



دانشکده مهندسی مکانیک رشته مکانیک گرایش تبدیل انرژی

رساله دکتری

بررسی اثر میدان مغناطیسی بر روی سقوط قطره سیال فرو و صعود حباب با استفاده از روش شبکه بولتزمن

نگارنده: آتنا قادری

استادراهنما دکترمحمد حسن کیهانی

> استاد مشاور دکترمحسن نظری

> > شهريور ۱۳۹۶

شماره: تاريخ:	باسمه تعالى	
ويرايش:		مدیریت تحصیلات تکمیلی

دانشکده: مهندسی مکانیک

گروه :مکانیک

رساله دکتری آقای/ خانم آتنا قادری به شماره دانشجویی: ۹۱۲۴۹۸۵

تحت عنوان: بررسی اثر میدان مغناطیسی بر روی سقوط قطره سیال فرو و صعود حباب با استفاده از روش شبکه بولتزمن

در تاریخ و با درجه توسط کمیته تخصصی زیر جهت اخذ مدرک دکتری مورد ارزیابی و با درجه مورد پذیرش قرار گرفت.

امضاء	اساتيد مشاور	امضاء	اساتید راهنما
	نام و نام خانوادگی :		نام و نام خانوادگی :
	دکتر محسن نظری		دکتر محمد حسن کیهانی
	نام و نام خانوادگی :		نام و نام خانوادگی :

امضاء	نماینده تحصیلات تکمیلی	امضاء	اساتید داور
	نام و نام خانوادگی :		نام و نام خانوادگی :
			نام و نام خانوادگی :
			نام و نام خانوادگی :
			نام و نام خانوادگی :

تقديم به:

پدر و مادرمهربانم که عاشقانه در کنارم بودند و هیچگاه قادر به جبران تلاشها و فداکاریهایشان نخواهم بود.

و تقديم به:

همسر و دختر عزیزم که بدون آنها شاید وقت بیشتری برای نوشتن این رساله داشتم ولی انگیزهام برای این تحقیق، دهها مرتبه کمتر میبود.

تشکر و قدردانی

سپاس و ستایش خدای را جل و جلاله که آثار قدرت او بر چهره روز روشن، تابان است و انوار حکمت او در دل شب تار، درفشان. آفریدگاری که خویشتن را به ما شناساند و درهای علم را بر ما گشود و عمری و فرصتی عطا فرمود تا بدان، بنده ضعیف خویش را در طریق علم و معرفت بیازماید.

از آنجایی که تجلیل از مقام معلم، سپاس از انسانی است که هدف و غایت آفرینش را تأمین می کند، این بندهی ناچیز، بر حسب وظیفه قلم را بر دستان ناتوان خویش گرفته و در این مختصر محضر بزرگانی که در حضورشان کسب فیض نمودهام عرض ادب مینمایم.

با کمال خضوع و خشوع از استادان با تقوا و اندیشمند، آقایان دکتر محمد حسن کیهانی و نیز مشاور محترم، آقای دکتر محسن نظری سپاسگزارم؛ که با سعهی صدری مثال زدنی در مقابل قصورات و کج فهمیهای این حقیر، مسیر پر پیچ و خم این پروژه تحقیقاتی را هدایت فرمودند. حقیر خود را در تمام مراحل آتی زندگی مدیون این بزرگواران دانسته و از پیشگاه خداوند متعال استدعا دارم توفیق بهرهمندی از فضایل علمی ایشان را در آینده نیز نصیبم گرداند.

تعهد نامه

اینجانب آتنا قادری دانشجوی دوره دکتری رشته مکانیک دانشکده .مهندسی مکانیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده رساله بررسی اثر میدان مغناطیسی بر روی سقوط قطره سیال فرو و صعود حباب با استفاده از روش شبکه بولتزمن تحت راهنمائی دکتر محمد حسن کیهانی متعهد میشوم.

- تحقیقات در این رساله توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
 - در استفاده از نتایج پژوهشهای محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب مندرج در رساله تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ
 جا ارائه نشده است.
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه صنعتی شاهرود » و یا «Shahrood University of Technology» به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان نامه تأثیرگذار بودهاند در مقالات مستخرج از رساله رعایت می گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه ، در مواردی که از موجود زنده (یا بافتهای آنها) استفاده شده
 است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است.

تاريخ

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامههای رایانه ای، نرم افزارها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود میباشد. این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
 - استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در رساله بدون ذکر مرجع مجاز نمی باشد.

لىست مقالات:

- A.Ghaderi, M. H. Kayhani, M. Nazari, Drop Formation of Ferrofluid at Coflowing Microcahnnel under Uniform Magneti Field, European Journal of Mechanics –Bfluids, Accepted.
- A.Ghaderi, M. H. Kayhani, M. Nazari, Numerical study of ferrofluid droplets interaction under uniform magnetic field, THERMAL SCIENCE International Scientific Journal, 2017.
- Atena Ghaderi, Mohsen Nazari; and Mohammad Hassan Kayhani Numerical simulation of falling droplet under uniform magnetic field, using a hybrid lattice-Boltzmann and finite-volume method, Modares Mechanical Engineering, 16, 9, 65- 76, 2016.
- H. Saleh Abadi, Atena Ghaderi, M. Nazari, and M.H. Kayhani, Simulation of Fluid Penetration with High Density Ratio in Layered Porous Media with Lattice Boltzmann Model by Using Equations of State, Amir Kabir Journal, 48, 1, 21-24, 2016.

- آتنا قادری، محسن نظری، محمد حسن کیهانی، شبیه سازی فرآیند سقوط قطرات تحت میدان مغناطیسی، هفدهمین کنفرانس دینامیک شارهها، FD2017، دانشگاه صنعتی شاهرود، دانشکده مهندسی مکانیک، ۵-۷ شهریور ۱۳۹۶، سمنان، ایران.
- آتنا قادری، محسن نظری، محمد حسن کیهانی، بکارگیری مدل شبه پتانسیل روش شبکه بولتزمن در شبیه سازی جریان های چندفازی، بیست و چهارمین همایش سالانه بین المللی مهندسی مکانیک ایران، ISME2016، دانشگاه یزد، ۷ لغایت ۹ اردیبهشت ۱۳۹۵، یزد، ایران.
- آتنا قادری، محسن نظری، محمد حسن کیهانی، شبیه سازی فرآیند صعود حباب تحت میدان
 الکتریکی با استفاده از روش
 شبکه بولتزمن، شانزدهمین کنفرانس دینامیک شارهها،
 FD2015، کرمانشاه، دانشگاه رازی، ۲۶-۲۸ آبان ۱۳۹۴، کرمانشاه، ایران.
 - H. Salehabadi, Atena Ghaderi, M. Nazari, MH Kayhani, 2 D Penetration of Fluid in a Porous Medium by LBM, the International conference in new research of Industrial and Mechanical Engineering, 26 Shahrivar 94, Tehran.

H. Salehabadi, Atena Ghaderi, M. Nazari, MH Kayhani, Different Equations of state in LBM for Obtaining High Density Ratio in Single Component Multi Phase Flows, the International conference in new research of Industrial and Mechanical Engineering, 26 Shahrivar 94, Tehran

چکیدہ

در پژوهش حاضر، به بررسی اثر میدان مغناطیسی روی سقوط قطره سیال فرو و صعود حباب در جریان دوفازی پرداخته شده است. برای شبیهسازی جریانهای دوفازی از روش عددی شبکه بولتزمن (مدل شبه پتانسیل) استفاده شد. برنامه کامپیوتری مربوطه با استفاده از نتایج معتبر جریان های دوفازی محققان پیشین مورد صحت سنجی قرار گرفت. در این پژوهش، چهار مسئله متفاوت بررسی شدند. در ابتدا، صعود حباب در اثر گرانش در یک جریان لزج شبیهسازی شد. سه نوع رژیم جریان: کروی، بیضوی و کلاه-بیضوی، ملاحظه شد. در بخش دوم این پژوهش، سقوط قطره سیال فرو در اثر گرانش، در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت، مورد مطالعه قرار گرفت. برای این منظور، از روش ترکیبی شبکه بولتزمن مدل شان- چن و روش حجم محدود استفاده شده است. در این هندسه، اثرات تغییر جهت میدان مغناطیسی، باند مغناطیسی و قابلیت مغناطیس پذیری روی قطره فروسیال با جزئیات مورد ارزیابی قرار گرفت. نتایج نشان میدهد که با افزایش باند مغناطیسی یا قابلیت مغناطیس پذیری، تغییر شکل قطره در راستای میدان بیشتر میباشد. سقوط قطره سیال فرو در سیال غیر مغناطیسی در اثر گرانش تحت میدان مغناطیسی غیریکنواخت در بخش سوم پژوهش حاضر بررسی شد. نتایج نشان میدهد که با اعمال میدان مغناطیسی غیریکنواخت میتوان مکان، مسیر حرکت و سرعت سقوط قطرات را بصورت غیرتماسی کنترل نمود. در انتها، صعود حباب از نوک سوزنی تحت میدان مغناطیسی غیریکنواخت مورد ارزیابی قرار گرفت. نتایج نشان داد که میتوان با اعمال ميدان مغناطيسي مناسب، شكست حباب سريعتر اتفاق بيافتد. بطور كلي، نتايج نشان ميدهد که روش ترکیبی شبکه بولتزمن/حجم محدود، یک دیدگاه مناسب برای شبیهسازی جریانهای دوفازی تحت میدان مغناطیسی یکنواخت و غیریکنواخت میباشد.

کلمات کلیدی: روش شبکه بولتزمن- جریان دوفازی- مدل شبه پتانسیل (شان-چن)- سیال فرو-میدان مغناطیسی، سقوط قطره صعود حباب.

فهرست مطالب

صفحه	عنوان
	01

۱	فصل اول: مقدمه
۴	۱-۱ کاربرد میدان مغناطیسی در جریان دوفازی:
۵	٢-١ مقدمه اي بر سيالات فرو:
٨	۱-۲-۱ کاربرد در هیدرودینامیک
۹	۱–۲–۲ کاربرد در پزشکی
۱١.	۱–۳ انگیزه تحقیق
١٢.	۴-۱ پیشینه تحقیق
١٢.	۱-۴-۱ تحقیقات صورت گرفته در زمینه رفتار دینامیکی قطره و حباب
١٨.	۱-۴-۲ تحقیقات صورت گرفته در زمینه مگنتو هیدرودینامیک
۲۴.	۱–۵ تعريف دقيق پروژه
۲۷.	۱-۶ اهداف و نوآوری
۲٩.	۱-۷ مروری بر فصلهای مختلف رساله
۳١	فصل دوم: روش شبكه بولتزمن
۳۳.	۲-۱ معرفي روش شبکه بولتزمن
۳۵.	۲-۱-۱ معادله بولتزمن
۳۶.	۲-۱-۲ گسسته سازی معادله بولتزمن
۳۷.	۲-۱-۲ شبکههای مورد استفاده در روش شبکه بولتزمن
۳۸.	۲-۱-۲ طريقه استفاده روش شبكه بولتزمن
۴١.	۲–۱–۵ شرایط مرزی
49.	۲-۲ روش شبکه بولتزمن در محیطهای دوفازی
۴۷.	۲-۲-۱ معادلات شبکه بولتزمن برای سیالات چندفازی-تک جزئی
۶١.	۲-۲-۲ معادلات شبکه بولتزمن برای سیالات چندفازی-چند جزئی

۶۴	۲- ۳ اعمال میدان مغناطیسی در روش شبکه بولتزمن مدل شبه پتانسیل
۶۵	۲-۴-۲ معادلات میدان مغناطیسی
۶۷	فصل سوم: اعتبارسنجي
۶۸	۳-۱ اعتبارسنجی مسائل دوفازی-تک جزئی
۶۸	۳-۱-۱ جدول ترمودینامیکی آب
۷۱	۲-۱-۳ برخورد یک قطره به سطح مایع
٧٢	۳-۲ اعتبارسنجی مسائل دوفازی-دو جزئی
٧٢	۳–۲–۱ تست لاپلاس
۷۳	۳-۲-۲ به هم پیوستن قطرات
٧۴	۳-۲-۳ ناپایداری رایلی تیلور
٧۶	۲-۲-۴میدان مغناطیسی یکنواخت
γγ	۳-۲-۴ پتانسیل مغناطیسی داخل و اطراف قطره نفوذپذیر
ΥΥ	۳-۲-۴-۲تغییر شکل قطره استاتیکی تحت تاثیر میدان مغناطیسی
۸۱	فصل چهارم: نتایج و بحث
۸۲	۴-۱ صعود حباب در اثر گرانش
۸۲	۴-۱-۱اعتبار سنجی صعود تک حباب
٨۵	۴-۱-۴ نتایج مدلسازی عددی صعود تک حباب
٨٨	۴-۱-۳اعتبار سنجی صعود دو حباب
٩٠	۴-۲ سقوط قطره در اثر گرانش تحت میدان مغناطیسی یکنواخت
٩٠	۴-۲-۱اعتبار سنجی سقوط قطرہ
۹۱	۴-۲-۲اعتبار سنجی اعمال میدان مغناطیسی
۹۳	۴-۲-۴ نتایج مدلسازی سقوط یک قطره تحت گرانش در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت
۱۰۶	۴-۳ سقوط قطره در اثر گرانش تحت میدان مغناطیسی غیریکنواخت
171	۴-۴ صعود حباب از نوک سوزنی تحت میدان مغناطیسی غیریکنواخت
۱۳۱	فصل پنجم: نتیجه گیری و پیشنهادات
۱۳۲	نتيجه گيرى
۱۳۵	پیشنهاد ادامه کار
۱۳۶	مراجع

142	د ۱: زمان آسایش چندگانه	پيوست
۱۴۹	ک ۲: روش ADI ۹	پيوست
۱۵	، انگلیسی	چکیدہ

ست جداول	فهره
----------	------

صفحه	عنوان
خواص سيال فرو ۲۶	جدول ۱-۱
اعداد بی بعد حاکم ۲۶	جدول ۱-۱
کمیتهای مربوط به معادلات حالت مختلف	جدول ۲-۱
وزن تانسورهای مرتبهی چهارم، ششم و هشتم در دو بعد	جدول ۲-۲
مقادیر اعداد بی بعد انتخاب شده از نمودار گریس	جدول ۴–۱
مقادیر اعداد بیبعد مورد استفاده در این شبیهسازی برای نسبت چگالی ۸۰۸۰	جدول ۴-۲
مقادیر عدد رینولدز برای Eo=۵ و Ohd=۰/۱۰۵ برای نسبت پهنای (L/D) مختلف ۹۴	جدول ۴-۳
زمان رسیدن قطره به مرزخروجی سمت راست مجرا را برای *Aهای مختلف حالت در نظر گرفته شده در شکل ۴–۳۳	جدول ۴-۴
مقادیر Si برای ایجاد شرایط مرزی مغناطیسی متفاوت	جدول ۴-۵

فهرست شكلها

ىفحە	0	عنوان
۶	ذرات فرو تحت تاثير ميدان خارجي [١٥]	شکل ۱–۱
۷	قرارگیری ذرات مغناطیسی در سیال حامل [۱۵]	شکل ۲–۲
٩	شماتیک پمپ ساخته شده در دانشگاه جورجیا که در آن سیال فرو بدون هیچگونه موتور در سیکل میچرخد [۱۵]	شکل ۱–۳
٩	از بین بردن تومور به وسیله هدایت فروسیال به نقطه مورد نظر [۱۵]	شکل ۱–۴
۱۱	استفاده از میدان مغناطیسی و فروسیال در ام-آر-آی [۱۵]	شکل ۱–۵
74	هندسه شماتیک مسئله: الف) حباب در حال صعود، ب) قطره تحت میدان مغناطیسی یکنواخت، پ) قطره تحت میدان مغناطیسی غیر یکنواخت و ت) صعود حباب از یک نوک سوزنی در استخری از مایع تحت میدان مغناطیسی غیریکنواخت	شکل ۱–۶
٣٢	روشهاى شبيەسازى	شکل۲–۱
٣٧	الف) شبکه D ₁ Q _۳ و ب) شبکه D ₁ Q _۵	شکل۲-۲
۳۸	الف) شبکه افاچپی و ب) شبکه .D _r Q _۹ الف) شبکه افاچپی و	شکل۲-۳
41	الگوريتم حل شبكه بولتزمن	شکل۲-۴
44	وضعیت توابع توزیع بر روی نقطه ای روی دیوار ساکن افقی	شکل۲–۵
44	طرحواره شرط مرزی پرش به عقب	شکل۲-۶
44	مرزهای تناوبی	شکل۲-۷
۴۸	نمایش سرعتهای پارازیتی در سطح مشترک	شکل۲–۸
۵١	نمودار نمایش رفتار فوق بحرانی و زیر بحرانی و طرح ماکسول (v _l و v _g حجم مخصوص مایع و بخار اشباع و p _s فشار اشباع متناسب با دما میباشد)	شکل۲–۹
٧٠	مقایسه تغییرات سرعت کاذب ماکزیمم بر حسب نسبت چگالی برای معادلات حالت R-K ،C-S و P-R.	شکل۳–۱
٧٠	مقایسه منحنیهای پیوستگی حاصل از مدلسازی با نتایج تئوری	شکل۳-۲

- شکل۴–۱۳ بررسی اسقلال حل از شبکه برای تغییر شکل سقوط قطره در اتووس ۲۴ و آنسرج ۹۵
- شکل۴–۱۴ خطوط میدان مغناطیسی حول قطره مغناطیسی در حال سقوط تحت میدان مغناطیسی یکنواخت ۵۸،Eo=۰/۵ که ۲ = $\chi_{\rm e}$ ۲/۴ = معناطیسی معناطیسی عه بعد مختلف (الف: میدان مغناطیسی عمودی در راستای محور Y و ب: میدان مغناطیسی افقی در راستای محور x).
- شکل۴–۱۵ سقوط قطره فروسیال برای اتوس ۵/۰، آنسرج ۱۵/۰ و نفوذپذیری مغناطیسی ۳ برای چهار باند مغناطیسی متفاوت در جهت عمودی (الف: ۰=Bom، ب: ۹۷ برای چهار باند مغناطیسی متفاوت در جهت عمودی (الف: ۰=Bom، ب: ۹۷) سیسیسی
- شکل۴–۱۶ توزیع نیروی میدان مغناطیسی برای اتوس ۰/۵، آنسرج ۰/۱۵ و نفوذپذیری مغناطیسی ۳ برای چهار باند مغناطیسی متفاوت در جهت عمودی (الف: ۰=Bom، ۹۷، ۹۷ ب: Bom=۲/۴، ج: ۵/۹=Bom و د: ۹/۶)
- شکل۴–۱۷ درصد تغییرات سرعت نسبت به باند مغناطیسی در راستای عمودی برای اتوس ۹۸ . ۰/۵، آنسرج ۰/۱۵ و نفوذپذیری مغناطیسی ۳
- شکل۴–۸۸ تغییر شکل قطره سیال فرو در زمانهای بیبعد مختلف برای Eo=۵، Oh=۰/۰۸، Eo=۵، ۵۰ و۲=β و۲=χ الف: حالت بدون میدان، ب: میدان در جهت افقی و پ: میدان ۹۹ در جهت عمودی
- شکل۴–۱۹ خطوط جریان برای اعداد بیبعد مشخص در زمان بیبعد یکسان برای الف: حالت بدون میدان، ب: میدان در جهت عمودی و پ: میدان در جهت افقی
- شکل۴-۲۰ مکان پایین ترین نقطه قطره در حالتهای میدان مغناطیسی در راستای افقی، عمودی و بدون میدان مغناطیسی......
- شکل۴–۲۱ سقوط قطره فروسیال برای اتوس ۳، آنسرج ۰/۱ و نفوذپذیری مغناطیسی ۳ برای ۱۰۱ چهار باند مغناطیسی متفاوت در جهت افقی (الف: 6/۳=Bom ب) Bom=۲/۴، پ)

- شکل۴-۲۳ و ۵/۴Bom=۵/۴ و Bom=۵/۴ و Bom=۵/۴ در مقادیر مختلف نفوذپذیری (الف: ۱ χ ب: ۲ χ ب: ۳ χ ت: ۵ χ ت: ۵ (
- شکل۴–۲۴ درصد تغییرات سرعت نسبت به قابلیت نفوذپذیری برای اتوس ۳، آنسرج ۰/۱ و ۱۰۴ باتد مغناطیسی ۵/۴ (میدان مغناطیسی در راستای x).....
- شکل۴–۲۵ تغییر شکل قطره سیال فرو در اعداد اتوس مختلف (الف: Eo=۱۰ ب: Eo=۱۰ و پ: I۰۵ و پ: I۰۵ و ک در Oh=/۰۸ و Som=۹/۶ در z=۲۰ و ۲۰
- ۱۰۶ توزیع نیروی کشش سطحی (سمت چپ) و نیروی میدان مغناطیسی (سمت ۱۰۶ شکل۴–۲۶ $\mathrm{Bo}_{\mathrm{m}}=9/9$ و $\mathrm{Oh}=1.5$ ، $\chi=1.6$ و $\chi=1.6$ در زمانهای بیبعد ۳، ۶، ۹ و ۱۲
- شکل۴–۲۷ نمایی شماتیک از هندسه مورد بررسی سقوط قطره در اثر گرانش تحت میدان مغناطیسی غیریکنواخت.
- شکل۴-۲۸ نمایش خطوط میدان مغناطیسی در کل دامنه محاسباتی: الف) A=۱ (شکل ۴- ۱۰۸ شکل۴-۲۵ (شکل ۴- ۱۰۸ مکل۴-۲۵) محاطف) و ب
- ۱۱۰، $Oh_d= \cdot/1۵$ ، $Eo= \cdot/۵$ مختلف برای $A^* = A$ های مختلف برای $\Delta t^* = \cdot/3$ ، $\Delta t^* = \cdot/3$ $\Delta t^* = \cdot/3$ و $\Delta t^* = \cdot/3$ و $\chi = \chi$ برای گامهای زمانی مختلف با فاصله زمانی بی بعد $\Delta t^* = \cdot/3$ (در حالت الف مقدار باند مغناطیسی برابر صفر می باشد)
- شکل۴-۳۰ توزیع نیروی کشش سطحی (الف) و نیروی مغناطیسی (ب) را برای ۲۵–Eo، ۱۱۱، ا و ۲=۲ و ۲=۲ (حالت شکل ۴–۲۶–ث) در زمانهای بی بعد ۴، ۴/۵ و ۵......
- ۱۱۲ ،Eo=۰/۵ سیر تکاملی سقوط قطره تحت قایلیتهای نفوذپذیری متفاوت برای $Eo=\cdot/۵$ ، Eo=۰/۵ شکل+- $Bo_m=1/7$ ۵، Ohd=۰/۱۵ و $A^*=+A$ برای گامهای زمانی مختلف با فاصله زمانی بی-بعد $\Delta t^*=\cdot/\Delta$
- شکل۴–۳۲ نمایی شماتیک از محل قرار گیری نقطه هدف در داخل کانال
- شکل۴–۳۳ نمودار امکانسنجی هدایت قطره به نقطه هدف در قابلیت نفوذپذیری بین ۱ تا ۸ و ۱۱۵ *A بین ۱ تا ۳/۵ برای چهار باند مغناطیسی مختلف: الف: ۰/۶، ب: ۱/۳۵و پ: ۲/۴ (علامت دایره به این مفهوم است که قطره قبل از اینکه به دیوار برخورد کند به

نقطه هدف میرسد ولی علامت مربع نشان میدهد که قطره ابتدا به دیوار برخورد می کند و سپس از نقطه هدف می گذرد).

