1990. Introduction to Modeling of Transport Phenomena in Porous Media, Kluwer Academic Publishers, The Netherlands.

Bennacer, R., Tobbal, A., Beji, H. and Vasseur, P., 2001. Double diffusive convection in a vertical enclosure filled with anisotropic porous media*,* *International Journal of Thermal Sciences,* **40**, 30-41

Bennacer, R., Beji, H. and Mohamad, A.A., 2003. Double diffusive convection in a vertical enclosure inserted with two saturated porous layers confining a fluid layer, *International Journal of Thermal Sciences,* **42**, 141-151

Bernard, L.C. and Bonnaud, E., 1997. Finite volume method for fission gas release modeling *Journal of Nuclear Materials,* **244**, 75-84.

Bernard, L. C., Jacoud, J.L and Vesco P., 2002. An efficient model for the analysis of fission gas release, *Journal of Nuclear Materials,* **302**, 125-134.

Bird, R.B., Stewart, W.E. and Lightfoot, E.N., 1960**.** Transport Phenomena, John Wiley& Sons.

Bourich, M., Amahmid, A., and Hasnaoui, M., 2004. Double diffusive convection in a porous enclosure submitted to cross gradients of temperature and concentration, *Energy Conversion and Management,* **45**, 1655-1670

Chertkov, V. Y. and Ravina, I., 1999. Tortuosity of Crack Networks in Swelling Clay Soils, Published in Soil Sci. Soc. Am. J. **63**, 1523–1530 .

Collins, E., 1973**.** Akışkanların Gözenekli Ortamdaki Akışı, çeviri Saydam T., Çağlayan Basımevi, İstanbul.

Costa, V.A.F., 1997a. Unification of the streamline, heatline and massline methods for the visualization of two-dimensional transport phenomena, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **42**, 27-33.

Costa, V.A.F., 1997b. Double diffusive natural convection in a square enclosure with heat and mass diffusive walls, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **40**, 4061-4071.

Currie, J.A., 1960. Gaseous diffusion in porous media. Part 2.-Dry granular materials, *British journal of applied physics.*

Çengel, Y.A. and turner, R.H., 2001. fundamentals of thermal- fluid sciences, McGraw-Hill series in Mechanical Engineering, New York.

David, E., Lauriat, G. and Cheng, P., 1991. A numerical solution of variable porosity effects on natural convection in a packed-sphere cavity. *Journal of Heat Transfer Transactions of the ASME*, **113**, 391-399.

Denys, K., 2003**.** Title Flow of Polymer Solutions through Porous Media, *ISBN 90-407-441-5,* www.library.tudelft.nl/dissertations/PDF-files_2003/as denys_20031118.pdf

Dragoslav, N. and Vlade, U., 1998. A theoretical study of radon measurement with activated charcoal, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **406**, 486-498.

Dullien F.A.L., 1992. Porous Media, Fluid Transport and Pore Structure, 2nd. Edition, Academic Press, Inc. U.S.A.

Ergün S., 1952**.** fluid flow through packed columns, Chemical Engineering and Progress, **8**, 89-94.

Etiope, G. and Martinelli, G., 2002. Migration of carrier and trace gases in the geosphere: an overview, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **129**, 185-204.

Fang, C., and Moncrieff B., 1999. A model for soil CO_2 production and transport 1: Model development, *Agricultural and Forest Meteorology,* **95,** 225-236.

Gobin, D., Goyeau, B. and A. Neculae, A., 2005. Convective heat and solute transfer in partially porous cavities *International Journal of Heat and Mass Transfer,* **48,** 1898-1908.

Goyeau, B., Songbe, J. -P. and Gobin, D., 1996**.** Numerical study of double-diffusive natural convection in a porous cavity using the Darcy-

Brinkman formulation, *International Journal of Heat and Mass Transfer,* **39**, 1363-1378

Goyeau, B. and Gobin, D., 1999. Heat transfer by thermosolutal natural convection in a vertical composite fluid-porous *International Communications in Heat and Mass Transfer,* **6**, 1115-1126 .

Hsu, C.N., Tsai, S.C., and Liang S.M., 1994. Evaluation of diffusion parameters of radon in porous material by flow-through diffusion experiment, *Applied Radiation and Isotopes,* **45**, 845-850.

http://imnh.isu.edu/digitalatlas/hydr/concepts/gwater/tortflw.htm, 2006.

Ingham, D.B., Bejan A., Mamut, E. And Pop, I., 2004. Emerging Technologies and Techniques in Porous Media, Kluwer Academic Publishers, 1-9.

Ingham, D.B. and Pop, I. (eds), 1998. Transport phenomena in porous media. Pergamon, Oxford.