- شکل۴–۳۴ نمایی شماتیک از کانال دارای دو مجرا.....
- شکل۴–۳۵ سیر تکاملی سقوط قطره برای Eo=۰/۵ و Ohd=۰/۱۵ برای گامهای زمانی مختلف ۱۱۶ با فاصله زمانی بیبعد Δt*=۰/۵.
- ۱۱۷ شکل۴–۳۶ سیر تکاملی سقوط قطره در باندهای مغناطیسی مختلف برای ۳=۰، ۳ χ ، ۱۱۷ شکل۴–۴ χ ، ۱۱۷ Eo=۰/۵ و Ohd=۰/۱۵ برای گامهای زمانی مختلف با فاصله زمانی بیبعد $\Delta t^* = \cdot/۵$
- ۱۱۹، Ohd=۰/۱۵، Eo=۰/۵ مختلف برای A^* های مختلف برای Eo=0.10، Eo=۰/۵ شکل-4 Bom=1/۳۵ و T=4 برای گامهای زمانی مختلف با فاصله زمانی بی بعد $\Delta t^* = 0.0$
- شکل۴–۳۸ سیر تکاملی سقوط قطره تحت قایلیتهای نفوذپذیری متفاوت برای Eo=۰/۵، ۱۲۰ شکل۴–۵۶، ۱۲۰ و Bo_m=۲/۴، Oh_d=۰/۱۵ و A*=۲ برای گامهای زمانی مختلف با فاصله زمانی بیبعد Δt* =۰/۵.
- شکل۴–۳۹ بررسی چگونگی خروج قطره از نیمه سمت راست مجرا در برای Eo=۰/۵ و ۱۲۱ Ohd=۰/۱۵ برای بازه مغناطیسپذیری بین ۱ تا ۷ و *Aهای بین ۱/۵ تا ۳/۵ در چهار باندهای مغناطیسی مختلف: الف: ۶/۰، ب: ۱/۳۵ و پ: ۲/۴. (علامت مثلث: قطره به مجرای وسط کانال برخورد کند و از نیمه سمت راست مجرا خارج گردد، علامت دایره: قطره بدون برخورد به مجرا و دیوار سمت راست کانال از نیمه سمت راست کانال خارج گردد و علامت مربع: قطره به دیوار سمت راست کانال برخورد کرده و سپس از نیمه سمت راست مجرا خارج گردد).
- شکل۴-۴۰ هندسه مورد بررسی: الف) نمای شماتیک و ب) نماد شرایط مرزی بر حسب ۱۲۳ Si برای ایجاد میدان مغناطیسی متفاوت که در جدول ۱ بیان می گردد
- شکل۴-۴ خطوط میدان مغناطیسی برای چهار شرایط مرزی مختلف......
- شکل۴–۴۲ سیر تکاملی صعود حباب در زمان های بیبعد مختلف برای Bo_m =۳/۱، ارتفاع سوزن بیبعد $(h^*=7/2)$ برای شرایط مرزی نوع ۱.....
- ۱۲۷، $Bo_m = 7/1$ توزیع نیروی میدان مغناطیسی در زمانهای بیبعد مختلف برای $Bo_m = 7/1$ ، $K^m 6$ شکل-7/7 و ارتفاع سوزن بیبعد ($h^* = 7/4$) برای شرایط مرزی نوع ۱.
- ۱۲۸ سیر تکاملی صعود حباب در زمان های بیبعد مشابه برای $\chi=7/7$ و ارتفاع سوزن $\chi=7/7$ بیبعد ($h^*=7/6$) و شرایط مرزی نوع ۱ برای سه باند مغناطیسی مختلف.
- شکل۴-۴۵ سیر تکاملی صعود حباب در زمان های بیبعد مشابه برای چهار نوع شرایط مرزی ۱۲۹

شکل۴–۴۶ خطوط میدان مغناطیسی برای چهار شرایط مرزی مختلف در زمان بیبعد مشابه ۱۳۰
برای ۵/۲=۳/۲، ۵/۲=
$$\chi = 7/3$$
 و ارتفاع سوزن بیبعد ($h^* = 7/6$).

فهرست علائم

<i>a</i> =	کشیدگی قطرہ در راستای میدان
B= Magnetic field	میدان مغناطیسی
Bo _m = Magnetic Bond number	باند مغناطیسی
	کشیدگی قطره در راستای عمود بر
<i>b</i> =	میدان
c_i = Discrete lattice velocity	سرعت شبکه مجزا در راستای i
c_s = Speed of sound in Lattice scale	سرعت صوت در مقياس لتيس
Ca = Cappillary number	عدد کاپیلاری
D=	قطر حباب (قطره)
e	سرعت ميكروسكوپيک
F_i = External force in direction of lattice velocity	نیروی خارجی در راستای سرعت شبکه
G	قدرت برهمكنش بين مولكولى
Eo= Eotvous number	عدد اتووس
F_b = Body Force	نیروهای خارجی
F_{f-f} = Fluid- Fluid Force	نیروی سیال- سیال
F_{f-s} = Fluid- Solid Force	نیروی سیال- جامد
F_{f-f} = Fluid- Fluid Force	نیروی سیال- سیال
F_{mag} = Magnetic Force	نيروى مغناطيسي
F_{ele} = Electric Force	نيروى الكتريكي
F_g = Gravity Force	نیروی گرانش

f=	distribution function	تابع توزيع
$f_i^{eq} =$	Equilibrium distribution	تابع توزيع تعادلى
Fα		اختلاف بين توابع توزيع تعادلى
<i>g</i> =	Acceleration due to gravity	(ms^{-2}) شتاب گرانش (
<i>H</i> =		شدت میدان م غ ناطیسی
$H_{arepsilon}$		تابع هويسايد
h^{*}		ارتفاع بی بعد سوزن
L=		ارتفاع كانال
Mo=	Morton number	عدد مورتون
Re=	Reynolds number	عدد رينولدز
\mathbf{S}_{i}		نماد شرایط مرزی
t		زمان
t*=		زمان بیبعد
T= Ter	nperature	دما
$T_c = Cr$	itical Temperature	دمای بحرانی
u,v =velocit	Horizontal and vertical components of y	اجزا افقی و عمودی سرعت (m / s)
$u^{eq} =$		سرعت تعادلي
<i>u</i> ′=		سرعت اصلاحي
$u_p = Ph$	sysical Velocity	سرعت فيزيكي واقعى
v _l , v _g		حجم مخصوص مايع و بخار اشباع

Oh= Ohnesorge number	عدد آنسرج
<i>P</i> = Pressure	فشار
P_s = Saturated Pressure	فشار اشباع
w _i = Weighting factor	فاكتور وزنى
<i>W</i> =	پهنای کانال

Greek symbols

$\Delta t =$	Lattice time step	واحد زمانى لتيس
ρ=	Density	چگالی (kg / m³)
σ=		فاز ((2R _i /(R _o -R _i))
τ=	Lattice relaxation time	زمان تخفيف لتيس
μ=	Molecular viscosity	ويسكوزيته مولكولى (kg / m.s)
<i>ф</i> =	Scaler function	تابع اسكالر
Л=		قابليت مغناطيس پذيرى
$\Lambda_0 =$		قابليت مغناطيس پذيرى خلاء
χ=		گذردهی مغناطیسی
γ=		ضریب کشش سطحی
ψ=		تابع برهم کنش بین مولکولی
$\delta_t =$		فاصله زمانی
$\delta_\epsilon =$		تابع دلتای هموار

فصل اول:

مقدمه

جریان دو فازی درون کانالها اخیرا به دلیل استفادهی وسیع آن در علوم و تکنولوژیهای جدید و پيشرفته مانند سيستمهاي ميكرو-الكترو-مكانيكي، سرمايش الكترونيكي، مهندسي فرآيندهاي شیمیایی، صنایع پتروشیمی، مهندسی ژنتیک و پزشکی و بسیاری از علوم دیگر توجه بسیاری را جلب کرده است [۱]. جریان دوفازی جریان همزمان دوفاز با دانسیته و ویسکوزیته متفاوت میباشد که به همین دلیل دستگاههایی مثل کندانسورها، مبدلهای حرارتی، راکتورها و.... نیازمند تحلیل جریان دوفازی میباشند. درجریان تکفازی در لولهها، کمیتهای جریان از روشهای نسبتاً سرراستی به دست میآیند. اما درجریان دوفازی، چون ماهیت جریان پیچیده است، عموماً مهندسان را در فهم و آنالیز یا مدلسازی آن دچار مشکل میکند. کارهای آزمایشگاهی یک نقش اساسی درتحقیقات جریان چندفازی ایفا می کند زیرا به سبب پیچیدگیهای موجود در مسأله، انجام آزمایشات راه حل مناسبی برای تحلیل فیزیکی مسأله است. در روشهای تجربی با استفاده از تجهیزات که در شرایط آزمایش قرار داده و با استفاده از دستگاههای اندازه گیری، کمیتهای مختلف جریان سیال اندازه گیری شده، در نتیجه می توان پدیده های فیزیکی را درک نمود. اگر چه بهترین جواب ها توسط این روش ها بدست می آیند، اما در سالهای اخیر استفاده از روشهای عددی برای تحلیل و بررسی تاثیر کمیت-های مختلف بر جریانهای دوفازی بسیار مورد توجه قرار گرفته است، زیرا استفاده از روشهای عددی نسبتاً هزینههای بسیار کمتری دارد و امروزه با بهبود این روشها میتوان نتایجی نزدیک به واقعیت از آنها استخراج نمود. به عنوان یکی از موضوعات اساسی جریان دوفازی، رفتار دینامیکی قطره دارای اهمیت بسیار بالایی در کاربردهای مهندسی و پژوهشهای علمی است [۲]. در موتورهای راکت^۱ با سوخت مایع، دستگاههای تصفیه آب و ماشینهای پمپاژ خون^۲ نیاز به بررسی جزئیات رفتار دینامیکی قطره در جریان دو فاز است. مکانیزم جدایش و تجزیه قطره در بسیاری از وسایل صنعتی مانند اسپری رنگها، چاپگرهای جوهرافشان و در پدیدههای طبیعی مانند قطرات باران مشاهده میشود. پدیده جدایش و چاپگرهای جوهرافشان و در پدیدههای طبیعی مانند قطرات باران مشاهده میشود. پدیده جدایش و تجزیه قطره به کمیتهایی مانند چگالی، لزجت و کشش سطحی بین دو سیال وابسته است و حالتهای تغییر شکل، فروپاشی و تجزیه قطره به جریان سیال اطراف و همچنین خواص ترموفیزیکی ذکر شده بستگی دارد. به عنوان مثال در اسپری احتراق، اتمیزه کردن مایع دو مرحله دارد. در مرحله اولیه تجزیه، جت مایع خروجی از انژکتور به قطراتی تجزیه میشود و پس از آن تحت فروپاشی ثانویه به قطرات کوچکتر تجزیه میگردد. تجزیه ثانویه قطرات منجر به افزایش سطح مشترک بین هوا و سوخت میشود که درنتیجه آن نرخ تبخیر و احتراق سوخت مایع افزایش مییابد. بنابراین بررسی رفتار دینامیکی قطرات، مکانیزمهای جدایش اسپری و بسیاری از پدیدههای دیگر جزء گامهای

در دهههای اخیر استفاده از قطرات کوچک به عنوان واکنشگر در سیستمهای سیالاتی بسیار مورد توجه قرار گرفته است، به طوری که بخش گستردهای از تحقیقات به مطالعهی رفتار دینامیکی قطرات در شرایط مختلف اختصاص دارد. یکی از موضوعات مورد مطالعهی محققین، چگونگی کنترل قطرات در میدانهای گوناگون و یافتن نیروی محرک مناسب برای حرکت آنها است که در بین روشهای ارائه شده، استفاده از میدان مغناطیسی بسیار مورد توجه قرار گرفته است. اعمال میدان مغناطیسی علاوه بر تامین نیروی محرکه، میتواند موجب تغییر شکل، ادغام و در شرایط مناسب متلاشی شدن قطرات شود.

¹ Rocket Engines

² Blood Pumping Machines

۱-۱ کاربرد میدان مغناطیسی در جریان دوفازی

جریانهای دوفازی تحت اثر میدانهای خارجی نظیر میدانهای الکتریکی و میدانهای مغناطیسی در کاربردهای پیچیده و مدرن مهندسی حائز اهمیت میباشند. بنابراین درک رفتار دینامیکی قطره تحت میدان مغناطیسی میتواند در طراحی بهینه سیستمهای دوفازی که با استفاده از میدان مغناطیسی کار میکنند بسیار تاثیرگذار باشد. جریان دوفازی در حضور یک میدان مغناطیسی یک مسئله پیچیده میباشد و تلاشهای زیادی برای استفاده از روشهای محاسباتی برای مطالعه این مسئله صورت گرفته است.

اگر دو سیال غیرقابل اختلاط با تراواییهای مغناطیسی^۱ متفاوت، نظیر هوا و سیال فرو^۲ در معرض یک میدان مغناطیسی قرار گیرند، میدان مغناطیسی دچار تغییر شکل می شود .به دلیل تغییر در تراوایی مغناطیسی، یک نیروی محرکه اضافی به سیال اثر میکند .به این دلیل، میدانهای مغناطیسی در بسیاری از کاربردهای ترموسیال^۳ نظیر کنترل جریان و افزایش نرخ انتقال حرارت مورد استفاده قرار می گیرند [۳–۴]. در فرایندهای متالورژیکی، حبابهای گاز جهت به حرکت درآوردن مایع، همگن کردن خواص شیمیایی و فیزیکی مذاب یا برای پالایش آن به داخل توده فلز مذاب تزریق می شود .برای چنین جریانهای دوفازی فلز مذاب - گاز، میدانهای مغناطیسی خارجی امکان کنترل حرکت حباب به صورت غیر تماسی^۴ فراهم می آورد [۵–۶].

از جمله کاربردهای جدید و حساس جریانهای دوفازی حبابی تحت اثر میدان مغناطیسی، میتوان سیستم خنککاری توکامک^۵ رآکتورهای گداخت هستهای را نام برد [۷–۸]. در رآکتورهای گداخت هستهای، پلاسمای به شدت گرم گداخت هستهای، با استفاده از میدان مغناطیسی بسیار قوی از مرتبه

[']Magnetic Permeability

^{*} Ferrofluid

^r Thermo-fluid

⁶ Contactless Control

[°] TOKAMAK

۱۰ تسلا که توسط کویلهای مغناطیسی ابر رسانا تولید میشود از دیوارهای رآکتور دور نگهداشته میشود. لایهای از جریان فلز مذاب بین رآکتور و کویلها وجود دارد که گرما را از رآکتور دفع می کند. . با این حال میدان مغناطیسی اعمال شده به قدری قوی است که آشفتگی جریان را تعدیل می کند که این امر سبب کاهش شدید نرخ انتقال حرارت میشود [۹–۱۰]. به منظور کاهش اثر میدان مغناطیسی بر نرخ انتقال حرارت سیال خنک کننده، گاز به سیال خنک کاری تزریق میشود تا اثر خالص میدان مغناطیسی بر جریان سیال فوق کاهش پیدا کند که در این حالت رفتار حباب تحت اثر میدان مغناطیسی در سیال یک موضوع مهم میباشد [۱۰–۱۲].

۱-۲ مقدمهای بر سیالات فرو

همانطور که گفته شد استفاده از سیالات مغناطیسی و کنترل خواص مختلف آنها به وسیله اعمال میدانهای مغناطیسی خارجی برای دهههای متمادی از موضوعات مورد علاقه محققین بوده است. بنابراین نیاز به سیالی که بتوان آن را تحت تاثیر میدان مغناطیسی کنترل نمود ذهن را به سیالات فرو معطوف می سازد که همانند شکل ۱–۱ مخلوط کلوییدی ذرات مغناطیسی در یک محیط سیال می-باشند و تحت تاثیر میدانهای مغناطیسی خارجی قرار می گیرند. سیالات فرو برای اولین بار در سال ۱۹۶۰ توسط پاپل^۱ در ناسا^۲ به عنوان روشی برای کنترل سیالات در فضا ساخته و طبقهبندی شد. ناسا این نوع سیالات را اولین بار به عنوان درزگیر محورهای دوار مورد استفاده قرار داد. امروزه سیالات فرو کاربرد وسیعی در ماشینآلات، سانتریفیوژها آببندی موتورهای حساس و حتی هارد دیسکهای امپیوتر دارند [۳۲–۱۴]. میدانهای مغناطیسی در بسیاری از جریانهای طبیعی و صنایع تاثیرگذار

¹ Stephen Pappell

² NASA

سیالهای فرو (یا مایعهای مغناطیسی)، به ویژه نانوسیالهای قابل کنترل مغناطیسی، دستهی ویژه از مواد نانوی هوشمند هستند. این نوع از نانوسیالها، کلوئیدهای مواد نانو مانند Fe₂O₃، Fe₃O₄-Fe₂O₃، ویژه از مواد نانو مانند منده مندهاند. در γ، CoFe₂O₄ ،Fe ،Co γ یا FeC میباشند که به طور پایدار در یک مایع حامل پراکنده شدهاند، در نتیجه این مواد نانو به طور همزمان خواص سیال و مغناطیسم را نشان میدهند.

شکل ۱-۲ یک سیال فرو را نشان میدهد که مخلوطی کلوئیدی از ذرات مغناطیسی (به قطر تقریباً ۱۰ نانومتر) در یک سیال حامل میباشد. همچنین، سیال حامل که عموماً آب یا یک مایع آلی است، دارای ماده روکنشگر^۱ میباشد که از چسبیدن ذرات به یکدیگر ممانعت به عمل میآورد. به طور کلی سیال فرو از نظر حجمی متشکل از حدوداً ۵٪ جامدهای مغناطیسی، ٪۱۰ روکنشگر و ٪۸۵ سیال حامل میباشد. برای مثال در یک نوع سیال فرو رایج، برای ذرات مغناطیسی از آهن مغناطیسی (Fe₃O4)، برای روکنشگر از اسید اولئیک و برای سیال حامل از نفت سفید استفاده میشود. روکنشگر باید قابل حل در مایع حامل باشد. امکان کنترل مغناطیسی روی خواص و جریان سیالات فرو، در



شکل ۱-۱:ذرات فرو تحت تاثیر میدان خارجی [۱۵].

غالباً در فرایند ساخت سیالات فرو، پوششهایی از مواد مختلف روی ذرات مغناطیسی داده میشود که دو وظیفهی مهم به عهده دارند: اولاً نقش روکنشگر را بازی میکنند بدین معنی که با ایجاد جاذبه

³ Surfactant

های مولکولی قوی بین خود و مولکولهای مایع حامل، سیالی یک دست ایجاد کرده و مانع تجمع ذرات مغناطیسی حتی تحت تاثیر میدان مغناطیسی شدید می شوند و ثانیاً به دلیل جرم حجمی کمتر نسبت به ذرات مغناطیسی، باعث می گردند که جرم حجمی متوسط ذرات دارای پوشش، از جرم حجمی ذرات مغناطیسی بدون پوشش کمتر شده و در حد تعلیق در مایع حامل باشد تا به این ترتیب کلوئیدی پایدار تشکیل شود [۱۶]. در شکل زیر چگونگی قرارگیری ذرات مغناطیسی در سیال حامل را مشاهده می کنید.



شکل ۱-۲: قرار گیری ذرات مغناطیسی در سیال حامل [۱۵].

با پیشرفت در زمینه ساخت سیالات فرو انواع جدیدی از مواد با ساختار نانو همگن، نانو کامپوزیتهای پلیمری، امولسیونها و ژلهای قابل کنترل مغناطیسی با کاربردهای فراوان قابلیت ساخت پیدا نمودهاند. درزبندی دینامیکی، تحمل بار توسط سیال مغناطیسی، بلندگوهای کویل-متحرک با دمپرها و خنکسازهایی از جنس سیال مغناطیسی، دمپرهای اینرسی، سنسورها و فعال سازها، جداسازی مگنتوهیدروستاتیکی، تکنیکهای پالایش سطح، سطح غیر مخرب، عاملهای کنتراست مغناطیسی برای مثال در MRI، گرمادهی به تومورها، مسیریابی و هدایت دارو در بدن بیمار توسط میدان مغناطیسی از جمله کاربردها میباشند. همچنین استفاده از میدانها و سیالات مغناطیسی یکی از روشهای جدید برای بهینه سازیهای سیالاتی و حرارتی در دو دههی اخیر بوده کاربرد وسیعی که جریانهای مغناطیسپذیر در زمینههای مختلف دارند باعث شده است که محققان زیادی به بررسی دقیق تر عملکرد این نوع از سیالات بپردازند. این سیالات در فضای خالی کویل بلندگوهای عظیم به منظور از بین بردن ارتعاشات نامطلوب و همچنین سیالات فرو به خاطر توانایی در تغییر چگالی در میدانهای مغناطیسی، در جداسازی فلز از سنگ معدن کاربردهای فراوانی دارند. در بعضی معادن در آفریقا از سیالات مغناطیسی برای جداسازی ذرات الماس از شن نیز استفاده شده است.

در پزشکی، یک محرک سیال فرو^۱ برای ساخت قلب مصنوعی مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته است. این محرک به راحتی توسط یک میدان مغناطیسی خارجی کنترل می گردد. همچنین می توان با اتصال ذرات دارو محرک به راحتی توسط یک میدان مغناطیسی خارجی کنترل مسیر این ذرات، آنها را به محل مورد نظر هدایت نمود. همچنین این سیالات در حال حاضر یکی از مواد تشکیل دهنده جوهر مورد استفاده در چاپ دلار در کشور آمریکا می باشد که ایمنی این نوع اسکناس را تا حد بسیار زیادی بالا برده است. در ادامه برخی از کاربردهای سیالات فرو به تفضیل ارائه می گردد.

۱–۲–۱ کاربرد در هیدرودینامیک

یکی از کاربردهای سیالات فرو و تاثیر میدانهای مغناطیسی بر آنها پمپاژ سیالات است. میدان مغناطیسی بر جریان سیال داخل کانال نیروی لورنتس وارد کرده که این نیرو سبب پمپاژ سیال می شود که به آن پمپ هیدرودینامیک مغناطیسی می گویند که در شکل ۱–۳ نشان داده شد است. این نوع پمپ بر اساس اعمال جریان الکتریکی به دو الکترود قرار گرفته روی دیوار کانال و استفاده از یک میدان مغناطیسی عمود بر جریان از طریق مغناطیس دائم عمل کرده و جریانهای سیال هادی الکتریسیته درون کانال را در جهت عمود به دو میدان به حرکت در می آورد.

¹Ferrofluidic Actuator



شکل ۱–۳: شماتیک پمپ ساخته شده در دانشگاه جورجیا که در آن سیال فرو بدون هیچگونه موتور در سیکل میچرخد [۱۵].

ملي چر ع

۱-۲-۲ کاربرد در پزشکی

در چند دهه اخیر به سبب از بین بردن تومور به وسیله هدایت سیال فرو به نقطه مورد همانند شکل زیر، دو روش اصلی جهت کنترل آزادسازی دارو مورد توجه قرار گرفته است (شکل ۱-۴). این دو روش عبارتند از:

- کنترل زمان آزاد سازی دارو
- کنترل مکان آزادسازی دارو.



شکل ۱-۴: از بین بردن تومور به وسیله هدایت سیال فرو به نقطه مورد نظر [۱۵].

وارد کردن ذرات مغناطیسی حامل دارو به داخل بدن بیمار و سپس متمرکز کردن آن ذرات در محل مورد نظر جهت رهایش دارو، بوسیله یک میدان مغناطیسی خارجی از اصول اساسی این روش است. به ذرات مغناطیسی حامل دارو که وارد بدن می شوند ذرات مغناطیسی حامل دارو^۱ گفته می شود و این روش اصطلاحاً هدف *گ*یری داروی مغناطیسی^۲ نامیده می شود (شکل ۱–۵).

ایده استفاده از میدان مغناطیسی برای هدف قرار دادن محل خاصی از بدن به وسیله ذرات مغناطیسی حامل دارو تقریبا سه دهه قبل مطرح و تحقیقات روی این موضوع آغاز شد. اما با این وجود تا دهه اخیر پیشرفت چشمگیری در این نوع درمان رخ نداده است. از مهمترین دلایل عدم پیشرفت سریع این روش، نیاز به بهینهسازی میدان مغناطیسی خارجی و همچنین دستیابی به خواص بهینه سیال مغناطیسی تزریق شده در خون می باشد، بدین دلیل که اگر مقدار دوز مصرفی بالا باشد یا میدان مغناطیسی خارجی بیش از حد قوی باشد احتمال آسیب به سلولهای بدن بسیار خواهد بود. یکی دیگر از مشکلات این روش متمرکز کردن میدان مغناطیسی مورد نیاز در مساحت کمی از بدن بود که در حال حاضر این مشکل با استفاده از کاشت ایمپلنتهای فرو مغناطیس در محل موردنظر و اعمال میدان مغناطیسی خارجی به آن حل شده است. این راه حل بر این اساس طراحی شده است که هر ماده فرو مغناطیس، هنگام قرار گیری در یک میدان مغناطیسی، باعث تمرکز میدان در آن محل و در نتیجه ایجاد نیروهای مغناطیسی قویتر می گردد. یکی از موارد مشخص روش هدف گیری داروی مغناطیسی در درمان سرطان و تومورها میباشد، بدین معنی که داروهای شیمیایی مورد استفاده در درمان سرطان که معمولاً سلولهای سالم بدن را به همراه سلول سرطانی از بین می برند، فقط در ناحیه خاصی از بدن متمرکز میشوند و در نتیجه سلولهای سالم در معرض این داروها قرار نخواهند گرفت. در بعضی موارد، ذرات مغناطیسی حامل دارو نیستد و فقط با استفاده از میدان مغناطیسی خارجی در محل خاصی متمرکز و سپس با تابش باعث افزایش درجه حرارت در محل شده

¹ MDCPs: Magnetic Drug Carrier Particles

² MDT: Magnetic Drug Targeting

و سلولهای سرطانی را از بین میبرند [۱۷].



شکل ۱-۵: استفاده از میدان مغناطیسی و سیال فرو در ام-آر-آی [۱۵].

۱–۳ انگیزه تحقیق

با توجه به اهمیت مسئله تشکیل قطره در ساختار بسیاری از تولیدات مانند غذا، لوازم آرایشی و ... و همچنین اهمیت میدان مغناطیسی به عنوان یک نیروی محرک خارجی و از سویی دیگر، کاربرد وسیع سیالات فرو در زمینههای مختلف، بررسی سقوط قطره سیال فرو تحت میدان مغناطیسی، یک مسئله بسیار مهم و پرکاربرد میباشد.

در این راستا و در ادامه کارهای انجام شده قبلی و با توجه به اهمیت مدلسازی سقوط قطره سیال فرو، در این جهت پیش رفتهایم تا بتوان گامهای ارزشمندی برای پیشرفت شبیهسازیهای دوفازی انجام داد و کاستیهای موجود را برطرف کرد. همچنین استفاده از روش شبکه بولتزمن و به کارگیری مدلسازی دوفازی در این روش، یکی دیگر از انگیزههای پژوهش میباشد. در این راستا، انگیزهای پدید آمد تا گامی نوین در ادامه گامهای قبلی برداشته شود.

۱-۴ پیشینه تحقیق

مطالعه رفتار دینامیکی قطره و حباب و بررسی نحوه تشکیل و تغییر شکل و فروپاشی قطره به عنوان یکی از گامهای اولیه و اساسی در تحلیل جریانهای دوفازی و کاربردهای پیچیده مهندسی حائز اهمیت است. در این بخش مروری بر کارهای انجام شده در زمینه تغییر شکل قطره، تغییر شکل حباب در حضور و عدم حضور میدان مغناطیسی در جریانهای دوفازی میپردازیم. برای جلوگیری از پراکندگی مطالب آنها را بصورت طبقه بندی شده تحت عناوین بصورت زیر ارائه میکنیم:

الف) رفتار دینامیکی قطرہ و حباب

ب) مگنتو هيدروديناميک

۱-۴-۱ تحقیقات صورت گرفته در زمینه رفتار دینامیکی قطره و حباب

مطالعه رفتار دینامیکی قطره و بررسی نحوهی تغییر شکل وفروپاشی قطره به عنوان یکی از گامهای اولیه و اساسی در تحلیل جریانهای دوفازی و کاربردهای پیچیدهی مهندسی حائز اهمیت است. از این رو تحقیقات گستردهای در این مورد صورت گرفته است که در این بخش مختصری از این پژوهشها مرور می گردد.

گون و کینزر [۱۸] در سال ۱۹۴۸ برای اولین بار پژوهشی در راستای مطالعهی رفتار دینامیکی قطره انجام دادهاند. در مطالعهی آنها سرعت حدی مربوط به سقوط آزاد قطرهی آب در هوا به صورت آزمایشگاهی محاسبه شده و نتایج برای قطرههای بسیار کوچک به جرمهای ۲/۲ تا ۱۰۰۰۰ میکروگرم به دست آمده و با نتایج محاسبه شده از قانون استوکس^۱ مقایسه گردیده است. ارکچیو همکاران [۱۹] در سال ۱۹۹۶ به صورت آزمایشگاهی فروپاشی^۲ یک قطره را درون یک سیال مخلوط

¹ Stokes Law

² Fragmentation

شونده ابا خود رها می شود، مورد مطالعه قرار دادهاند. بر اساس نتایج ارائه شده بر حسب عدد فرویاشی٬ و عدد اشمیت٬ نایایداریهای متفاوتی از قطره مشاهده شده است. با افزایش عدد فرویاشی، قطره پایداری خود را به طور کامل از دست میدهد و به تکههای ریز زیادی تجزیه میشود که در نهایت در سیال با چگالی کمتر حل می گردد.کریشنا و همکاران [۲۰] در سال ۱۹۹۹ به صورت آزمایشگاهی اثر اندازهی مقطع عرضی یک کانال عمودی را در سرعت صعود ً و نیز تغییر شکل حباب مورد بررسی قرار دادهاند. این پدیده اولین بار در این پژوهش مطالعه شده و نتایج آن نشان میدهد که اگر نسبت قطر حباب به عرض کانال کمتر از ۰/۱۲۵ باشد، می توان از اثرات دیوارههای کناری کانال بر تغییر شکل و سرعت حباب صرف نظر کرد. هان و تریگواسون [۲] در سال ۱۹۹۹ به شبیهسازی سقوط قطرهی متقارن محوری در اثر نیروی ثابت وزن پرداختهاند. در این مطالعه رفتار قطره برای نسبت چگالی ۱/۱۵ و ۱۰ بین دو سیال بررسی شده است. برای حل معادلات غیر پایای ناویر استوکس از روش عددی اختلاف محدود ردیابی پیشرو^۵ [۲۱] برای هردو سیال تشکیل دهنده قطره و محيط اطراف استفاده شده است. فروپاشي و تجزيهي قطره با استفاده از اعداد بيبعد اتووس٬ اونسورج^۷ و نسبت لزجت دینامیکی کنترل شده است. در این مقاله با توجه به عدد اونسورج پایین، مهمترین کمیت کنترل کننده رفتار قطره، عدد اتوس است. همچنین هان و تریگواسون در ادامه کار خود در سال ۲۰۰۱ با همان روش عددی، رفتار دینامیکی سقوط قطرهی متقارن محوری را که دارای اندازه حركت اوليه است، بررسي كردهاند. در اين مقاله به دليل وجود سرعت و شتاب در حالت اوليه، اعداد بیبعد وبر^و رینولدز مورد توجه قرار گرفتهاند، که بر مبنای سرعت اولیهی قطره تحلیل می-شوند. تاکادا و همکاران [۲۲] در سال ۲۰۰۱ با استفاده از مدل انرژی آزاد، در روش عددی شبکه

- ¹ Miscible
- ² Fragmentation Number
- ³ Schmidt Number
- ⁴ Rising
- ⁵ Finite Difference Font Tracking Method
- ⁶ Eotvos
- ⁷ Ohnesorge
- ⁸ Weber

بولتزمن، به شبیهسازی حرکت حباب در یک کانال پرداختهاند. در این مقاله نتایج برای نسبت چگالی حدود ۲/۵ و بر مبنای اعداد بی بعد اتوس و مرتن ۱ ارائه شده است. شبیه سازی برای حالتهای دو و سه بعدی انجام گرفت و نتایج بدست آمده با حل عددی حجم سیال مقایسه شده است. کنگ و همکاران [۲۳] در سال ۲۰۰۲ با استفاده از روش شبکه بولتزمن، به مطالعهی شکل گیری و جدایش قطره از سطح دیوارهای جامد در یک کانال دو بعدی پرداختند. در این مطالعه، سیال تشکیل دهندهی قطره که در حالت اولیه، به دیوار کناری سمت چپ کانال چسبیده است، در اثر نیروی وزن تغییر شکل میدهد و با توجه به میزان چسبندگی بین دیوار و سیال (میزان تر شوندگی سطح جامد) و بزرگی عدد بیبعد باند"، حالتهای مختلفی در شکل قطره به وجود میآید. در صورتیکه عدد باند بسیار کوچک باشد، قطره از سطح جدا نمی شود و به حالت پایدار می رسد، اما با افزایش عدد باند و بزرگتر شدن مقدار ان از اندازهی بحرانی، قطره از سطح جدا می شود و سقوط می کند. هم چنین در این مقاله نشان داده شد که در صورت افزایش زاویه تماس قطره با سطح جامد (افزایش چسبندگی سطح و قطره) جدایش قطره از سطح جامد در عدد باند بزرگتر اتفاق میافتد. اینامورو و همکاران [۲۴] در سال ۲۰۰۴ برای اولین بار توانستند با استفاده از روش شبکه بولتزمن، جریان دوفازی را در نسبت چگالی بالا شبیهسازی کنند. پدیدههایی همچون برخورد و انعقاد دو قطره، کشیدگی قطره در جریان سیال و بالا رفتن قطره در یک کانال در اثر نیروی شناوری در این مقاله مورد بررسی قرار گرفته است. انالاند و همکاران [۲۵] در سال ۲۰۰۵ با استفاده از روش عددی حجم سیال به مطالعه رفتار دینامیکی حباب در فضای سه بعدی پرداختند. در مطالعهی آنها که در اثر نیروی شناوری، حباب به سمت بالای کانال حرکت می کند، شکلهای متفاوت حباب در زمانهای گوناگون و براساس اعداد بی بعد اتوس و مرتن نشان داده شده است. همچنین در این مطالعه اثرات متقابل دو حباب بر یکدیگر و نحوهی برخورد و انعقاد آنها در حالتهای مختلف مورد بررسی قرار گرفته است. ابتدا دو

¹ Morton

² Volume of Fluid

³ Bond Number
حباب در یک راستای عمودی مورد مطالعه قرار گرفتهاند که حباب پایینی بعد از ۰/۱۲۵ ثانیه با حباب پیشرو (بالایی) برخورد می کند و تشکیل حباب بزرگتری می دهد. سپس دو حباب با راستای عمودي متفاوت مورد تحليل قرار گرفته است،که در آن به دليل وجود اثر نامتقارني، حباب ياييني دچار اعوجاج شده و در نهایت پس از گذشت ۰/۱۷۵ ثانیه با حباب پیشرو برخورد می کند. چنگ و همکاران [۲۶] در سال ۲۰۰۶ با بهبود مدل انرژی آزاد در روش شبکه بولتزمن به بررسی حرکت حباب در یک سیال دیگر با نسبت چگالی بالا پرداختهاند. در این مدل بهبود یافته نیاز به تابع تصحیح فشار که در مدل اینامورو [۲۴] وجود دارد و گسسته سازی های پیچیدهی موجود در کار لی و لین [۲۷] نمی باشد. نی و همکاران [۲۸] در سال ۲۰۰۶ با استفاده از روش عددی، به شبیه سازی سقوط قطره در یک کانال عمودی پرداختند. آنها، اثر دیوارهای کانال روی یک و چند قطره در حال سقوط را مورد مطالعه قرار دادند. بر اساس مشاهدات آنها، در صورتی که اندازه عرض مقطع کانال زیاد نباشد، قطره یا قطرههای در حال سقوط تحت تاثیر تنشهای برشی دیواره قرار می گیرند و با توجه به موقعیت افقی قطرهها در لحظهی اول، رفتار دینامیکی متفاوت از قبیل حرکت نوسانی و یا حرکت در راستای یک خط مستقیم مشاهده می شود. هوا و لو [۲۹] در سال ۲۰۰۷ مدل ردیابی پیشرو را گسترش داده و بهبود بخشیدند. با استفاده از این مدل بهبود یافته، صعود یک حباب در سیال ساکن دیگر را شبیهسازی کردند. در این مدل یک مرحله برای تصحیح حجم معرفی شده است که حجم حباب را در هنگام ردیابی مسیر حرکت و تغییر شکل آن محاسبه میکند. زینگ و همکاران [۳۰] در سال ۲۰۰۷، با استفاده از مدل سطح آزاد در روش شبکه بولتزمن و بر مبنای تک فازی، شکل گیری یک قطره از سقف یک کانال و جدایش آن را شبیهسازی کردند. در کار اثرات ترشوندگی سطح جامد و کشش سطحی بین دو سیال مورد بررسی قرار گرفته است. استفاده از این روش برخی از مشکلات مربوط به محاسبات سطح مشترک در حل روشهای دوفازی را ندارد و حتی برای اجرای برنامه شبیه-سازی زمان کمتری صرف می شود. اما محدودیت هایی از قبیل ناتوانی در تحلیل جریان های چند جزیی و بررسی فیزیک واقعی جریانهای چندفازی، گستردگی استفاده از این روش را کاهش داده

است. هوانگ و همکاران [۳۱] در سال ۲۰۰۷ با استفاده از مدل شان و چن در روش شبکه بولتزمن، زاویه تماس بین قطره و سطح جامد را در یک صفحهی افقی برای حالات متفاوت محاسبه کردهاند. آنها بر مبنای معادلهی یانگ [۳۲]، یک معادله تئوری را برای به دست آوردن زاویه تماس در مدل شان چن ارائه کردهاند، که ارتباط کششهای سطحی و کمیتهای برهمکنش شان .و چن را به خوبی نشان می دهد. با استفاده از معادله به دست آمده در مدل شان و چن می توان زاویه تماس و میزان ترشوندگی توسط سطح جامد را بدست آورده و با معادله یانگ مقایسه کرد. آزاد فخاری و رحیمیان [۳۳] در سال ۲۰۰۹ برای اولین بار با استفاده از روش شبکه بولتزمن به بررسی سقوط قطره در یک کانال عمودی و دو بعدی پرداختهاند. در مطالعهی آنها که در یک کانال دو بعدی انجام گرفته است، از مدل HSD^۱ استفاده شده است. نتایج بر اساس اعداد بیبعد اتوس و اونسورج ارائه شده است. در این مطالعه تحلیل رفتار در اعداد اونسورج پایین (Oh<0.1) مورد بررسی قرار گرفته است. چنگ و همکاران [۳۴] در سال ۲۰۰۹ به شبیهسازی عددی صعود چند حباب تحت گرانش در یک سیال غیر قابل تراکم پرداختند. انها برای بررسی برخورد حبابهای صعود کننده از روش شبکه بولتزمن بر پایه مدل انرژی استفاده کردند. آنها در نهایت تاثیر نسبت چگالی و شکل اولیه حباب را روی شکل حباب در طی برخورد با هم بررسی کردند. همچنین فخاری و رحیمیان [۳۵] در سال ۲۰۱۱ با استفاده از زمان آسایش چندگانه در روش شبکه بولتزمن، و به کار بردن مدل HSD، سقوط قطره متقارن محوری دوبعدی را شبیهسازی کردهاند. در این مطالعه با استفاده از اعداد بیبعد اتوس، مرتن و ارشمیدس^۲، حالتهای مختلف سقوط یک قطرهی متقارن محوری و فروپاشی ان در اثر نیروی وزن مورد بررسی قرار گرفته است و نشان داده شد که در عدد اتوس پایین قطره تغییر شکل زیادی نمی-دهد و در نهایت به یک شکل پایدار میرسد. اما با افزایش عدد اتوس نرخ تغییر شکل نیز افزایش یافته و قطره ممکن است دچار فروپاشی شود. جلال و مهرآوران [۳۶] در سال ۲۰۱۲ با استفاده از روش عددی شبیهسازی مستقیم، سقوط آزاد یک قطره را در سیال ساکن دیگر شبیهسازی کردهاند، که در

¹ He, Shan and Doolen

² Archimedese Number

آن روش عددی حجم سیال بهبود یافته است. بر اساس اعداد اتوس متفاوت، تغییر شکل قطره و برگشت آن به سمت پشت و پس از آن مکانیزم فروپاشی قظره و تغییرات به وجود آمده در اندازهی تکههای جداشده نشان داده شده است. شاداب [۳۷] در سال ۲۰۱۳ به بررسی افزایش نیروی شناوری حباب به وسیله روش شبکه بولتزمن پرداخت. برای شبیهسازی افزایش نیروی شناوری حباب تحت نیروی گرانش، نیروی خارجی به مرحله برخورد اضافه شده است. شکل حباب توسط نیروهای اینرسی، لزجت و تنش سطحی کنترل می شود. بر همکنش بین این سه نیرو به وسیله اعداد بی آبعدی مانند عدد اتوس، عدد مرتون و عدد رینولدز بیان شد. نتایج عددی شبیهسازی، به منظور اثبات توانایی روش برای شبیه سازی صعود یک و یا چند حباب تحت نیروی گرانش ارائه شد. به منظور اعتبار سنجی این روش سرعت حدى حبابها با نتايج حاصل از حل تحليلي مقايسه شد. همچنين شكل حبابها تحت مقادیر مختلف از اعداد بی¬بعد نیز با نتایج آزمایشگاهی مقایسه شد. او تاثیر تنش سطحی و نسبت لزجت را نیز روی سرعت حدی و شکل حباب مورد بررسی قرار داد. موسوی و همکارنش [۳۸] در سال ۲۰۱۳ به بررسی تغییر شکل و شکست قطره تحت نیروی گرانش با استفاده از روش شبکه بولتزمن مدل شبه پتانسیل پرداختند. آنها دریافتند در اعداد اتوس پایین به دلیل غالب بودن نیروی کشش سطحی، قطره به آرامی تغییر شکل میدهد و در نهایت شکستی اتفاق نمیافتد. اما با افزایش عدد اتوس به دلیل غالب شدن اثر نیروی گرانش شکست رخ میدهد. جیانگ و هو [۳۹] در سال ۲۰۱۴ با استفاده از مدل چند فازی روش شبکه بولتزمن به شبیهسازی مرحله شتابگیری اولیه بلند شدن قطرات Co2 در اعماق اقیانوس پرداختند و نتایج خود را با کارهای آزمایشگاهی مقایسه میکنند. آنها در مقاله خود برای افزایش پایداری از روش زمان آسایش چندگانه استفاده میکند و همچنین از روش موازی سازی برای افزایش سرعت محاسبات استفاده کردند. موسوی و همکارانش [۴۰] در سال ۲۰۱۷ به شبیه سازی چکیدن و جدایش قطره تحت گرانش از دیوار با استفاده از روش شبکه بولتزمن مدل شبه پتانسیل پرداختند. آن ها برای اعتبار سنجی کار خود به شبیه سازی تغییر شکل آزاد قطره مربعی شکل، برخورد دو قطره و تست لاپلاس پرداختند. جدایش قطره از سقف و دیوار سمت چپ

کانال با شرایط مختلف خواص ترشوندگی دیوار مورد بررسی قرار گرفت. همچنین شبیه سازیها در مقادیر اتوس مختلف انجام شد.