İshakoğlu A., and Baytaş, A. F., 2002. Measurement and evaluation of saturations for water, ethanol and a light non-aqueous phase liquid in a porous medium by gamma attenuation, *Applied Radiation and Isotopes* , *Volume **56**, Issue 4*, pp 601-606.

Ivanov, Alexander S., 1998. The model of the fission gas release out of porous fuel, *Ann. Nucl. Energy,* 25 , 1275-1280.

Kakaç, S., Kilkiş, B., Kulaçki F.A., and Arinç, F., 1991. Convective Heat and Mass Transfer in Porous Media, Kluwer Academic Publishers, The Netherlands.

Kalla, L., Vasseur, P., Benacer, R., Beji, H. and Duval, R., 2001a. Double diffusive convection within a horizontal porous layer salted from the bottom and heated horizontally, International Communications in Heat and Mass Transfer, **28**, 1-10

Kalla, L., Mamou, M., Vasseur, P. and Robillard, L., 2001b. Multiple solutions for double diffusive convection in a shallow porous cavity with vertical fluxes of heat and mass, International Journal of Heat and Mass Transfer, **44**, 4493-4504

Kashibe, S. and Une, K., 1998. Effect of additives (Cr_2O_3, Al_2O_3, SiO_2, MgO) on diffusional release of ^{133}Xe from UO_2 fuels, *Journal of Nuclear Materials,* **254**, 234-242.

Kast, W. and Hohenthanner, C.R., 2000. Mass transfer within the gas-phase of porous media, *International Journal of Heat and Mass Transfer,* **43**, 807-823.

Kaviany, M., 1999. Principles of Heat Transfer in Porous Media, Springer, USA.

Kogai, T., 1997. Modeling of fission gas release and gaseous swelling of light water reactor fuels, *Journal of Nuclear Materials*, **244**, 131-140.

Lewis, B.J., Iglesias, F.C., Cox, D.S. and Gheorghiu, E., 1990**.** A model for fission gas release and fuel oxidation behavior for defected UO_2 fuel elements, *Nuclear Technology,* **92**.

Lopez, F.O. and Canoba, A.C., 2002. ^{222}Rn gas diffusion and determination of its adsorption coefficient on activated charcoal, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry***, 252**, 515-521.

Lösönen, P., 2000a**,** On the behaviour of intragranular fission gas in UO_2 fuel, *Journal of Nuclear Materials*, **280**, 56-72.

Lösönen, P., 2000b. Methods for calculating diffusional gas release gas release from spherical grains, *Nuclear Engineering and Design,* **196**, 161-173.

Nithiarasu, P., Seetharamu, K.N. and Sundararajan, T., 1997**.** Natural convective heat transfer in a fluig saturated variable porosity medium, *Int.J. Heat Mass Transfer,* **40,** 3955-3967.

Nithiarasu, P., Seetharamu, K.N. and Sundararajan, T., 1998**.** Effect of porosity on natural convective heat transfer in a fluid saturated porous medium, *International Journal of Heat and Fluid Flow,* **19,** 56-58.

Mamou, M., Vasseur, P. and Bilgen, E., 1995. Multiple solutions for double-diffusive convection in a vertical porous enclosure, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **38,** 1787-1798.

Mohamad, A.A and Bennacer, R., 2001. Natural convection in a confined saturated porous medium with horizontal temperature and vertical solutal gradients, *International Journal of Thermal Sciences*, **40**, 82-93.

Mohamad, A.A and Bennacer, R., 2002. Double diffusion, natural convection in an enclosure filled with saturated porous medium subjected to cross gradients; stably stratified fluid, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **45**, 3725-3740.

Moldrup P., T. Olesen, T., Gamst, J., Schjønning, P., Yamaguchi, T. and Rolston, **D. E.,** 2000a. Predicting the Gas Diffusion Coefficient in Repacked Soil: Water-Induced Linear Reduction Model, *Published in Soil Sci. Soc. Am. J.,* **64**,1588–1594

Moldrup P., Olesen, T., Schjønning, P., Yamaguchi, T. and Rolston, **D.E.,** 2000b. Predicting the Gas Diffusion Coefficient in Undisturbed Soil from Soil Water Characteristics, *Published in Soil Sci. Soc. Am. J.,* **64**, 94–100 .

Moldrup P., Olesen, T., Komatsu, T., Schjønning, P., and Rolston D.E., 2001. DIVISION S-1-SOIL PHYSICS, Tortuosity, Diffusivity, and Permeability in the Soil Liquid and Gaseous Phases, *Published in Soil Sci. Soc. Am. J.*, **65**, 613–623.

Moldrup P., Yoshikawa, S., Olesen, T., Komatsu, T., and Rolston, **D.E.,** 2003. Gas Diffusivity in Undisturbed Volcanic Ash Soils: Test of Soil-Water-Characteristic-Based Prediction Models, , *Published in Soil Sci. Soc. Am. J.,* **67**, 41–51 .