۱–٤–۲ تحقیقات صورت گرفته در زمینه مگنتو هیدرودینامیک

حضور قطره، توزيع ميدان مغناطيسي اطراف آن را تغيير ميدهد، كه اين امر سبب تغيير تنش ماکسول روی سطح قطره میشود. میتوان نشان داد که این تنش در دو قطب قطره بیشترین مقدار خود را دارا میباشد. برای نگهداری تعادل بین تنشهای نرمال، انحنا در قطبها افزایش مییابد و در ساير قسمتها كاهش مي يابد، كه منجر به تغيير شكل قطرات به صورت دوكي مي شود. اولين مطالعات آزمایشگاهی روی این موضوع توسط باکری و سالین [۴۱] در سال ۱۹۸۲ گزارش شده است. آنها تغییر شکل سیال فرو مغناطیسی را در حضور میدان مغناطیسی بررسی کردند. آنها دریافتند که قطره بیضی شکل کشیده در یک میدان مشخص در آستانه ناپایداری قرار میگیرد. آنها سپس یک مدل تحلیلی ارائه دادند که نشان میداد نسبت طول به عرض قطره درحالت تعادل، چنانچه نرخ نفوذپذیری بیشتر از مقادیر بحرانی باشد، تابع چندین کمیت میدان مغناطیسی میباشد. ایشیموتو و همکاران [۴۲] در سال ۱۹۹۵، اثر میدان مغناطیسی غیریکنواخت را بر رفتار حباب در سیال مغناطیسی به صورت تجربی مطالعه کردند. آنها در مطالعات خود از امواج التراسونیک برای عکسبرداری استفاده کردند. نتایج آزمایشگاهی نشان میداد که از شتاب حباب در یک محیط با تغییرات میدان مغناطیسی مثبت، کاسته می شود و برعکس، در محیط با گرادیان میدان مغناطیسی منفی شتاب حرکت حباب زیاد می شود که این امر سبب کشیدگی حباب در راستای میدان می شود. ناکاتسوکا و همکاران [۴۳] در سال ۱۹۹۹ اثر میدان مغناطیسی غیر یکنواخت را بر حباب هوا و بخار در سیال مغناطیسی به صورت تجربی مطالعه کردند. این محققان اظهار کردهاند که اعمال میدان مغناطیسی به جریان حبابی لولههای گرمایی سبب افزایش نرخ انتقال حرارت شده و امکان کنترل آن را فراهم می کند. این محققان برای ملاحظه حباب در تحقیق خود از روش پرتوهای X استفاده کردهاند

¹ Ultrasonic

که این روش به دلیل خطراتی که برای سلامتی انسان دارد به طور گسترده نمی تواند مورد استفاده قرار گیرد. آنها تاثیر میدان مغناطیسی روی حرکت حباب هوا در داخل سیال مغناطیسی پایه آبی و یونی تحت جوشش را تحت دو شدت مختلف از میدان بررسی کردند. آنها دریافتند که حباب در راستای میدان تغییر شکل میدهد و تحت میدان مغناطیسی با قدرت بیشتر حرکت حباب از میان سیال شتاب می گیرد. همچنین دریافتند که تحت میدان بکار گرفته شده به وسیله کاهش دمای سطح منبع حرارتی، افزایش در انتقال حرارت اتفاق میافتد. لاورا و همکاران [۴۴] در سال ۲۰۰۵ به مدلسازی عددی شکل تعادلی قطره سیال فرو تحت میدان مغناطیسی یکنواخت پرداختند. آنها با تغییر شدت میدان به بررسی وابستگی بین شکل تعادلی قطره و میدان مغناطیسی پرداختند. تاگاوا [۴۵] در سال ۲۰۰۶ اثر میدان مغناطیسی غیریکنواخت روی صعود حباب هوا در آب و نیز اثر میدان مغناطیسی یکنواخت روی سقوط قطره فلزمایع به داخل لایه فلزی مایع را به صورت عددی با استفاده از روش تفاضل محدود بر اساس الگوریتم HSMAC شبیه سازی نمودند.. نتایج آن ها نشان می داد که نیروی لورنتز با افزایش عدد هارتمن به عنوان تعدیل کننده حرکت سیال رسانای الکتریکی عمل میکند. همچنین چنانچه از یک میدان مغناطیسی قوی استفاده شود، کنترل جریان حبابها حتی برای سیالات نارسانا نیز ممکن خواهد بود. گیو و همکاران [۴۶] در سال ۲۰۰۶ ساخت یک قطره سیال فرو یایه آبی روی یک سطح بسیار آبگریز (را شرح دادند. آنها به بررسی خاصیت ترکنندگی قطرات سیال فرو روی سطوح بسیار آبگریز و حرکت آنها تحت میدان مغناطیسی خارجی پرداختند. نتایج نشان میدهد که نیروی برهمکنش بین قطرات مغناطیسی آب و سطح، بسیار کم میباشد به طوریکه سبب رشد نیروی اصطکاک بین قطرات و سطح بسیار آبگریز می گردد. یکی از روشهای کنترل حرکت سیال فرو استفاده از یک آهنربای دائم خارجی میباشد. علاوه بر این انگوین و همکاران [۴۷] در سال ۲۰۰۷ به صورت آزمایشگاهی حرکت یک قطره سیال فرو غوطه ور شده در روغن سیلیکون را به وسیله کویلهای مسطح کنترل نمودند. مطابق شکل زیر دو کویل تشکیل یک کانال مجازی را می

¹.Superhydrophobic

دهند که سبب حرکت یک بعدی قطرات سیال فرو می شوند و دو کویل دیگر با تولید گرادیان میدان مغناطیسی سبب حرکت رفت و برگشنی قطرات سیال فرو می شوند. آن ها به بررسی اثر کمیت های مختلف همچون اندازه قطره، لزجت محيط اطراف و قدرت ميدان يرداخته و يي بردند كه سرعت قطرات با مربع قطر آنها متناسب و با لزجت محيط اطراف نسبت عكس دارد. كورلي و همكاران [۴۸] در سال ۲۰۰۸ با استفاده از روش VOF به مطالعه سقوط قطره سیال فرو به داخل سیال غیرمغناطیسی و صعود حباب سیال غیر مغناطیسی در سیال فرو پرداختند. در اعداد باند کوچک قطره و حباب تغییر شکلهای مشابهی در حضور میدان مغناطیسی میدهند. تحت کمیتهای مشابه، حباب نسبت به قطره بیشتر منبسط شده و همین طور تحت میدان قویتر، احتمال شکست حباب نسبت به قطره بیشتر است. افخمی و همکاران [۴۹] در سال ۲۰۰۸ به صورت عددی به روش حجم سیال، به بررسی حرکت قطرات سیال فرو آبگریز در محیط لزج که به وسیله میدان مغناطیسی خارجی به حرکت واداشته می شود، پرداختند. آن ها به بررسی شکل قطرات با قطرهای مختلف که در مکان هایی با فواصل مختلف از انتهای کانال قرار دارند و توسط میدان مغناطیسی هدایت میشوند، پرداختند. در نهایت مدت زمانی که طول می کشد تا قطره از میدان عبور کرده و تغییر شکل دهد نیز با کار آزمایشگاهی مقایسه شده است. افخمی و همکاران [۵۰] در سال ۲۰۱۰ برنامهای بر اساس مدل حجم سيال به منظور بررسي شكل تعادلي قطره سيال فرو تحت تاثير ميدان مغناطيسي يكنواخت گسترش دادند و نتایج خود را با کار آزمایشگاهی مقایسه کردند. تحت میدان مغناطیسی ضعیف نتایج عددی و آزمایشگاهی از تئوری تغییر شکلی بسیار کوچک پیروی میکنند. اما در میدانهای مغناطیسی قوی اگر تنش سطحی ثابتی اعمال شود نتایج آزمایشگاهی و عددی اندکی با یکدیگر متفاوت خواهند بود. علت این امر وابستگی تنش سطحی و میدان مغناطیسی میباشد. آنها پی بردند که شکل نهایی، به وسیله تعادل نیروی مغناطیسی و کشش سطحی مشخص می گردد. کی [۳] در سال ۲۰۱۰ معادلات حاکم بر جریانهای دوفازی با سیالات دی الکتریک تحت اثر میدان مغناطیسی یکنواخت را استخراج

نموده و با استفاده از روش لول ست^۱ شبیهسازی نمود. او دریافت که به مرز مشترک جریانهای دوفازی سیالات دی الکتریک تحت اثر میدان مغناطیسی نیرو وارد می شود و اگر دو سیال غیر قابل امتزاج موجود دارای مقادیر نفوذیذیری متفاوت باشند، مانند هوا و سیال فرو، به دلیل تفاوت در نفوذپذیری مغناطیسی سیالات نیروی مغناطیسی حاصل میشود. در ادامه برای آزمایش روش خود، سقوط قطره و صعود حباب را در حضور میدان مغناطیسی مدلسازی نمود. چنگ و همکاران [۵۱] در سال ۲۰۱۱ به بررسی کنترل محلی تشکیل قطرات با استفاده از تحریک صوتی در یک دستگاه تمرکز جريان ميكروسيالي پرداختند. آنها به بررسي اثرات ولتاژ، فركانس، نسبت دبي، لزجت سيال، و ورتیسیته جریان پرداختند. پرابست و همکاران [۵۲] در سال ۲۰۱۱ در تحقیق خود به صورت آزمایشگاهی کمترین قدرت مغناطیسی مورد نیاز برای تغییر مکان یک قطره سیال فرو توسط ۴ آهن ربای الکتریکی کنترل کننده خارجی را مشخص کردند. با استفاده از این کنترل نشان داده شده است که با نگه داشتن یک آهنربای الکتریکی خارجی میتوان مکان قطره سیال فرو را به هر مکان دیگر تغییر داد. زو و همکاران [۵۳] در سال ۲۰۱۱ به روش آزمایشگاهی و عددی به شبیهسازی دسته قطرات سیال فرو به هم چسبیده در یک میدان مغناطیسی پرداختند. در این تحقیق یک قطره سیال فرو پایه آبی که توسط روغن صنعتی احاطه شده است تحت میدان موازی منبسط می شود. نتایج نشان میدهد افزایش چگالی سبب افزایش پهنای قطره و کاهش ارتفاع قطره خواهد شد. برای حل معادلات حاکم بر میدان فیزیکی از روش تفاضل محدود استفاده شده است. برای دنبال کردن مرزها از روش لول ست استفاده شده است. نتایج نشان میدهد که مدل عددی میتواند به خوبی تغییر شکل غیر خطی قطره سیال فرو را تحت میدان مغناطیسی یکنواخت پیش بینی کند. زکینیان و همکاران [۵۴] در سال ۲۰۱۲ به صورت آزمایشگاهی یک دیدگاه جدید برای انتقال قطرات سیال فرو با یک سرعت ثابت روی یک سطح جامد به وسیله میدان مغناطیسی چرخشی را پیشنهاد کردند. آنها به صورت أزمايشگاهي رفتار قطرات سيال مغناطيسي احاطه شده توسط سيال غيرمغناطيسي تحت تاثير

¹. Level Set

میدان مغناطیسی یکنواخت چرخشی را در فرکانس پایین بررسی کردند. شکل قطره و سرعت انتقال قطره برای فرکانس و دامنههای مختلف میدان مورد بررسی قرار گرفتند. شی و همکاران [۵۵] در سال ۲۰۱۴ به صورت عددی سقوط قطرات سیال فرو در یک سیال غیر مغناطیس تحت میدان مغناطیسی یکنواخت را مورد بررسی قرار دادند. آنها از یک روش جدید به نام VOSET که ترکیبی از دو روش حجم سیال و لول ست برای بررسی رشد مرز مشترک استفاده کردند. آنها تاثیر عدد باند مغناطیسی، عدد وبر و جهت میدان مغناطیسی روی حرکت و تغییر شکل قطرات را مورد بررسی قرار دادند. نتایج نشان میدهد که افزایش عدد باند مغناطیسی به شدت سبب تغییر شکل قطرات میشود. برای عدد وبر بالا، حتى تشكيل قطرات شبيه به قطره اشك و قطرات بيضوى كلاه يهن نيز به ترتيب در ميدان مغناطیسی عمودی و افقی اتفاق میافتد. به دلیل دشواری گسترش مدل عددی در مدلسازی سیال فرو تحت میدان مغناطیسی غیر یکنواخت، شی و همکاران [۵۶] در سال ۲۰۱۴، به صورت آزمایشگاهی به مطالعه روی رفتار قطرات سیال فرو پایه آبی سقوط کننده در روغن سیلکون تحت ميدان مغناطيسي غيريكنواخت پرداختند. أنها تاثير ميدان مغناطيسي غير يكنواخت، قطر قطرات و لزجت روغن را مورد بررسی قرار دادند. غفاری و همکاران [۵۷] در سال ۲۰۱۵، بصورت عددی با استفاده از نرمافزار متن باز اوپنفوم و روش ترکیبی حجمسیال و لول ست شکل تعادلی قطره سیال فرو و برخورد دو قطره سیال فرو تحت میدان مغناطیسی را شبیهسازی نمودند. تیان و همکاران [۵۸] در سال ۲۰۱۶ بصورت عددی به بررسی اثر میدان مغناطیسی عمودی بر صعود حباب پرداختند. آنها سرعت صعود حباب، شکل حباب در زمانهای مختلف و ارتفاع صعود حباب را مورد ارزیابی قرار دادند. همچنین بررسی نمودند که آیا اعمال میدان مغناطیسی سرعت صعود حباب را کاهش میدهد یا باعث افزایش سرعت آن می گردد. حدیدی و جلالی وحید [۵۹] در سال ۲۰۱۶، بصورت دوبعدی اثر ميدان مغناطيسي يكنواخت بر اندركنش و الحاق حبابهايي كه در مايع ساكن صعود ميكنند، مورد مطالعه قرار دادند. آنها شبیهسازی عددی میدان جریان دوفازی و حل میدان سرعت را از طریق

¹ Elliptical-cap

². Open foam



شکل ۱-۶: هندسه شماتیک مسئله: الف) حباب در حال صعود، ب) قطره تحت میدان مغناطیسی یکنواخت، پ) قطره تحت میدان مغناطیسی غیر یکنواخت و ت) صعود حباب از یک نوک سوزنی در استخری از مایع تحت میدان مغناطیسی غیریکنواخت.

روش حجم محدود و گسسته سازی میدان مغناطیسی را به روش تفاضل محدود انجام دادند. برای مدلسازی مرز مشترک نیز از روش لولست استفاده نمودند. نتایج آنها نشان داد که میدان مغناطیسی، شکل و دینامیک حبابها و اندرکنش و الحاق آنها را تحت تاثیر قرار میدهد، بطوریکه میدان مغناطیسی اعمال شده سبب تسریع در الحاق عمودی حبابها میشود. از اینرو، میدان مغناطیسی خارجی یکنواخت میتواند برای کنترل الحاق حبابها مورد استفاده قرار گیرد. حدیدی و جلالی وحید [۶۰] در سال ۲۰۱۶، در ادامه کار قبلی خود، اثر میدان مغناطیسی روی برخورد دو حباب در حال صعود در کنار هم را مورد مطالعه قرار دادند. آنها نشان دادند که بصورت غیرتماسی می توان برخورد دو حباب با هم را کنترل نمود. یاماساکی و یاماگوچی [۶۱] در سال ۲۰۱۷، بصورت عددی، با توسعه کد عددی و بصورت دو بعدی تغییر شکل حباب در سیال مغناطیسی در حضور میدان مغناطیسی را مورد مطالعه قرار دادند.

۱–۵ تعریف دقیق پروژه

در این رساله، چهار مسئله مورد بررسی قرار خواهد گرفت: ۱) صعود حباب در اثر گرانش، ۲) سقوط قطره سیال فرو در اثر گرانش در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت، ۳) سقوط قطره سیال فرو در اثر گرانش در حضور میدان مغناطیسی غیریکنواخت و ۴) صعود حباب از یک نوک سوزنی در استخری از مایع تحت میدان مغناطیسی غیر یکنواخت. در این قسمت به بیان هندسههای مسئله و فرضیات حاکم بر آن میپردازیم. سپس شرایط مختلف برای بررسی ارائه شده و تأثیر اعداد بی بعد مختلف در فرآیند مسئله بیان میگردد.

در ابتدا صعود حباب در اثر گرانش مورد بررسی قرار خواهد گرفت. هدف از این قسمت تحقیق، مدلسازی حرکت صعودی آزادانه حباب در یک سیال لزج بر اثر نیروی غوطهوری تحت نسبت چگالی بالا توسط شبکه بولتزمن (مدل شبهپتانسیل) میباشد. کانال عمودی مستطیل شکل که در آن یک حباب در درون یک سیال مایع قرار دارد، بهعنوان هندسه مساله درنظر گرفته میشود. در تمامی حالتهای مختلف حل مساله، شرایط اولیه حباب بهصورت دایروی درنظر گرفته میشود. شکل شماتیک این هندسه در شکل (۱–۶-الف) مشاهده میشود.

در قسمت دوم هدف شبیهسازی رفتار دینامیکی سقوط قطره سیال فرو در داخل سیال لزج تحت میدان مغناطیسی یکنواخت است. برای این منظور، از روش ترکیبی شبکه بولتزمن مدل شان- چن و روش حجم محدود استفاده شده است. معادله شبکه بولتزمن با استفاده از اضافه کردن جمله نیروی مغناطیسی جهت به روزرسانی میدان جریان حل می شود، در حالیکه معادله القاء مغناطیسی به روش حجم محدود برای محاسبه میدان مغناطیسی حل خواهد شد. به عنوان قطره از سیال فرو پایه آبی Fe₃O₄ استفاده شده است که مطابق شکل در یک کانال مستطیلی قرار دارد. به دلیل کوچک بودن اندازه ذرات مغناطیسی در این نوع از سیال فرو از تغییرات خواص آن با میدان مغناطیسی صرف نظر شده است [۶۲]. از نوعی روغن سیلیکون به عنوان فاز پیوسته که کانال از آن پرشده، استفاده شده است. خواص سیال فرو مورد استفاده به صورت جدول زیر میباشد. شکل اولیه قطره دایروی فرض شده و در لحظه اول در حالت سکون قرار دارد. شماتیک هندسه میاه در این نوع از سیال میاه میان می معناطیسی مرا میاه میدان مغناطیسی مرف نظر شده است از مغناطیسی در این نوع از سیال فرو از تغییرات خواص آن با میدان مغناطیسی مرف نظر شده است از آن پرشده، استفاده شده شده است از میال فرو مورد استفاده به صورت جدول زیر میباشد. شکل اولیه قطره دایروی فرض شده و در لحظه اول در حالت سکون قرار دارد. شماتیک هندسه مسئله در شکل -8-

در قسمت سوم، رفتار دینامیکی سقوط قطره سیال فرو در داخل سیال لزج تحت میدان مغناطیسی غیریکنواخت شبیه سازی خواهد شد (شکل ۱-۶-پ). خصوصیات قطره و سیال اطراف مانند قسمت قبل در نظر گرفته شده است. برای اینکه بتوان از اثرات دیواره روی حرکت قطره صرف نظر نمود، پهنای کانال (W) به اندازه کافی بزرگ در نظر گرفته شده است. همچنین، حداقل ارتفاع نظر نمود، پهنای کانال (W) به اندازه کافی بزرگ در نظر گرفته شده است. همچنین، حداقل ارتفاع کانال (L) نیز به اندازهای در نظر گرفته می شود که قطره در حال سقوط به حالت پایا برسد. در مرحله اعمال میدان مغناظیسی، اثر میدان مغناطیسی یکنواخت و غیر یکنواخت با قدرتهای مختلف بر سقوط اعمال میدان مغناظیسی، اثر میدان مغناطیسی یکنواخت و غیر یکنواخت با قدرتهای مختلف بر سقوط معال میدان مغناطیسی اثر میدان مغناطیسی یکنواخت و غیر یکنواخت با قدرتهای مختلف بر سقوط معال میدان مغناطیسی اثر میدان مغناطیسی غیریکنواخت با گرادیان متغیر استفاده شده است که توسط یک کویل برای تولید میدان مغناطیسی غیریکنواخت با گرادیان متغیر استفاده شده است که توسط یک تولی یک تولید میدان مغناطیسی غیریکنواخت با گرادیان منامی می مختلف بر سیال کرویل برای تولید میدان مغناطیسی غیریکنواخت با گرادیان میای می مواد می شرک از یک تولی یکنواخت و غیر یکنواخت با قدرتهای مختلف بر سقوط کویل برای تولید میدان مغناطیسی غیریکنواخت با گرادیان متغیر استفاده شده است که توسط یک کره کا تغذیه می شود.

کشش سطحی	لزجت	چگالی	
(mN/m)	(mPa s)	(Kg/m^3)	
۳۸/۷	۱/۴۵	۱۱۷۸/۴	سيال فرو

جدول ۱-۱: خواص سیال فرو در فشار ۹۷Mpa / ۰ و دمای ۲۵^{0c}

در انتها، صعود حباب از یک نوک سوزنی در استخری از مایع تحت میدان مغناطیسی غیریکنواخت شبیه سازی خواهد شد. نمای شماتیک از این مسئله در شکل 1-8-ت نشان داده شده است که در آن، حباب از نوک سوزن به پهنای W به داخل یک مایع تزریق می شود. برای بررسی شرایط میدان مغناطیسی مختلف، چهار نوع شرایط مرزی برای حل معادله میدان مغناطیسی در نظر گرفته شده است که در فصل ۴ بحث خواهد شد.

$\mu_{ m d}$ / $\mu_{ m c}$	نسبت لزجت	$ ho_{ m d}\!/ ho_{ m c}$	نسبت چگالی	
$\operatorname{Re} = \frac{\rho \ D \ V_0}{\eta_c}$	عدد رينولدز	$Eo = \frac{g \ \Delta \rho \ D^2}{\gamma}$	عدد اتوس	
$\mathrm{Bo}_m = \frac{\Lambda_0 D H_0^2}{\gamma}$	عدد باند مغناطیسی	$Mo = \frac{g \eta_c^4 \Delta \rho}{\rho_c^2 \gamma^3}$	عدد مورتون	
$Ca = \frac{\eta_c V_0}{\gamma}$	عدد کاپیلاری	$\chi = \frac{\Lambda_c}{\Lambda_d} - 1$	عدد گذردهی مغناطیسی	
		$We = \frac{\rho_c W_i V_0^2}{\gamma}$	عدد وير مايع	

جدول ۱-۲ اعداد بیبعد حاکم.

در جدول ۱–۲، اعداد بی بعد حاکم برای حالات مختلف مورد بررسی در رساله حاضر بیان شدهاند. اندیس c و b به ترتیب بیان کننده فاز پیوسته و فاز گسسته میباشند. γ ، g، D، g، h_0 ، η و V به ترتیب نشان دهنده ضریب کشش سطحی، شتاب گرانش، قطر حباب (قطره)، شدت میدان مغناطیسی، قابلیت گذردهی، لزجت سیال و سرعت حباب (قطره) میباشند.

۱-۶ اهداف و نو آوری

هدف از انجام این رساله بررسی اثر میدان مغناطیسی روی سقوط قطره سیال فرو و صعود حباب با استفاده از روش شبکه بولتزمن است.

همانطور که بیان شد، جریانهای دو فازی و شبیهسازی آنها، یکی از مباحث مفید و کاربردی در حوزه دینامیک سیالات محاسباتی میباشند. وجود فازهای متفاوت، فرآیند حل عددی را دشوارتر و

طولانی تر می نماید. اعمال صحیح نیروهای کشش سطحی و محاسبه دقیق میدان فشار جهت دستیابی به میدان سرعت صحیح، از نکات مهم در اینگونه مسائل می باشد. روشهای حل عددی کلاسیک برای چنین مسائلی نیاز به زمان طولانی داشته و با دشواریهای زیادی جهت برآورده نمودن معیار همگرایی همراه میباشد. در مقابل روش شبکه بولتزمن به دلیل مزایای فراوان آن از جمله: ساده بودن پیاده سازی آن روی سخت افزارهای معمول، سهولت اعمال شرایط مرزی، قدرت زیاد آن در شبیه سازی پدیدههای پیچیده، دارای قابلیت موازی شدن (به دلیل ماهیت موضعی محاسبات) و، برای شبیهسازی مسائل دوفازی مورد توجه بسیاری از محققین بوده است. این روش بهدلیل عدم نیاز به شرایط مرزی خاص در سطح مشترک و حل یکپارچه جریان در کل دامنه محاسباتی، در شبیهسازیهای چندفازی توأم با تغییر شکلهای بزرگ سطح مشترک بسیار موفق عمل میکند. با این وجود، این روش با محدودیتهایی نیز روبرو میباشد. مدلهای اولیه حل مسایل چند فاز با روش شبکه بولتزمن، دارای اشکالاتی از جمله بروز جریانهای مجازی در اطراف مرزهای خمیده و عدم برقرای ارتباط مناسب با خواص ترمودینامیکی و کمیتهای ماکروسکوپی میباشند. اما مهمترین ایرادی که در اغلب روشهای حل عددی از جمله روش شبکه بولتزمن مشاهده می شود، عدم توانایی در مدلسازی جریانهای دو فاز با نسبت چگالی زیاد میباشد. در واقع حساسیت این مدلها به گرادیان چگالی سبب عدم همگرایی آنها میشود. یکی از اهداف این رساله بالاتر بردن پایداری حل مخصوصا برای نسبت چگالیهای بالا میباشد که یکی از راهکارهای مناسب، ارتقا تابع پتانسیل برهمکنش بین مولکولی میباشد و راهکار دیگر این است که از مدل زمان آرامش چندگانه استفاده گردد، که استفاده از آن، فصل مشترک دو فاز را بهتر پیش بینی میکند.

همچنین، هدف دیگر این تحقیق، شبیهسازی سقوط قطره سیال فرو تحت میدان مغناطیسی غیر یکنواخت میباشد. مطالعه رفتار دینامیکی قطره و بررسی نحوهی تغییر شکل و تجزیهپذیری قطره تحت اثر میدانهای خارجی نظیر میدانهای الکتریکی و میدانهای مغناطیسی در کاربردهای پیچیده و مدرن مهندسی حائز اهمیت میباشند. جریان دوفازی در حضور یک میدان مغناطیسی یک مسئله پیچیده می باشد و تلاشهای زیادی برای استفاده از روشهای عددی برای مطالعه این مسئله صورت گرفته است.

با توجه به بررسیهای انجام شده بیشتر کارهای عددی چاپ شده در زمینه قطرات سیال فرو محدود به ميدان مغناطيسي يكنواخت ميباشند، ميدان مغناطيسي غيريكنواخت با استفاده از روش-های کلاسیک دینامیک سیالات محاسباتی و یا با استفاده از روش شبکه بولتزمن مورد بررسی قرار نگرفته است. علت این امر این است که اندازه میدان مغناطیسی یکنواخت تمام مرزهای محدوده محاسباتی معلوم هستند در حالیکه برای میدان مغناطیسی غیریکنواخت تغییرات فضایی میدان مغناطیسی چالش بزرگی در تعیین شرایط مرزی میدان مغناطیسی را سبب میشود. از آنجائیکه قطرات به عنوان یک وسیله مناسب برای انتقال نمونه در تحلیلهای بیولوژیکی و شیمیایی میباشند، اینکه هدایت قطره به راحتی و با دقت صورت گیرد، بسیار مهم میباشد. هنگامیکه قطره سیال فرو در یک محیط غیرمغناطیسی قرار گیرد تحت میدان مغناطیسی غیریکنواخت، تنش ماکسول روی سطح قطره اثر کرده و نه تنها سبب تغییر شکل قطره می شود بلکه با تولید نیروی مغناطیسی سبب انتقال قطره نيز مي شود. اگر قطره سيال فرو به عنوان يک ذره با خواص مغناطيسي همگن در نظر گرفته شود، نیروی مغناطیسی متناسب با تغییرات میدان مغناطیسی و خاصیت مغناطیس پذیری فروسیال میباشد به طوریکه قطرات همیشه به سمت منطقهای با بالاترین شار مغناطیسی حرکت میکنند. بر اساس این ویژگی استفاده از میدان مغناطیسی غیر یکنواخت امکان کنترل از راه دور قطرات را فراهم می کند. همچنین مساله حائز اهمیت دیگر این است که سیالات فرو باعث تغییرات ناگهانی در مقادیر چگالی، لزجت و خصوصیات مغناطیسی در مرز مشترک بین دوفاز می گردند که این امر باعث بروز جریانهای مجازی در اطراف مرزهای خمیده و بروز ناپایداری در فرآیند حل میشود. مشکلات بیان شده، مانع از گسترش مدلهای عددی می شود به همین دلیل مطالعات عددی اندکی در این زمینه صورت گرفته است.

ایده استفاده از میدان مغناطیسی برای هدف قرار دادن محل خاصی از بدن به وسیله ذرات مغناطیسی حامل دارو تقریبا سه دهه قبل مطرح و تحقیقات روی این موضوع آغاز شد. اما با این وجود تا دهه اخیر پیشرفت چشمگیری در این نوع درمان رخ نداده است. از مهمترین دلایل عدم پیشرفت سریع این روش، نیاز به بهینه سازی میدان مغناطیسی خارجی و همچنین دستیابی به خواص بهینه سیال مغناطیسی تزریق شده در خون میباشد، بدین دلیل که اگر مقدار مصرفی بالا باشد یا میدان مغناطیسی خارجی بیش از حد قوی باشد احتمال آسیب به سلولهای بدن بسیار خواهد بود. به این منظور، یکی از نوآوریهای این تحقیق این است که با تغییر میدان مغناطیسی خارجی و ایجاد میدان مغناطیسی غیریکنواخت و نیز با تغییر خصوصیات سیال فرو میتوانیم قطره را به سمت هدف خاصی هدایت کنیم و یا حتی درکانالهای دارای انشعاب خروجی، قطره را به سمت انشعاب مورد نظر هدایت کنیم.

۱-۷ مروری بر فصلهای مختلف رساله

در تحقیق حاضر به بررسی سقوط قطره سیال فرو تحت میدان مغناطیسی و صعود حباب پرداخته شده است. برای شبیه سازی از روش شبکه بولتزمن مدل شان و چن استفاده شده است. اثر کمیت-های مختلف از جمله عدد اتووس، عدد مرتن بر صعود حباب و عدد باند مغناطیسی، ضریب نفوذپذیری مغناطیسی و جهت میدان مغناطیسی بر روی سقوط قطره سیال فرو مورد بررسی قرار گرفته شده است.

در فصل دوم به بررسی روشهای عددی حل مسائل دوفازی پرداخته شده است. بعد از بررسی روشهای دینامیک سیالات محاسباتی کلاسیک به بررسی روش شبکه بولتزمن پرداخته شده و مهم-ترین الگوهای دوفازی روش شبکه بولتزمن معرفی می شود. در این فصل مزایا و معایب الگوهای دوفازی بیان شده و در نهایت الگوی شبه پتانسیل به دلیل قابلیت توسعه پذیری آسان و سادگی انتخاب و معرفی شده است. در نهایت بکارگیری میدان مغناطیسی در روش شبکه بولتزمن به تفصیل شرح داده خواهد شد. در فصل سوم اعتبارسنجیها بیان شدهاند. نتایج و مباحث در فصل چهارم ارائه خواهد شد. در فصل آخر، فصل ششم، نتیجه گیری و پیشنهادات ادامه کار ذکر شده است.

فصل دوم:

روش شبکه

بولتزمن

بطور کلی سه دیدگاه در حل عـددی مسـائل فیزیکـی و تحلیـل جریـان سـیال وجـود دارد: دیـدگاه ماکروسکوپیک^۱، دیدگاه میکروسکوپیک^۲ و دیدگاه مزوسکوپیک^۳ (شکل ۲–۱).



شکل۲-۱: روشهای شبیهسازی [۶۳].

دیدگاه میکروسکوپیکی حرکت منفرد مولکولها را در مسیر آزاد متوسط^۴ در نظر میگیرد، در ارتباط با مسائل موجود در دینامیک سیالات محاسباتی دیدگاه میکروسکوپیکی از لحاظ محاسباتی با توجه به حافظه و سرعت پردازش رایانههای موجود مقرون به صرفه نمیباشد. در دیدگاه ماکروسکوپیکی،که روشهای کلاسیک دینامیک سیالات محاسباتی بر مبنای آن بنا شده است، به

¹ Macroscopic

² Microscopic

³ Mesoscopic

⁴ Mean Free Path

جای حرکت مولکول ، حرکت سیال در نظر گرفته میشود. حل معادلات ناویر استوکس به کمک روشهای تفاضل محدود، المان محدود و حجم محدود از همین دیدگاه پیروی میکند. دیدگاه مزوسکوپیک حد فاصلی میان دو دیدگاه فوق میباشد. در این دیدگاه بسیاری از مزایای دیدگاه ماکروسکوپیک و میکروسکوپیک حفظ شده است. در دیدگاه مزوسکوپیک نسبت به میکروسکوپیک نیاز به حجم حافظه رایانهای کمتری است و پیچیدگی آنها نیز کمتر است به همین خاطر پرکاربردترند.

دیدگاه مزوسکوپیک شامل دو الگو میباشد [۶۳]:

 ۱ – الگوی برون – شبکه^۱: در آن از شبکه استفاده نمی شود مانند: شیوه دینامیک ذره اتلافی^۲ و شیوه شبیه سازی مستقیم مونت کارلو^۳ و

۲- الگوی شبکه- بنیان^۴: در آن از شبکه استفاده می شود مانند: شبکه گاز خودکار^۵ و روش شبکه بولتزمن.

در ادامه به توضیح روش شبکه بولتزمن که جزء دیدگاه مزوسکوپیک میباشد و در این تحقیق به کار گرفته شده، پرداخته شده است.

۲-۱ معرفی روش شبکه بولتزمن

لودویگ بولتزمن در سال ۱۸۴۴ در اتریش به دنیا آمد. وی در سال ۱۹۰۶ در حالی بدرود حیات گفت که نظریاتش دربازه گازها مورد بیمهری و بیتوجهی دانشمندان آن زمان واقع شد [۶۴]. کمی پس از مرگ او، یادداشتهایش درباره گازها و نظریهی اتمی ماده بهشدت توسط جوامع علمی مورد توجه

¹ Off-Lattice

² Dissipative Particle Dynamics

³ Direct Simulation Monte Carlo Method

⁴ Lattice-Base

⁵Gas Automa

قرار گرفت. ایدهی اصلی بولتزمن این بود که میتوان گاز را متشکل از ذراتی دانست که بر یکدیگر برهم کنش دارند و می توان رفتار آنها را در غالب مکانیک کلاسیک توصیف کرد. بولتزمن فرض نمود که سیستم فیزیکی از نظر ماهیتی متشکل از گاز رقیقی است که مولکولها در آن بهصورت نقطهای و بدون ساختار هستند و برهم کنش بین مولکولی به صورت اثر گذاری دو جسم از فاصله نزدیک است. از این رو، برهم کنش بین مولکولها را فقط می توان به صورت بر خورد محلی مدل نمود، چون در غیاب میدانهای نیروی خارجی، حرکت مولکولها کاملا تصادفی و مستقل از یکدیگر است. مکانیک این ذرات را می توان بسیار ساده دید و آنها را صرفا با یکسری برهم کنشهای ساده، متشکل از برخوردهایی شبیه توپهای بیلیارد و جاری شدن در فضا توصیف کرد. از آنجا که تعداد این ذرات زیاد است، برای توصيف سيستم يک عمليات آماری بايد صورت گيرد. برای توصيف آماری مدل بولتزمن، می توان از تئوری جنبشی استفاده کرد. تئوری جنبشی این امکان را فراهم می سازد تا بر اساس وضعیت توزیع سرعت میکروسکوپی مولکولها و مدل برخورد بین مولکولی، بتوان به پیشبینی مشخصههای سیال پرداخت. اما در این راه چندین مانع از جمله، پیچیدگی برخوردها و تعداد بسیار زیاد مولکولهای درگیر در محاسبات، وجود دارند. بنابراین استفاده از یک میدان حل مولکولی غیر ممکن بهنظر میرسد. برای مدلسازی بهتر و کاراتر، این محیط مولکولی باید با یک محیط مؤثر و ساده که دارای رفتارهای ماکروسکوپیک مشابه باشد، جایگزین گردد. باور اصلی این است که جزئیات تمامی برخوردهای میکروسکوپیکی تأثیر چندانی بر رفتار کلی ماکروسکوپیک ندارد.

اما چرا یک شبکه که حاوی تعداد زیادی مولکول است و تعداد سرعت محدودی را میتوانند انتخاب کنند یک جواب درست برای جریانهای مختلف میدهد؟

اگرچه تقریب فوق بسیار با واقعیت فاصله دارد اما با توجه به اصل زیر و اعمال قوانین درست، ما به جوابهای همسان با روی کردهای دیگر از جمله تجربی میرسیم: اصل فیزیک آماری: «یک حالت کلاننگرانه ممکن است از بی شمار حالت خردنگرانه ناشی شده باشد اما بعد از به وجود آمدن فرقی نمی کند از کدام حالت خرد ناشی شده است [۶۵]».

به همین خاطر با آزادی عملی که از این اصل وجود دارد می توان یک خرد مجموعه منظم را که می تواند به آن حالت کلان ناشی شود را انتخاب نمود و شبکه متقارن و سادهای را برای آن مجموعه خرد مورد استفاده قرار داد.

در این روش به جای یک مولکول یا یک سیال، مجموعهای از مولکولها به عنوان یک بسته در نظر گرفته میشود و حرکت آن بسته مطالعه میشود. به عنوان مثال حدود ^{۱۰۱} مولکول به عنوان یک ذره با یک خاصیت محسوب میشود [۶۶]. این ذرات در هر جهتی میتوانند حرکت کنند، طوری که معادلات حرکت آنها به صورت آماری و به وسیله معادلات توزیع بیان می گردد. در دهـههای اخیر، روش شبکه بولتزمن، کارآیی خوبی برای تحلیل عددی جریان سیال و انتقال گرما نشان داده است. این روش به علت ساده بودن پیادهسازی آن روی سخت افزارهای معمول و قدرت زیاد آن در شبیه سازی پدیدههای پیچیده مثل جریانهای چندفازی یا جریان سیال در محیطهای متخلخل، مورد توجه بسیار میباشد. مدلهای شبکه بولتزمن توانایی فراوانی برای شبیه سازی جریانهای تکفاز و چندفاز دارند. همچنین با استفاده از این روش، رفتارهای مختلف جریان مانند جریانهای تکفاز به دایش فاز، تبخیر، میعان، کاویتاسیون، انتقال گرما و جرم، بویانسی و برهمکنشهای با سطوح را می توان به راحتی شبیه سازی نمود. زیبایی اصلی این مدلها، سادگی آنهاست. این روش به سرعت در حران مان به راحتی شبیه سازی نمود. زیبایی اصلی این مدلها، سادگی آنهاست. این روش به سرعت در

۲-۱-۱ معادله بولتزمن

همان طور که ذکر شد در روش شبکه بولتزمن از توابع توزیع ذرات استفاده می شود. این توزیع احتمال یافتن ذرهای را در جهت خاص و بر روی یک گره بیان می نماید. مانند شبکه گاز، توابع توزیع نیز محلی عمل مینمایند و بعد از هر برخورد به سمت گره کناری خود انتشار مییابند. معادله بولتزمن برای هر ذره به صورت زیر بیان می شود:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + e \cdot \nabla_r f + a \nabla_v f = Q, \tag{1-T}$$

a که در آن، تابع توزیع f به مکان، سرعت و زمان وابسته است و e سرعت میکروسکوپیک ذره، a نیروی وارده بر جسم بر واحد جرم و Q پارامتر برخورد، شاخصهای r و v مکان و سرعت هستند. انتگرال برخورد تنها اثرات دو ذره را دارا میباشد و فرض می شود که سرعت ذرات قبل از برخورد با یکدیگر بی ارتباط هستند. در روش شبکه بولتزمن، معادله فوق حاکم بر ذرات شبکه است.

۲–۱–۲ گسستهسازی معادله بولتزمن

معادله بولتزمن با حذف جمله نيرو به صورت رابطه زير است:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla f = \Omega. \tag{(Y-Y)}$$

با اعمال تقریب بیجی کی^۱ برای جمله برخورد (Ω)، معادله بولتزمن به شکل پرکاربرد زیر درمیآید [۶۷]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla f = -\frac{1}{\tau} (f - f^{(eq)}), \qquad (\forall - \forall)$$

که در آن، ۲ زمان آسایش میباشد. هر ذره با معادله بولتزمن گسسته زیر رفتار میکند:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{u}_i \cdot \nabla f_i = -\frac{1}{\tau} (f_i - f_i^{(eq)}). \tag{(-1)}$$

¹ BGK; Bhatangar-Gross-Krook

همانطور که در بخش قبل ذکر شد طرف راست معادله بولتزمن قاعده برخورد ذرات را نشان میدهد. برای این قاعده شکلهای مختلفی پیشنهاد شده است. دو شکل که در شبکه بولتزمن به کار گرفته شده زمان آسایش منفرد یا همان بیجیکی و زمان آسایش چندگانه است. زمان آسایش در اینجا به این معنا است که چقدر طول میکشد تا سامانهای که تحت تأثیر اختلالی قرار گرفته و از حالت تعادلش خارج شده به حالت تعادلش برگردد. چون در فیزیک کمیتهای مختلفی وجود دارد و هر کدام زمان مشخصی طول میکشد تا به حالت تعادل برسد. به همین خاطر زمان آسایش چندگانه ابداع شده است. معمولاً به خاطر سادگی زمان آسایش منفرد کار گرفته میشود.