Mota, M., Teixeria, J.A., and Yelshin, A., 1999. Image analysis of pacedked beds of spherical particals of different sizes, *Separation and Purification Technology,* **15,** 59-68.

Mugge, J., Bosch, H. and Reith, T., 2001. measuring and modeling gas adsorption kinetics in single porous particles, *Chemical Engineering Science,* **56**, 5351-5360.

Nield, A. and Bejan, A., 1999. Convection in Porous Media, 2nd ed., Springer, Berlin.

Olander, D.R. and Uffelen V.P., 2001. On the role of grain boundary diffusion in fission gas release, *Journal of Nuclear Materials,* **288**, 137-147.

Olesen T., Moldrup P., Gamst, J., Komatsu,T. and Rolston, D. E., 2001. Diffusion of Sorbing Organic Chemicals in the Liquid and Gaseous Phases of Repacked Soil, *Published in Soil Sci. Soc. Am. J., **65,** 1585–1593 .*

Patankar, S.V., 1980. Numerical Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, New York.

Patisson, F. and Ablitzer, D., 2002. Physicochemical and thermal modelling of the reaction between a porous pellet and a gas, *Powder Technology,* **128**, 300-305.

Pop, I. Ve Ingham, D.B., 2001. Convective heat transfer: mathematical and computational modelling of viscous fluids and porous media. Pergamon, Oxford.

Popovičovā, J. and Brusseau, M.L., 1997. Dispersion and transport of gas- phase contaminant in dry porous media: effect of heterogeneity and gas velocity, *Journal of Contaminant Hydrology,* **28**, 157-169.

Raffray A.R. and Pulsifer, J. E., 2001. MERLOT: A Model for Flow and Heat Transfer through Porous Media for High Heat Flux Applications.

Sezai, İ. and Mohamad, A.A, 1999. Three-dimensional double-diffusive convection in a porous cubic enclosure due to opposing gradients of temperature and concentration, *J Fluid Mech.;* **400,** 333-53.

Schaefer, C.E., Anands, R.R., Van der Sloot, H.A., Kosson, D.S, 1997. Modelling of the gaseous diffusion coefficient through unsaturated soil systems, *Journal of Contaminent Hydrology*, **29**,1-21.

Schaefer, C.E., Anands, R.R.,Kosson, D.S, 1998. Modelling of the gaseous diffusion coefficient in the presence of NAPL, Journal of Contaminent Hydrology, **33**, 431-437.

Sing, A.K., Paul, T. and Thorpe, G.R., 1999. natural convection due to heat and mass transfer in a composite system. *Heat and Mass Transfer,* **35,** 39-48.

Trevisan, O.V and Bejan, A., 1985. Natural convection with combined heat and mass transfer buoyancy effects in a porous medium, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **28**, 1597-1611

Webb, S.W., and Pruess K., 2003. The use of Fick's law for modelling trace gas diffusion in porous media, *Transport in Porous Media,* **51**, 327-341.

Vafai, K. and Tien, C.L.,1981. boundary and inertia effects on flow and heat transferin porous media, International Journal of Heat and Mass transfer, **24**, 195-203.

ÖZGEÇMİŞ

Sevgi AKBAL, 1967 yılında Erzurum-İspir'de doğdu.

İlk, orta ve lise öğrenimini İstanbul-Kartal'da, sırası ile Ergenekon İlkokulu, Ergenekon Ortaokulu ve Kartal Lisesi'nde tamamladı. 1984 yılında İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'nde Lisans öğrenimine başladı ve 1990 yılında ''Fizikçi'' unvanı ile mezun oldu. 1994 yılında İTÜ-Nükleer Enerji Enstitüsü'nde başladığı Yüksek Lisans öğrenimini, 1999 yılında Nükleer Enerji Anabilim Dalı'ndan ''Yüksek Lisans'' unvanı alarak tamamladı. 2000 yılında İTÜ-Nükleer Enerji Enstitüsü'nde doktoraya başladı.

1993 yılından itibaren çeşitli liselerde fizik öğretmenliği yaptı. 1998 yılında TAEK Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi Nükleer Yakıt Teknolojisi Bölümü'nde araştırıcı olarak çalışmaya başladı. Aynı görevini, kurumun yeniden yapılanması çerçevesinde oluşan Teknoloji Bölümü- Malzeme Teknolojisi Birimi'nde sürdürmektedir.

Yurt dışında yayınlanmış üç makalesi, üçü yurt dışı olmak üzere değişik ulusal ve uluslar arası kongre ve sempozyumlarda sunulmuş bildirileri bulunmaktadır.