برای حل عددی با مدل بیجی کی در یک نقطه در شبکه و یک گام زمانی، مراحل برخورد و جاری شدن به صورت زیر انجام می شود [۶۷]:

۱- مرحله برخورد با الگو بیجی کی انجام می شود و مقادیر توابع توزیع با توجه به قوانین زمان
 آسایش تغییر می کنند

۲- پس از مرحله برخورد توابع توزیع ذرات در طول خط واصل خود (در جهت سرعتشان) به سمت نقطه کناری حرکت مینمایند (جاری شدن).

۲-۱-۳ شبکههای مورد استفاده در روش شبکه بولتزمن

کواین و همکاران کلیه شبکهها را به صورت $D_m Q_n$ معرفی کردند که m نشاندهنده بعد و n تعداد سرعت هستند [۶۸]. شبکههای پرکاربردتر در بعدهای مختلف به قرار زیر است:

در یک بعد: شبکههای D_1Q_{π} و D_1Q_{π} (شکل ۲-۲)،

¹ Multiple-relxtion-time



در دو بعد: شبکههای افاچ یی و $D_r Q_s$ (شکل ۲-۳) و



شکل ۲-۳: الف) شبکه افاچپی و ب) شبکه .D₇Q₉.

اولین شبکهای که در شیوه شبکه گاز خودکار مورد استفاده قرار گرفته شبکه اچپیپی بود که در شکل ۲-۲ نشان داده شده است (به آن $D_r Q_a$ نیز گفته میشود). به خاطر عدم برآوردن تقارنهای لازم در استفاده از شبکه اچپی و در نتیجه کاستیهای ایجادشده، استفاده از آن کنار گذاشته شده است. شبکه دوم که جهت حل مشکل شبکه اچپیپی ارائه شد، شبکه افاچپی ($D_r Q_r$) میباشد. این شبکه موارد کاربرد زیادی داشته و دارد. بعد از آن شبکه دوبعدی با ۹ سرعت ارائه شد.

۲-۱-۲ طريقه استفاده روش شبكه بولتزمن

در مسائل دوبعدی معمولاً از شبکه دوبعدی $D_r Q_n$ استفاده می شود. در ادامه معادلات لازم و مراحل حل عددی با استفاده از روش شبکه بولتزمن برای شبکه $D_r Q_n$ پرداخته شده است.

چگالی جرم ho و چگالی تکانه $ec{\mathbf{j}}$ با جمع روی تابع توزیع به صورت رابطه زیر تعریف می شوند.

$$\rho(\mathbf{x},t) = \sum_{i} f_{i}(\mathbf{x},t),$$

$$j(\mathbf{x},t) = \rho(\mathbf{x},t)u(\mathbf{x},t) = \sum_{i} e_{i}f_{i}(\mathbf{x},t).$$
(Δ -Y)

$$f_i(\boldsymbol{x} + \boldsymbol{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\boldsymbol{x}, t) + \frac{1}{\tau} \left[f_i^{eq}(\boldsymbol{x}, t) - f_i(\boldsymbol{x}, t) \right], \qquad (\mathcal{F} - \mathcal{T})$$

که در آن، f^{eq} تابع توزیع تعادلی ماکسول- بولتزمن میباشد و به صورت رابطه (۲–۷) بیان می شود [۶۹]:

$$f_i^{eq} = w_i \rho(\mathbf{x}, t) \left[1 + \frac{e_i \cdot u}{c_s^2} + \frac{1}{2} \frac{(e_i \cdot u)^2}{c_s^4} - \frac{1}{2} \frac{u^2}{c_s^2} \right], \tag{Y-Y}$$

که در آن، $c_s = \frac{c}{\sqrt{3}}$ سرعت صوت است. e_i و w_i به ترتیب، سرعت میکروسکوپیک و ضریب وزنی می-باشند و برای مدل D₇Q₁ بصورت زیر تعریف می شوند [۶۹]:

$$e_{0} = (0,0),$$

$$e_{1,3}, e_{2,4} = (\pm c, 0), (0, \pm c)$$

$$e_{5,6,7,8} = (\pm c, \pm c), (\pm c, \pm c),$$

(A-Y)

$$w_{i} = \frac{4}{9}, i = 1,$$

$$w_{i} = \frac{1}{9}, i = 2, 3, 4, 5,$$

$$w_{i} = \frac{1}{36}, i = 6, 7, 8, 9,$$
(9-7)

حل معادلهی گسسته شده شبکه بولتزمن را میتوان در دو مرحله در نظر گرفت؛ برخورد و جاری شدن. در مرحله برخورد، تابع توزیع احتمال ذرات روی نقاط شبکه در زمان t به هم برخورد میکنند و در مرحله جاری شدن، ذرات در فاصله زمانی δt در مسیرهای مشخص به نقاط مجاور انتقال پیدا میکنند.

حل معادله شبکهی بولتزمن که در رابطه (۲-۶) نشان داده شده است طی دو مرحله برخورد و جاری شدن مطابق معادلات (۲-۱۰) و (۲-۱۱) انجام میپذیرد [۶۹]:

$$\widetilde{f}_{i}(x,t) = f_{i}(x,t) - \frac{\Delta t}{\tau} \left[f_{i}(x,t) - f_{i}^{eq}(x,t) \right]$$
(1.-7)

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = \tilde{f}_i(\mathbf{x}, t)$$
(11-Y)

 $\tilde{f}_i(x,t)$ نشان دهنده تابع توزیع بعد از برخورد است. با جداسازی معادله اصلی به صورت دو $\tilde{f}_i(x,t)$ معادله برخورد و جاری شدن، نیازی به ذخیره همزمان مقادیر $\tilde{f}_i(x,t)$ و $\tilde{f}_i(x,t)$ نمیباشد و در مرحله جاری شدن نیز مقادیر $f_i(x,t)$ فقط به نقاط همسایه خود انتقال مییابند که روندی بسیار ساده و هزینه محاسباتی کم دارد. در رابطه (۲–۱۰) باید توجه شود که عملیات برخورد کاملاً به صورت محلی و مستقل از مختصات ذره انجام میشود. به طور کلی معادلات (۲–۱۰) و (۲–۱۱) صریح هستند که برادی را می بیار می باد و در مراده در رابطه (۲–۱۰) باید توجه شود که عملیات برخورد کاملاً به مورت محلی و مستقل از مختصات ذره انجام میشود. به طور کلی معادلات (۲–۱۰) و (۲–۱۱) صریح هستند که به راحتی برای حل مسائل گذرا قابل استفاده میباشد و به خاطر ساختار بسیار ساده و تکرار پذیر آن برای همه نقاط میدان، میتوان به راحتی پردازش برنامه آن را موازی نمود.



شكل۲-۴: الگوريتم حل شبكه بولتزمن.

در واقع با مجزا کردن معادلهبولتزمن به دو بخش جابهجایی و برخورد، درک فیزیکی آن هم سادهتر میشود. در مرحله جاری شدن ذرات سیال با توجه به سرعت خود به نقاط همسایه منتقل می شوند و سپس برخورد بین مولکولی صورت می گیرد. شرایط مرزی جسم جامد هم در واقع می تواند نوعی مرحله برخورد باشد، که در آن دیگر برخورد بین مولکول صورت نمی گیرد و برخورد مولکول با سطح دیوار می باشد که به سادگی قابل اعمال است که در بخش شرایط مرزی توضیح داده خواهد شد.

در روش شبکه بولتزمن، معمولاً الگوریتم حل به این صورت پیاده می شود که در ابتدا مقادیر اولیه-ای برای توابع توزیع f روی گرهها داده می شود که این مقدار برابر توابع توزیع تعادلی می باشد. سپس فرآیند برخورد بین ذرات برای توابع توزیع انجام شده و در ادامه فرآیند جاری شدن انجام می گیرد. در نهایت مقادیر ماکروسکوپیک مورد محاسبه قرار می گیرد. این مراحل به صورت یک حلقه در برنامه اصلی اجرا می شود. شکل ۲-۴ روند حل را به صورت گرافیکی نمایش می دهد.

۲-۱-۵ شرایط مرزی

یکی از مهمترین مسایلی که در تمامی روشهای عددی دغدغه اصلی محسوب می شود، مشخص کردن و اعمال مناسب شرایط مرزی برای سیستم می باشد. با توجه به اینکه روش شبکه بولتزمن روشی در مقیاس ریز بوده و خواص ماکروسکوپیک نظیر سرعت، متغیرهای اصلی در شبکه بولتزمن نیستند، حل معادلات شبکه بولتزمن بطور مستقیم مقدار آن ها را نمی دهد و بدست آوردن آن ها خود مستلزم حل معادله های اضافه تری می باشد. در روش شبکه بولتزمن دو نوع دید گاه متداول در استخراج شرایط مرزی وجود دارد:

- ۱- دیدگاه اول: در این دیدگاه معلومات و مجهولات ماکروسکوپیک دسته بندی می شوند و با
 ۱- ستفاده از قوانین بقا، معادلات حل می شوند و عبارات لازم برای شرایط مرزی بدست می آیند.
- ۲- دیدگاه دوم: بطور مستقیم روی خود توابع توزیع مجهول متمرکز می شود. در این نوع شرایط مرزی، بجای اینکه در معادلات ظاهر شده، قوانین بقای جرم و ممنتم و یا قوانینی از این دست را مشاهده کنیم، عبارتی را مشاهده خواهیم کرد که مستقیماً رابطهای را بین تابع

توزیع مجهول با مقادیر دادههای معلوم نظیر سرعت و دما و یا چگالی برقرار می کنند. این روش عمومیت بیشتری دارد اما بعلت اینکه باید بر عدم تطابق اجباری بین تعداد مجهولات و تعداد قیود ماکروسکوپیک چیره شود، پیچیدهتر هستند. این عدم تطابق معمولاً با قوانین اکتشافی و تحقیقاتی، که شامل گامهای اضافی (مانند برونیابی و توزیع مجدد جرم در بین توابع توزیع) بر طرف می شود.

در هر یک از دو دیدگاه فوق برای بدست آوردن شرایط مرزی سه گام باید سپری شود:

- ۱- تعریف ویژگی هر گره شبکه: در روش شبکه بولتزمن گرههای شبکه به دو دسته گرههای
 جامد وسیال تقسیم می شوند.
- ۲- شناسایی معلومات ومجهولات: در هنگام حل معادلات بولتزمن، معلومات ومجهولات همگی از
 جنس متغییر اصلی معادله، یعنی تابع توزیع میباشند.
- ۳- نوشتن معادلات لازم و استخراج شرایط مرزی: برای اعمال شرایط در این بخش، شرایط مرزی متفاوت را که با آنها در حل مسایل مختلف مواجه می شویم و نحوه پیاده سازی آنها را در روش شبکه بولتزمن، معرفی می نماییم.

۲-۱-۵-۱ شرط مرزی عدم لغزش[۶۴]

برای پیاده کردن شرط عدم لغزش روی دیواره ساکن، روش بسیار معروف، ساده اما در عین حال پر کاربرد شرط مرزی پرش به عقب^۱ است. پس از مرحله جاری شدن، هر تابعی توزیعی که به دیواره صلب برخورد کند در راستای حرکت خود منعکس میشود، راستای حرکت ثابت بوده، اما جهت آن بر عکس میشود. شرایط مرزی پرش به عقب به دو دسته تقسیم می شود: کمانهکردن روی شبکه^۲ و

¹ Bounce back

² On-grid

کمانه کردن در وسط^۱.

کمانه کردن روی شبکه [۶۴]

شرط مرزی کمانه کردن روی شبکه بدان معنا است که مرز فیزیکی دقیقا برروی یک خط شبکه قرار می گیرد. مثل حالتی که در شکل ۲–۵ نشان داده شده است. با توجه به شکل (۲–۵) بعد از مرحله جاری شدن، سه مقدار تابع توزیع مجهول می باشند. این سه مقدار با توجه به قانون ارائه شده به صورت زیر معلوم می گردند:

$$f_2 = f_4$$
, $f_5 = f_7$, $f_6 = f_8$ (17-7)

شرط پرش به عقب دقت مرتبه اول دارد، اما سادگی پیادهسازی این نوع شرط مرزی، حل بسیاری از مسایل دارای پیچیدگی هندسی را آسان نموده است و بدین منظور در بسیاری از مسایل، این شرط همچنان به راحتی مورد استفاده قرار می گیرد.



شکل ۲-۵: وضعیت توابع توزیع روی نقطه ای روی دیوار ساکن افقی.

کمانه-کردن در وسط [۶۴]

طرحواره ای از شرط مرزی پرش به عقب روی دیواره پایینی در شکل ۲-۶ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده میشود مرز فیزیکی بین دو خط از گرههای شبکه واقع شده است. در حلقه زمانی اول، قبل از جاری شدن هر یک از گرههای سیال واقع در سطر دوم شبکه دارای توابع توزیع

¹ Mid-grid

مشخص f_4 , f_7 و f_8 هستند. بعد از جاری شدن، مقادیر خود را به گرههای جامد واقع در داخل دیوار میدهند. شرط مرزی پرش به عقب، این سه تابع توزیع را روی هر سه گره جامد برعکس می-کند. در حلقه زمانی دوم و پس از مرحله برخورد و جاری شدن ، f_4 , f_7 و f_8 به گره ای که آمده بودند، باز می گردند. با توجه به اینکه هر تابع توزیع که وارد گره می شود و با مقداری برابر در خلاف جهت بر می گردد، سرعت روی یک گره مرزی صفر است. این شرط مرزی را بصورت زیر می توان نوشت:

$$f_{7}(i,j) = f_{5}(i-1,j-1)$$

$$f_{4}(i,j) = f_{2}(i-1,j-1)$$

$$f_{8}(i,j) = f_{6}(i-1,j-1)$$
(1\mathbf{T}-\mathbf{T})



شکل ۲-۶: طرحواره شرط مرزی پرش به عقب [۶۴]

۲-1-5 شرط مرزی تناوبی [۶۴]

یکی دیگر از شرایط مرزی که در روش شبکه بولتزمن به وفور مورد استفاده قرار می گیرد، شرط مرزی

تناوبی میباشد. این روش بیشتر در مسایلی به کار میرود که تغییرات فشار در ورودی و خروجی یک سیستم (مثلاً جریان در یک لوله با گرادیان فشار کم) ناچیز باشد. همچنین، این شرط میتواند در مسایلی به کار گرفته شود که رفتار کلی سیال در محیط بینهایت بزرگ مدنظر است و از اینرو سعی بر این است که اثرات دیواره تا حد ممکن بر دینامیک سیال تاثیرخاصی نگذارد. این شرط مرزی که در قسمت ورودی و خروجی جریان بکار میرود، بدین صورت اعمال میشود که توابع توزیع خروجی از سمت را سمت و از اینرو سعی بر این است که اثرات دیواره تا حد ممکن بر دینامیک سیال تاثیرخاصی نگذارد. این شرط مرزی که در قسمت ورودی و خروجی جریان بکار میرود، بدین صورت اعمال میشود که توابع توزیع خروجی از سمت راست میدان، به سمت چپ میدان وارد شده و توابع توزیع خروجی از سمت چپ، به سمت به میدان وارد شده و توابع توزیع خروجی از سمت چپ، به سمت میدان وارد میشوند. به عنوان مثال با توجه به شکل ۲–۷ در ورودی، f_7 و f_6 مجهول و همچنین در خروجی، f_6 f_6 و f_7 سیستم مجهول میباشند. با توجه به شرط پریودیک، میتوان نوشت:

$$\begin{cases} f_{3}(in,j) = f_{3}(out,j) \\ f_{6}(in,j) = f_{6}(out,j-1) \\ f_{7}(in,j) = f_{7}(out,j+1) \\ \end{cases}$$
(14-7)
$$\begin{cases} f_{3}(out,j) = f_{3}(in,j) \\ f_{6}(out,j) = f_{6}(in,j-1) \\ f_{7}(out,j) = f_{7}(in,j+1) \end{cases}$$

۲-۲ روش شبکه بولتزمن در محیطهای دوفازی

مهم ترین الگوهای دوفازی در روش شبکه بولتزمن برای شبیه سازی جریان چندفازی پیچیدهی بدون واکنش عبارتند از الگوهای: کرومودینامیک ^۱[۵۵]، نیروهای برهم کنش بین مولکولی^۲[۷۰]، انرژی آزاد^۳[۶۲] و شبه پتانسیل^۴[۶۳] .

از آنجائیکه در این رساله قرار است از مدل شبه پتانسیل استفاده گردد، فقط این روش توضیح داده می شود. روش شبه پتانسیل یا پتانسیل برهم کنش توسط شان و چن [۷۱] در سال ۱۹۹۳ ارائه شد.

¹ Chromo-dynamic

² Intermolecular Interaction

³ Free Energy

⁴ Pseudo-potential

این مدل بهدلیل سادگی و قابلیت تطابق خوب، پرکاربردترین مدل چند فازی روش شبکه بولتزمن می باشد. در این مدل برای لحاظ کردن اثر متقابل بین مولکولی در سیالات غیرایده آل، یک نیروی برهمکنش بین ذرات در نظر گرفته می شود. در نتیجه با به کارگیری معادله حالت مناسب، سیال خودبه خود به دو فاز چگال و رقیق تفکیک می شود. مشخصه جذاب این مدل جدایش خودکار فازها می باشد و محاسبات را از داشتن مراحل دنبال کردن سطح مشترک یا گرفتن سطح مشترک، که در مدلهای دیگر ضروری است، بینیاز ساخته است. از آنجایی که نیروی برهمکنش میتواند بهسادگی از الگوی پتانسیل برهم کنش دو جزئی محاسبه شود، پیادهسازی این مدل نیز راحت و سرراست میباشد. از مشکلاتی که این مدل دارد می توان به این نکته اشاره کرد که اگرچه قانون بقای ممنتوم در کل میدان حل ارضا می گردد، ولی نشان داده شده که در هر سلول شبکه این قانون ارضا نمی گردد که در نتیجه آن یک سرعت جعلی در نزدیکی خط مشترک بوجود می آید، البته نور گالیه و همکاران [۷۲] با اضافه کردن یک عبارت اصلاحی به تابع توزیع معادل، این مشکل را برطرف کردهاند. مشکل دیگر این روش انتخاب تابع پتانسیل برهم کنش $\psi(r,t)$ می باشد که انتخاب طبیعی $\rho = \psi(r,t)$ می باشد، بدلیل اینکه فاصله بین شبکه بسیار بزرگتر از اندازه مولکولی میباشد، این انتخاب باعث می شود که نيروى دافعه بين هسته اى ناديده گرفته مىشود، كه اين امر سبب مىشود تا فروپاشى جرم اتفاق بيفتد. كه اين اتفاق باعث ايجاد چگالي بينهايت گشته و به واگرايي حل منجر مي گردد. ايراد اصلي مدل شبه پتانسیل نیز محدود بودن به نسبت چگالیهای بسیار پایین است. در طول سالیان گذشته محققین متعدی روی بهبود این مدل به نسبت چگالیهای بالا و پایداری عددی آن فعالیت نمودهاند [۷۳].

یک سیستم چندفازی میتواند حاوی یک جزء در فازهای متفاوت (که به آن جریانهای چندفازی-تک جزئی^۲ می گویند)، مانند سیستم آب مایع و بخار آب یا چندین جزء در فازهای مختلف

¹ Spurious Velocity

² Single Component-multiphase (SCMP)

(که به آن جریانهای چندفازی-چند جزئی^۱ می گویند) مانند سیستم آب مایع و هوا و آب مایع و نفت باشند. در ابتدا معادلات سیستمهای چندفازی-تک جزئی را بررسی می کنیم. پس از بررسی مفصل آنها، معادلات سیستمهای چندفازی-چند جزئی بیان می گردد.

۲-۲-۱ معادلات شبکه بولتزمن برای سیالات چندفازی-تک جزئی

برای اعمال نیروهای بین مولکولی در روش شبکه بولتزمن برای جریان دو فازی- تک جزئی به روش شان وچن، سوکاپ و تورن [۶۴] نیروهای بین مولکولی بین ذرات سیال را مطابق رابطه (۲–۱۵) تعریف نمودند:

$$F_{f-f}(\mathbf{x}) = -G\psi(\mathbf{x})\sum_{i=1}^{N} w_i \psi(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i)\mathbf{e}_i, \qquad (1\Delta - \Upsilon)$$

سه کمیت مهم برای بدست آوردن نیرو در رابطه فوق وجود دارد: قدرت برهم کنش مولکولی (G)، تابع پتانسیل (ψ)، و تعیین گرههای مجاور. قدرت برهم کنش مولکولی مثبت منجر به نیروی دافعه بین ذرات و مقدار منفی آن منجر به نیروی جاذبه بین ذرات میشود. تابع پتانسیل ψ ، تابعی از چگالی موضعی میباشد و روابط متعددی برای آن پیشنهاد شده است. اصلیترین و ابتداییترین تابع پتانسیل، تابع پتاسیل پیشنهاد شده توسط شان وچن میباشد که به شکل تابع نمایی است [۷۱]:

$$\psi = \rho_0 (1 - \exp\left(-\frac{\rho}{\rho_0}\right)). \tag{19-T}$$

البته معادله حالات دیگری نیز وجود دارند که در ادامه به تفصیل بیان شدهاند.

مدل شبه پتانسیل به دلیل کارآمدی محاسباتی و سادگی مفهومی، برای شبیه سازی انواع جریان های چندفازی به طور گسترده ای مورد استفاده قرار گرفته است. با این حال، مدل اولیه ی آن دارای برخی محدودیت ها است که منجر به کاهش کاربردهای آن و بروز انتقاداتی به آن شده است. برخی محدودیت های مذکور منحصر به این مدل خاص و برخی دیگر نیز از مشکلات مشترک میان

¹ Multi Component-multiphase (MCMP)

تمام مدلهای جریان چندفازی هستند. میزان نسبتاً بالای جریانهای جعلی، عدم تناسب ترمودینامیکی، نسبتهای چگالی و ویسکوزیته پایین از جملهی این محدودیتها هستند. در ادامه به بررسی محدودیتهای ذکر شده پرداخته شده است.



شکل ۲-۸: نمایش سرعتهای پارازیتی در سطح مشترک.

۲-۲-۱ محدودیتهای مدل شبه پتانسیل

جریانهای تصنعی:

جریان جعلی بیانگر وجود سرعت سیال چرخاب مانند غیرصفر در مجاورت سطح مشتر ک فازها است. به این وضعیت جریان مزاحم یا جریان پارازیتی نیز می گویند، که مشکلی متداول در بسیاری از مدلهای جریان چندفازی است. همانگونه که در شکل ۲-۸ نشان داده شده است، جریان جعلی معمولاً توسط شبیهسازی قطرهای (یا حبابی) ایستا در دامنهای کاملاً متناوب و بدون جاذبه مطالعه میشود. از منظر فیزیکی، این قطره (حباب) و گاز (مایع) پیرامون آن در سکون بوده و مطابق با قانون لاپلاس، اختلاف فشار درون و بیرون قطره (حباب) باید توسط تنش سطحی متوازن گردد. با این حال، به دلیل گسستهسازی محدود در محاسبهی شیب متناظر، اختلاف فشار و تنش سطحی به طور دقیق متوازن نمی گردند، که این وضعیت، در شکل ۲–۸، منجر به بروز سرعت چرخاب مانند مصنوعی در سطح مشترک قطره (حباب) می شود. شدت جریان های مزاحم با افزایش نسبت چگالی افزایش می یابد که نتیجهی آن ناپایداری عددی و بروز محدودیت در حداکثر نسبت های چگالی قابل دستیابی می شود. علاوه بر بروز ناپایداری عددی (یا بروز واگرایی در صورت شدید بودن جریان های مزاحم)، این جریان ها را نمی توان به راحتی از سرعت های واقعی جریان سیال متمایز ساخت، که به تبع آن در صحت ثبت جریان شبیه سازی شده تردید پدید می آید [۷۴].

عدم تناسب ترموديناميكى:

در علم ترمودینامیک، چگالیهای فاز بخار و فاز مایع توسط تعادل سیستم تعیین میشوند [۷۵]. شکل ۲–۹ منحنی v-q یک ماده خالص در یک دمای داده شده را نشان می دهد. در نظریه ماکسول برای دستیابی به چگالیهای بخار و مایع از یک منحنی مفروض v-q بکار گرفته می شود. اگر ماده در دمای فوق بحرانی باشد (T>T)، منحنی v-q در یک دمای ثابت، یکنواخت است و هر مقدار فشار متناسب با یک مقدار چگالی مخصوص یا حجم مخصوص می باشد. در این حالت تشخیص فاز مایع و بخار امکان پذیر نیست. از سویی دیگر، اگر ماده در دمایی کمتر از دمای بحرانی باشد (T>T)، در یک فشار معین، فازهای بخار و مایع، مقادیر چگالی متفاوت خواهند داشت. بعبارت دیگر، فازهای بخار و مایع جدا هستند (مثلا برای حالت اشباع، فازهای مایع و بخار در تعادل قرار دارند). مقادیر چگالی یا واقع منحنی 1–۹ محصوص بخار و مایع اشباع، در یک دمای معین توسط طرح ماکسول تعیین می شوند، که در واقع منحنی 1–۳––۵–۲ در شکل ۲–۹ با خط افقی 1–۳–۲ جایگزین میشود (در واقع مساحت ناحیه A معادل مساحت ناحیه B می باشد). ایده اصلی ماکسول در رابطه (1–۱۲) آمده است. (۱۷–۲) در این معادله p_s فشار اشباع در یک دمای مشخص است. کاملاً واضح است که اگر معادلهی حالت شناخته شده باشد، چگالی مایع و بخار را میتوان در یک دمای مشخص با روش تکرار و زمانیکه معادله (۲–۱۷) ارضا شود، بدست میآورد.

در مورد مدل شبه پتانسیل، رابطه ی زیر را می توان بدست آورد [۷۶]:
$$\int_{\rho_g}^{\rho_l} \left(p_s - \rho \ c_s^2 - \frac{G}{2} c_s^2 \ \psi^2\right) \frac{\psi'}{\psi} \ d\rho = 0,$$
 (۱۸-۲)

معادلهی (۲–۱۸) معمولاً شرایط پایداری مکانیکی نامیده میشود. از سویی دیگر، ماکسول رابطه زیر را در علم ترمودینامیک بیان نموده است:

$$\int_{\rho_g}^{\rho_l} \left(p_s - \rho \ c_s^2 - \frac{G}{2} \ c_s^2 \ \psi^2 \right) \frac{1}{\rho^2} \ d\rho = 0. \tag{19-T}$$

با مقایسهی معادلهی (۲–۱۸) و معادلهی (۲–۱۹) میتوان دریافت که پایداری مکانیکی با ترمودینامیک تنها در صورتی که جرم موثر بصورت زیر باشد، در توافق است [۷۷]: $\psi \propto \exp(-1/\rho).$

هر انتخاب دیگری از جرم موثر باعث انحراف از تناسب ترمودینامیکی می شود. با این حال، جرم موثر به صورت معادلهی (۲-۲۰) اغلب نامناسب است، زیرا می تواند منجر به بروز مقادیر سرعت تصنعی بالا و اختلاف چگالی پایین شود.



شکل ۲–۹: نمودار نمایش رفتار فوق بحرانی و زیر بحرانی و طرح ماکسول (v_g و v_g حجم مخصوص مایع و بخار اشباع و $p_{
m s}$ فشار اشباع متناسب با دما میباشد) [۷۶].
نسبتهای چگالی و سرعت محدود:

مدل شبهپتانسیل اولیه تنها قادر است تا به حداکثر نسبت چگالی ۱۰ دست یابد. برای برخی مواردی که نیروی کاپیلاری نیروی غالب بوده و نسبت چگالی نقشی مهم را ایفا نکند، چنین نسبتی قابل قبول است. با این حال، حداکثر نسبت چگالی ۱۰ در عمل مانعی برای این مدل به منظور اعمال آن بر حیطهی وسیعی از سیستمهای واقعی جریان چندفازی است (مانند جریان حباب) که در آنها نسبت متداول چگالی ۱۰۰۰ نقش مهمی را ایفا میکند. نسبت لزجت نیز دغدغهای دیگر در این مورد است. در مدل شبهپتانسیل چندفازی-تک جزئی مشاهده شده است که جریانهای تصنعی با کاهش ویسکوزیته سینماتیک (یا هنگامی که زمان سکون به ۱۰نزدیک شود) افزایش مییابند، و ناپایداری منتج شده از آن اغلب باعث بروز واگرایی شبیهسازیها میگردد. در ضمن، برای اغلب شبیهسازیهای جریان چندفازی-تک جزئی چندفازی در پژوهشهایی که از مدل شبهپتانسیل استفاده میکنند، زمان آرامش برای انواع مولفهها اغلب روی ۱ تنظیم میشود، که چنین چیزی منجر به پدیدار شدن نسبت

۲-۲-۲ بهبود مدل شبه پتانسیل

اخیراً برخی تکنیکها برای کاهش محدودیتهای ذکر شده در مدل شبهپتانسیل اولیه و بهبود عملکرد آن توسعه داده شدهاند. این تکنیکها شامل بکارگیری معادلهی حالت واقعی در مدل [۷۴]، افزایش ترتیب ایزوتروپی^۱ نیروی برهمکنش [۸۷] تغییر در نیروی برهمکنش [۷۹]، بهبود طرح نیرو برای بکارگیری نیروی برهمکنش [۸۷، ۸۱–۸۰] و مدل زمان آسایش چند گانه [۸۲] در مدل شبهپتانسیل بوده است.

بکارگیری معادلات حالت گوناگون:

معادلات حالت رابطهی بین سه خاصیت مستقل چگالی، دما و فشار را بیان می کنند به گونهای که بتوان با دانستن دو کمیت مستقل، خاصیت دیگر را برای سیال موردنظر با دقت قابل قبول محاسبه

¹ Isotropy

نمود. همان طور که انتظار می رود در یک دمای مشخص معادله حالت یک منحنی است که تغییرات دو کمیت فشار و چگالی را برحسب یکدیگر نشان می دهد. ولی از لحاظ فیزیکی یک ماده در دمای زیر بحرانی در دو حالت مایع و بخار می تواند یافت شود که هر کدام از این فازها نیز چگالی مشخصی دارند. جداول ترمودینامیکی نیز بر مبنای همین چگالی ها بیان شده اند.

b	а	معادله حالت	روش		
_	-	$p = \frac{\rho}{3} + \frac{c_0}{2}g\rho_0^2 \left[1 - \exp(-\frac{\rho}{\rho_0})\right]^2$	شان-چن (S-C)	١	
$\frac{RT_{cr}}{8p_{cr}}$	$\frac{27R^2T_{cr}^2}{64p_{cr}}$	$p = \frac{\rho RT}{1 - b\rho} - a\rho^2$	وان در والس (VdW)	٢	
$0.08664 \frac{RT_{cr}}{p_{cr}}$	$0.42748 \frac{R^2 T_{cr}^{2.5}}{p_{cr}}$	$p = \frac{\rho RT}{1 - b\rho} - \frac{a\rho^2}{\sqrt{T}(1 + b\rho)}$	ردلیک-کوانگ (R-K)	٣	
$0.18727 \frac{RT_{cr}}{p_{cr}}$	$0.4963 \frac{R^2 T_{cr}^2}{p_{cr}}$	$p = \rho RT \frac{1 + b\rho/4 + (b\rho/4)^2 - (b\rho/4)^3}{(1 - b\rho/4)^3} - a\rho^2$	کارناهان-استارلینگ (C-S)	۴	
$0.0778 \frac{RT_{cr}}{p_{cr}}$	$0.45724 \frac{R^2 T_{cr}^{2.5}}{p_{cr}}$	$p = \frac{\rho RT}{1 - b\rho} - \frac{a\alpha(T)\rho^2}{1 + 2b\rho - b^2\rho^2}$	پنگ-رابینسون (P-R)	۵	

جدول ۲-۱ کمیتهای مربوط به معادلات حالت مختلف.

 $\alpha(T) = [1 + (0.37464 + 1.54226\omega - 0.26992\omega^2)(1 - \sqrt{T/T_c})]^2$

درروش شبکه بولتزمن معادله حالت برای یک گازایدهال به صورت رابطه (۲-۲۱) است:

$$p = \rho C_s^2, \tag{(1-1)}$$

که برای شبکه D_rQ_n ، $\frac{1}{3} = \frac{2}{3}$ است. این معادله حالت برای مدل کردن رفتار پیچیده دو فاز بیش از اندازه ساده است. به عبارت دیگر، این شکل، توان شبیهسازی فرایند جدایش فازها را ندارد. بنابراین شان و چن [۷۱] مدل دیگری که به تابع شبهپتانسیل وابسته است را پیشنهاد دادهاند. با در نظر گرفتن رایجترین تابع شبهپتانسیل به صورت رابطه (۲–۱۶)، معادله حالت پیشنهادی شان و چن از رابطه (۲–۲۲) به دست میآید:

$$p = \frac{\rho}{3} + \frac{c_0}{2} G \rho_0^2 \left[1 - exp(-\frac{\rho}{\rho_0}) \right]^2, \qquad (\Upsilon - \Upsilon)$$

T = 1 معادله حالت شان و چن یک معادله تئوری نیست زیرا دما بهطورضمنی از کمیت G بهصورت T = 1 معادله حالت شان و چن یک معادله تئوری نیست زیرا دما بهطورضمنی از کمیت G به عبارت دیگر درصورتی که از این $[1] - \frac{1}{G}$ به دست میآید و منجر به ناسازگاری ترمودینامیکی میشود. به عبارت دیگر درصورتی که از این تابع استفاده گردد چگالیهای بهدستآمده در دمای موردنظر با مقادیر موجود در جداول ترمودینامیکی تفاوت قابل توجهی دارد. علاوه بر تابع شبه پتانسیل که در معادلهی (۲–۱۶) اشاره شده ترمودینامیکی تفاوت قابل توجهی دارد. علاوه بر تابع شبه پتانسیل که در معادلهی (۲–۱۶) اشاره شده است، توابع دیگری نیز پیشنهاد شدهاند که به دلیل نسبت چگالی پایین تر آنها به طور گسترده است، توابع دیگری نیز پیشنهاد شدهاند که به دلیل نسبت پرانی نقش مهمی دارند چون خواص در مقاده نشدهاند. در شاخه بررسی معادلات حالت، کمیتهای بحرانی نقش مهمی دارند چون خواص در مقایسه با آنها تعیین میشوند. برای تخمین کمیتهای بحرانی باید روابط (۲–۲۲) ارضا شوند:

$$\frac{\partial p}{\partial \rho} = \frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} = 0, \qquad (\Upsilon T - \Upsilon)$$

در علوم مختلف از معادلات حالتی استفاده می گردد که دقت بسیار خوبی در مقایسه با نتایج آزمایشگاهی دارند. یوآن وشافر [۷۴] از تابع پتانسیلی استفاده کردند که نسبت چگالی بیشتری را بین دو فاز نتیجه می دهد. معادله حالت واندروالس آسان ترین و هنوز معروف ترین معادله حالت مکعبی است. در این معادله فرض شده که بین ذرات سیال نیروهای عکس العملی به صورت جاذبه و دافعه وجود دارند و فشار را به صورت رابطه زیر در نظر گرفت:

$$p = \frac{\rho RT}{1 - b\rho} - a\rho^2, \tag{YF-Y}$$

مقادیر a و d به ترتیب کمیت جاذبه و دافعه نام دارند. اغلب مطالعات موفق انجام گرفته روی اصلاح ترمهای جاذبه و دافعه تمرکز کردهاند. تحقیقات نشان می دهد [۷۴] که با معادله واندروالس نتایج مدل سازی از مقادیر تئوری انحراف دارند و همچنان مقادیر سرعتهای تصنعی اطراف سطح مشترک چشم گیرند. به همین دلیل با اصلاح جملات معادله واندروالس در برطرف کردن اشکالات سعی نمودند. با اصلاح جمله اول معادله واندوالس، معادله کارناهان – استرلینگ (C-S) و با اصلاح جمله دوم معادله واندروالس ، معادله رایند. که در بکارگیری معادلهی حالت واقعی مناسب در مدل شبه پتانسیل برخی مزیتها را به دنبال دارد که عباتند از: کاهش جریانهای تصنعی و افزایش نسبت چگالی.

محاسبهى نيروى برهمكنش

در مدل شبه پتانسیل اولیه، تنها نزدیک ترین گرهها (۱، ۲، ۳ و ۴ در شکل ۲–۳–ب) با ضریب وزنی $\frac{1}{5}$ و نزدیک ترین گرهها پس از آنها (۵، ۶، ۷ و ۸ در شکل ۲–۳–ب) با ضریب وزنی $\frac{1}{12}$ برای محاسبه ی نیروی برهم کنش طبق معادله ی (۲–۱۵) بکار گرفته می شوند، که به آن ترتیب ایزوتروپی نیروی برهم کنش E4 گرفته می شود. بنابراین، برای گره محاسباتی (*i*, *j*)، معادله ی (۲–۱۵) را می توان به صورت زیر برای راستای x و y نوشت:

$$(F_{x})_{f-f} = -G \psi(i,j)C_{s}^{2} \left[\frac{1}{3} (\psi(i+1,j) - \psi(i-1,j)) + \frac{1}{12} (\psi(i+1,j+(\gamma\Delta-\gamma))) + \frac{1}{12} (\psi(i+1,j-1) - \psi(i-1,j-1)) \right],$$

$$(F_{y})_{f-f} = -G \psi(i,j)C_{s}^{2} \left[\frac{1}{3} (\psi(i,j+1) - \psi(i,j-1)) + \frac{1}{12} (\psi(i+1,j+(\gamma\beta-\gamma))) + \frac{1}{12} (\psi(i-1,j+1) - \psi(i-1,j-1))) \right],$$

$$(1) - \psi(i+1,j-1) + \frac{1}{12} (\psi(i-1,j+1) - \psi(i-1,j-1)) = 0,$$

با افزایش ترتیب ایزوتروپی در اپراتور نیروی گسسته، جریان تصنعی را میتوان به میزان بسیاری کاهش داد. اگر گرههای مجاور روی لایه کوم را نیز به حساب آوریم، تانسورهای مرتبههای ششم و هشتم را میتوان ایزوتروپیک کرد، که وزنهای متناظر با آنها در جدول ۲-۲ فهرست شده است. برای مراتب بالاتر از موارد دو بعدی و سه بعدی، میتوان به منبع [۷۸] مراجعه نمود.

جدول ۲–۲ وزن تانسورهای مرتبهی چهارم، ششم و هشتم در دو بعد.								
$W(\Lambda)$	W(Y)	w(۶)	w(۵)	w(۴)	w(٣)	w(٢)	W(1)	تانسور
-	-	١/٣	-	-	-	1/17	١/٣	E4
-	-	-	-	1/17.	-	۱/۱۰	۴/۱۵	E6
1/0.4.	-	-	۲/۳۱۵	۱/۶۰	-	۴/۴۵	۴/۲۱	E8

.ول ۲–۲ وزن تانسورهای مرتبهی چهارم، ششم و هشتم در دو بعد.

یکی دیگر از نقاط ضعف طرح نیروی برهم کنش این است که در آن تنها از یک کمیت G استفاده می شود. در نتیجه، هم کشش سطحی و هم نسبت چگالی با تغییر G تغییر می کنند. همانطور که پیش از این گفته شد، هنگامی که یک معادله ِ حالت واقعی را با استفاده از روش یوان و شافر [۷۴] بکار بگیریم، G دیگر نقش توازن نیروی برهم کنش را ایفا نمی کند. در عوض، تنها کار کرد آن مثبت نگاهداشتن جملهی موجود در جذر معادلهی (۲–۲۷) است.

$$\psi = \sqrt{\frac{2}{G c_s^2} (p - \rho C_s^2)}, \qquad (\Upsilon Y - \Upsilon)$$

تحت چنین شرایطی، هم کشش سطحی و هم نسبت چگالی با تغییر دما دچار تغییر می شوند. بنابراین، هنگامی که از معادلهی (۲–۱۵) برای محاسبهی نیروی برهم کنش استفاده کنیم، کشش سطحی و نسبت چگالی به صورت مستقل قابل تنظیم نیستند. مقدار تحلیلی کشش سطحی را میتوان بر مبنای یک سیستم دو فازی با سطح مشترک مسطح، با فشار ثابت در هر دو فاز و دور از سطح مشترک بدست آورد [۷۷]. کشش سطحی همان انتگرال دو سوی سطح مشترک اختلاف بین تانسور فشار عمودی و تانسور فشار مماسی است، که مقدار تحلیلی آن توسط معادلهی زیر بدست میآید [۷۷]:

$$\sigma = -\frac{GC_s^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\partial_y \psi)^2 dy, \qquad (\Upsilon \lambda - \Upsilon)$$

از معادله (۲–۱۵) و (۲–۲۸) میتوان مشاهده نمود که کشش سطحی و معادلهی حالت توسط کمیت آزاد G کنترل میشوند.

اسبراگاگلیا و همکاران [۸۳] جملهی دیگری از نیروی جذب را در نیروی برهم کنش ارائه شده توسط معادلهی (۲–۱۵) معرفی نمودند.

$$\mathbf{F}_{f-f}(\mathbf{x},t) = -G_1 \psi(\mathbf{x},t) C_s^2 \sum_{i=1}^8 w_i \psi(\mathbf{x}+\mathbf{e}_i \delta t,t) \mathbf{e}_i \delta t - (\Upsilon \P - \Upsilon)$$
$$G_2 \psi(\mathbf{x},t) C_s^2 \sum_{i=1}^8 w_i \psi(\mathbf{x}+2\mathbf{e}_i \delta t,t) \mathbf{e}_i \delta t,$$

وقتی جملهی دوم در سمت راست معادله باشد، معادلهی حالت مشابه با معادلهی ارائه شده توسط معادلهی (۲-۲۲) خواهد بود که طی آن G در معادلهی (۲-۲۲) توسط $G_2 = A_1 = G_1 + 2G_2$ جایگزین میشود. با این حال، در این وضعیت تنش سطحی عبارت است از:

$$\sigma = -\frac{A_1 C_s^4}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\partial_y \psi)^2 dy, \qquad (\Upsilon \cdot - \Upsilon)$$

 $A_1=G_1+2G_2$ و G_1 میباشد. واضح است که اکنون دو کمیت قابل تنظیم G_1 و G_2 موجود است. بنابراین، نسبت چگالی و تنش سطحی را میتوان به صورت مستقل تغییر داد. با ثابت نگاهداشتن G_1 ، به عبارتی تثبیت معادله حالت، کشش سطحی را میتوان تنها با تغییر G_2 تنظیم کرد. در منبع [۸۳] برخی شبیهسازیها با تغییر G_2 و تثبیت G_1 اجرا شدند که یافتهها نشان میدادند که عرض سطحمشترک با G_2 تغییر میکند اما نسبت چگالی ثابت باقی میماند (شکل ۱ منبع [۸۳]) واضح است که گسترش اختلاف چگالی در سراسر سطح مشترک در تعداد زیادی از شبکهها میتواند باعث بالا رفتن پایداری عددی شود.

طرح نیروی مناسب

اتخاذ یک طرح نیروی مناسب برای استفاده از نیروی برهم کنش در مدل شبه پتانسیل می تواند کمکی در راستای کاهش جریانهای تصنعی کند. مطالعات اخیر به این یافته رسیدهاند که استفاده از طرح مناسب نیرو می تواند دستیابی به ویسکوزیته پایین را نیز تسهیل کند. به طور کلی، مجمع نیروی عامل بر ذرهی سیال در جریان چندفازی شامل عبارات زیر است:

$$\boldsymbol{F} = \boldsymbol{F}_{f-f} + \boldsymbol{F}_{f-s} + \boldsymbol{F}_b + \cdots, \qquad (\boldsymbol{\Upsilon} \, \boldsymbol{\mathsf{V-Y}})$$

و F_b و F_b به تر تیب نیروی برهم کنش سیال-سیال، نیروی برهم کنش جامد-سیال و نیروهای خارجی میباشد.

در مورد نحوه محاسبه نیروی سیال-سیال در بخشهای قبلی بحث شد.

تا اینجا، بحث ما شامل برهم کنشهای بین سیال –جامد نبوده است. پدیدههای ترشوندگی نه تنها در طبیعت به فراوانی روی می دهند، بلکه نقشی مهم را نیز در بسیاری از فرایندهای علمی و صنعتی ایفا می کنند. در اکثر مسائل شامل تاثیرات سطحی، برهم کنشهای سیال–جامد از اهمیت ویژه ای برای دستگاههای مقیاس مزو/میکرو و نانوسکوپی برخوردار هستند، زیرا در این دستگاهها رفتار فیزیکی به میزان بسیاری تحت تاثیر نسبتهای بالای سطح/حجم است. زاویهی تماس معمولاً به عنوان مقیاسی برای ترشوندگی سطحی جامد در نظر گرفته می شود و به عنوان زاویه ای که در آن سطح مشترک سیال/سیال با فاز جامد برخورد می کند تعریف می شود. یک سیال اگر دارای زاویه تماس ^۹۰۰ که باشد، و اگر این سیال میل به پخش شوندگی به صورت یک فیلم روی سطح جامد داشته باشد، در نتیجه این سیال ترشونده است. در نقطهی مقابل، اگر زاویهی تماس سیال کمتر از ۹ درجه باشد، و سیال روی سطح جامد به صورت قطره باقی بماند، سیالی غیرترشونده است. برهم کنش بین سیال و جامد و شرایط ترشونده است. در نقطهی مقابل، اگر زاویهی تماس سیال کمتر از ۹ بین سیال و جامد و شرایط ترشوندگی را میتوان به آسانی در مدل شبه پتانسیل بکار گرفت. نیروی

 $\mathbf{F}_{f-s}(\mathbf{x}) = -G_w \psi(\mathbf{x}) \ C_s^2 \sum_{\alpha=1}^8 w_\alpha \psi(\mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha) \ S(\mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha) \ \mathbf{e}_\alpha, \qquad (\mbox{even}_{-}\mbox{even}_{-}\mbox{even}_{-}\ \mathbf{x})$

که در این معادله S تابع اسکالری است که برای گرههای جامد برابر با یک و برای گرههای سیال برابر با صفر است. G_w و w^q را میتوان به صورت جداگانه یا با هم تنظیم نمود تا به زوایای تماس متفاوتی دست یافت. به طور کلی سه روش برای دستیابی به زوایای تماس متفاوت موجود است. ابتدا، رویکرد بسیار متداول برای این منظور تثبیت $1=(\phi)\psi$ و تغییر w^G برای دستیابی به زاویه ی تماس مورد نظر است. مقدار مثبت و منفی W^G به ترتیب منجر به زاویه ی تماس کمتر از ۹۰ درجه (آبدوستی) و زاویه ی تماس بیشتر از ۹۰ درجه (آبگریزی) میشود، در حالیکه $0=w^G$ منجر به زاویه ی تماس در جاه میشود. دوم، میتوان W^G را ثابت نگاه داشت و w^q را تغییر دادتا به زاویه ی تماس دلخواه دست یافت. در این صورت فاز جامد به عنوان حامل چگالی غیرواقعی w^q تلقی میشود. باید توجه داشت که این چگالی غیرواقعی چگالی واقعی مادهی فاز جامد نیست. در یک سیستم مایع-بخار با چگالیهای مایع و بخار به ترتیب $\rho_{\rm g} = \rho_{\rm q}$ اگر $\rho_{\rm w} = \rho_{\rm q}$ باشد، زاویهی تماس صفر بدست آمده و اگر $p_{\rm w} = \rho_{\rm g}$ باشد، زاویهی تماس ۱۸۰ درجه خواهد بود، و تغییر m در دامنهی $p_{\rm g}$ تا $\rho_{\rm l}$ منجر به تغییر زاویهی تماس در دامنهی صفر درجه تا ۱۸۰ درجه خواهد شد. شایان ذکر است که چگالی فاز جامد مقداری ثابت است و با معادلهی شبکه بولتزمن تغییر نمی کند. نکتهی مهم دیگر این است که تنظیم $m_{\rm g}$ و $m_{\rm q}$ به صورت مشترک انعطاف پذیری بیشتری را برای دستیابی به زوایای تماس مختلف فراهم می کنند، و برای جزئیات بیشتر میتوان به منبع [۸۴] مراجعه کرد.

نیروی خارجی (
$$F_b$$
) شامل نیروی گرانش (F_g)، نیروی میدان مغناطیسی (F_{mag})، نیروی
الکتریکی (F_{elec}) و سایر نیروها میباشد.

$$\boldsymbol{F}_{b} = \boldsymbol{F}_{g} + \boldsymbol{F}_{mag} + \boldsymbol{F}_{elec} + \cdots, \qquad (\boldsymbol{\Upsilon}\boldsymbol{\Upsilon}-\boldsymbol{\Upsilon})$$

توسط معادله (۲–۳۴) قابل اعمال است [۸۵]: F_g

$$\boldsymbol{F}_g = \rho \boldsymbol{g}, \tag{(\texttt{T}f-\texttt{T})}$$

که $oldsymbol{g}$ بردار شتاب گرانش میباشد.

$$\boldsymbol{F}_{mag} = -\frac{1}{2} H^2 \nabla \Lambda, \qquad (\Upsilon \Delta - \Upsilon)$$

 $H \in \Lambda$ و Λ به ترتیب اندازه میدان مغناطیسی و نفوذپذیری مغناطیسی سیال میباشند. در بخش ۲-۴-H در مورد نحوه اعمال میدان مغناطیسی که یکی از نوآوریهای این رساله میباشد، توضیح داده خواهد شد.

نحوهی استفاده از مجموع نیروی بدست آمده در معادلهی (۲–۳۳) در چارچوب شبکه بولتزمن برای پایداری عددی و دقت مدل شبه پتانسیل بسیار مهم است. معادلهی استاندارد شبکه بولتزمن با ترم برخورد BGK همراه با جمله نیرو را میتوان به صورت زیر عنوان کرد:

$$f_{\sigma,i}(\mathbf{x}, c\mathbf{e}_i\Delta t, t + \Delta t) - f_{\sigma,i}(\mathbf{x}, t) = -\frac{\Delta t}{\tau_{\sigma}} (f_{\sigma,i}(\mathbf{x}, t) - f_{\sigma,i}^{eq}(\mathbf{x}, t)) + (\Upsilon \mathcal{P} - \Upsilon)$$

 $F_{\sigma,i}(x,t),$

در این زمینه از سه طرح نیرو به وفور استفاده می شود که شامل طرح نیروی تغییر سرعت (طرح اولیهی شان و چن) [۸۱]، طرح روش اختلاف دقیق^۱ [۸۸] و طرح نیروی گو^۲ [۸۸] می باشد. این طرحها در ادامه به اختصار معرفی می شوند.

این طرح همان طرح نیروی ابتدایی بکار گرفته شده توسط شان و چن است. در این طرح، نیروی u^{eq} برهم کنش با تغییر سرعت u در تابع توزیع تعادل بکار گرفته می شود، که در این تابع u توسط u^{eq} جایگزین می شود.

$$\boldsymbol{u}^{\boldsymbol{eq}} = \boldsymbol{u} + \frac{\tau}{\rho} \boldsymbol{F} \Delta t, \qquad (\boldsymbol{\Upsilon} \boldsymbol{\Upsilon}_{-} \boldsymbol{\Upsilon})$$

در این معادله $oldsymbol{u}$ از رابطه زیر محاسبه می گردد:

$$\rho_{\sigma} \boldsymbol{u}_{\sigma} = \sum_{\sigma} f_{\sigma,i} \boldsymbol{e}_{i}, \qquad (\text{TA-T})$$

با میانگین گیری از ممنتوم قبل و بعداز مرحلهی برخورد، سرعت فیزیکی واقعی در معادلهی زیر بدست می آید:

$$\boldsymbol{u}_p = \boldsymbol{u} + \frac{1}{2\rho} \boldsymbol{F} \Delta t, \qquad (\boldsymbol{\Upsilon} \boldsymbol{9} - \boldsymbol{\Upsilon})$$

¹ Exact Difference Method (EDM)

² Gou Method

باید توجه داشت که هنگامی که طرح نیروی تغییر سرعت بکار گرفته شود، نیازی به جملهای ابتدایی در سمت راست معادلهی (۲–۳۶) نیست. این طرح نیروی تغییر سرعت به نوعی ویژگی منحصر به فرد مدل شبه پتانسیل اولیه است.

روش اختلاف دقيق

طرح روش اختلاف دقیق توسط کوپرشتوک و همکاران [۸۷] ارائه شد. این روش به صورت مستقیم از معادلهی بولتزمن نشأت گرفته است. در این طرح نیرو، جملهی نیرو در معادلهی (۲–۳۶) توسط معادلهی زیر محاسبه می شود:

$$F_{i} = f_{\sigma,i}^{eq}(\rho, \boldsymbol{u} + \boldsymbol{F} \Delta t / \rho) - f_{\sigma,i}^{eq}(\rho, \boldsymbol{u}), \qquad (\boldsymbol{f} \cdot \boldsymbol{-} \boldsymbol{f})$$

که $m{u}$ نیر توسط معادلهی (۲–۳۸) بدست میآید. F_{lpha} صرفاً اختلاف بین توابع توزیع تعادل متناظر با سرعت جرم پس و پیش از اعمال نیروی برهم کنش ذرات $m{F}$ است. سرعت واقعی سیال در روش اختلاف دقیق نیز توسط معادلهی (۲–۳۹) بدست میآید.

طرح نیروی گو

گو و همکاران [۸۸] با افزودن مستقیم شکل گسستهی نیرو به معادلهی تکامل تابع توزیع و با در نظر گرفتن تاثیر شبکهی گسسته و نقش نیرو در شار مومنتم، طرح نیرویی را معرفی کردند. در این طرح نیرو، جملهی آخر معادلهی (۲–۳۶) اینگونه محاسبه می شود:

$$F_{i} = \left(1 - \frac{1}{2\tau}\right)\omega_{i}\left(\frac{e_{i} - u^{eq}}{c_{s}^{2}} + \frac{e_{i}u^{eq}}{c_{s}^{4}}\right) \cdot F\Delta t, \qquad (\$1-\intercal)$$

در این طرح نیرو، سرعت واقعی سیال و سرعت تعادل به شکلی یکسان بیان میشوند:
$$m{u}_p \,=\, m{u}^{eq} \,=\, m{u} + rac{1}{2
ho} m{F} \Delta t$$
,, (۴۲-۲)

زمان آرامش چندگانه

جریانهای تصنعی را میتوان با استفاده از طرح زمان آرامش چندگانه نیز کاهش داد. تنظیم دقیق کمیتها در مدل شبکه بولتزمن با زمان آسایش چندگانه میتواند به شکل موثری منجر به کاهش سرعت تصنعی شود. این طرح همچنین در کاهش ویسکوزیته سینماتیک و افزایش نسبت ویسکوزیته نیز موثر است. زمان آرامش چندگانه در پیوست ۱ توضیح داده خواهد شد.

۲-۲-۲ معادلات شبکه بولتزمن برای سیالات چندفازی-چند جزئی

مروری که از نظر گذشت، بیشتر روی جریان چندفازی-تک جزئی بوده است. حال به جریان چند فازی-چند جزئی میپردازیم. سیستمهای جریان چندفازی-چند جزئی به وفور در طبیعت و در فرایندهای مهندسی مشاهده میشوند، مانند جریان مایع آب-هوا و جریانهای مایع آب-نفت. در مورد مدل شبهپتانسیل چند مولفهای، نیروی برهمکنش بین مولفههای سیال σ و $\overline{\sigma}$ در نظر گرفته میشود که مشابه با نیروی برهمکنش در معادلهی (۲–۱۶) است:

$$F_{\sigma\overline{\sigma}}(x) = -G_{\sigma\overline{\sigma}}\psi_{\sigma}(x)C_s^2 \sum_{i=1}^N w_i \psi_{\overline{\sigma}}(x+e_i)e_i, \qquad (ff-f)$$

که در آن $g_{\sigma\overline{\sigma}}$ قدرت برهم کنش بین مولفههای مختلف است و برای همگون شدن با نیروی دافعه، مثبت قرار داده می شود. می توان برای بکار گیری این نیرو در مدل شبه پتانسیل از طرح نیروی معرفی شده در بخش ۲-۲-۱-۲ استفاده نمود.

 $g_{\overline{\sigma}\overline{\sigma}} = g_{\overline{\sigma}\sigma} = g_{\overline{\sigma}\sigma}$ و $g_{\sigma\sigma}$ و $g_{\sigma\sigma}$ یکنش به نامهای $g_{\sigma\sigma}$ و $g_{\overline{\sigma}\sigma} = g_{\overline{\sigma}\sigma}$ و می شود، قدرت موجود است. در اکثر مطالعاتی که از مدل شبه پتانسیل دوفازی-دوجزئی استفاده می شود، قدرت برهم کنش بین برهم کنش در هر مولفه، به نامهای $g_{\sigma\sigma}$ و $g_{\overline{\sigma}\overline{\sigma}}$ صفر در نظر گرفته می شود و تنها قدرت برهم کنش بین مولفه های متفاوت $g_{\sigma\overline{\sigma}}$ در جداسازی فازها نقش خواهد داشت. با افزایش $g_{\sigma\overline{\sigma}}$ تا مقدار بحرانی، مولفه های متفاوت $g_{\sigma\overline{\sigma}}$ در جداسازی فازها نقش خواهد داشت. با افزایش می کنش می محلوط سیال به دو سیال تبدیل شده و بین آن دو یک سطح مشترک شکل می گیرد. با افزایش بیشتر $g_{\sigma\overline{\sigma}}$ و عرض سطح مشترک کاهش می یابد.

با این حال، مقدار بسیار بزرگ $g_{\sigma\overline{\sigma}}$ میتواند منجر به چگالی منفی یکی از مولفهها در دیگری شود. متاسفانه، با استفاده از تنها یک کمیت آزاد $g_{\sigma\overline{\sigma}}$ برای کنترل یک سیستم دو سیالی، نسبت چگالی بین مولفهها تنها از مرتبه واحد بوده و حداکثر ویسکوزیته سینماتیک قابل دستیابی کمتر از ۵ خواهد بود.

تا چندی پیش، مطالعات ناچیزی روی افزایش نسبت چگالی بین انواع مولفهها متمرکز بودهاند. شایان ذکر است که اولین گام برای افزایش نسبت چگالی بین مولفههای مختلف افزایش اختلاف چگالی بین فاز مایع و فاز گازی در یک جزء است. بدین منظور، نیروهای برهمکنش بین یک مولفههای یکسان، به نامهای $g_{\sigma\sigma}$ و $g_{\overline{\sigma}\overline{\sigma}}$ ، نقشی مهمتری را در مقایسه با قدرت برهم کنش بین فازهای متفاوت $g_{\sigma\overline{\sigma}}$ ایفا میکنند. از آنجایی که یک سیستم دوفازی-دوجزئی با نسبت چگالی بالا اغلب یک سيستم مايع-گاز است، سعى مىكنيم تا براى سادەتر نمودن بحث روى همين شرايط تمركز كنيم. مولفهی گاز را میتوان معمولاً گازی ایدهآل در نظرگرفت، از این رو نیروی برهمکنش $g_{\overline{\sigma}\overline{\sigma}}$ معمولا صفر در نظر گرفته می شود (اینجا $ar{\sigma}$ نشانگرمولفهی گازی و σ نشاگر مولفهی مایع است)، که حاصل آن بدست آمدن معادلهی حالت ایدهآل برای فاز گازی است. برای مولفهی مایع غیرایدهآل، gog ایفای نقش می کند. اگر تابع برهم کنش بین مولکولی به شکل موجود در معادله ی (۲-۱۶) بکار گرفته شود، افزایش $|g_{\overline{\sigma}\overline{\sigma}}|$ منجر به نسبت چگالی بالاتر درون جزءهای یکسان می شود، که چنین وضعیتی می توان در افزایش نسبت چگالی بین فازهای متفاوت نیز یاری رسان باشد. با این حال، حداکثر نسبت چگالی بدست آمده با استفاده از معادلهی (۲-۱۶) برای مولفهی غیرایده آل همچنان محدود و به میزان بسیاری زیادی با چگالی مورد رضایت فاصله دارد. البته با بکارگیری تابع برهمکنش بین مولکولی مناسب (یا معادلهی (۲-۲۷)) و معادلهی حالت حقیقی می توان به نسبت چگالی بالاتری دست يافت. در پایان، در یک سیستم چندفازی-چند جزئی برای تمام فازهایی که غیرایدهآل در نظر گرفته می شود، قدرت برهم کنش هرجزء باید غیر صفر باشد و برای هریک می توان از معادله ی حالت غیرایده آل استفاده نمود. به طور خلاصه، مجموع نیروی عامل بر یک مولفه اکنون شامل نیروی

برهم کنش بین فازها و نیروی برهم کنش درون مولکولی است که به صورت زیر بیان میشود:

$$F_{\sigma}(x) = -G_{\sigma\sigma}\psi_{\sigma}(x)C_{s}^{2}\sum_{i=1}^{N}w_{i}\psi_{\sigma}(x+e_{i})e_{i}$$
(۴۴-۲)
$$-G_{\sigma\bar{\sigma}}\psi_{\sigma}(x)C_{s}^{2}\sum_{i=1}^{N}w_{i}\psi_{\bar{\sigma}}(x+e_{i})e_{i},$$

$$F_{\bar{\sigma}}(x) = -G_{\bar{\sigma}\bar{\sigma}}\psi_{\bar{\sigma}}(x)C_{s}^{2}\sum_{i=1}^{N}w_{i}\psi_{\bar{\sigma}}(x+e_{i})e_{i}$$
(۴۵-۲)
$$-G_{\bar{\sigma}\sigma}\psi_{\bar{\sigma}}(x)C_{s}^{2}\sum_{i=1}^{N}w_{i}\psi_{\sigma}(x+e_{i})e_{i},$$

مشابه با معادلهی (۲–۳۲)، نیروی برهم کنش مایع–جامد توسط معادلهی زیر محاسبه میشود:

$$F_{f-s}(x) = -G_{\sigma w}\psi(x)\sum_{i=1}^{8}w_i\psi(
ho_w)S(x+e_i)e_i,$$
 (۴۶–۲)
در سیستمهای دو مولفهای، معمولاً تساوی $g_{\sigma w} = -g_{\overline{\sigma} w}$ برقرار است. میتوان توسط همان
روشهای معرفی شده در بخش ۲–۲–۱–۲ زوایای متفاوت تماس را بدست آورد.

۲ – ۳ اعمال میدان مغناطیسی در روش شبکه بولتزمن مدل شبه پتانسیل

به منظور کنترل رفتار قطرات روشهای متعددی توسط محققین پیشنهاد شده است. رفتار قطره را میتوان توسط میدان حرارتی غیریکنواخت^۱ [۸۹]، ترموکپیلاری^۲ [۹۰] و نیروهای الکترواستاتیک^۳

¹ Nonuniform Temperature Field

² Thermocapillarity

³ Electrowetting

[۹۱] کنترل نمود. همچنین اعمال میدان مغناطیسی یک روش موثر برای کنترل حرکت قطره به صورت غیر تماسی^۱ را فراهم میآورد [۹۲–۹۳].

شبیهسازی جریانهای دوفازی بدلیل مشکلات ذاتی در تعقیب سطح مشترک، بکارگیری مناسب نیروی کشش سطحی و بقای جرم، یک مسئله چالش برانگیز میباشد. در سیالات مغناطیس پذیر در مرز مشترک بین دوفاز علاوه بر تغییرات در مقادیر دانسیته و ویسکوزیته، تغییرات ناگهانی در خصوصیات مغناطیسی نیز مشاهده می شود که این امر سبب ایجاد تنش ماکسول در مرز مشترک دوفازمی گردد. در نتیجه رفتار مرزهای مشترک در سیالات فرو تحت میدان مغناطیسی کاملاً با سیالات عادی تفاوت دارند. مطالعات عددی محدودی جهت شبیه سازی قطره سیال فرو تحت میدان مغناطیسی یکنواخت با استفاده از روشهای دینامیک سیالات محاسباتی کلاسیک [۸۷، ۵۸، ۳] انجام شده است. ولي تا كنون هيچ مطالعه عددي روى سقوط قطره مغناطيس پذير در حضور ميدان مغناطیسی با استفاده از روش جدید ترکیبی شبکه بولتزمن و روش حجم محدود حل شده است. در واقع، برای حل میدان جریان و تعقیب سطح مشترک از روش شبکه بولتزمن استفاده می گردد. معادله حاکم بر میدان مغناطیسی به روش حجم محدود حل خواهد شد. اثرات میدان مغناطیسی از تنش ماکسول استخراج می گردد که بصورت یک نیروی مغناطیسی به سطح مشترک دوفاز اعمال می شود و در جاهایی که نفوذپذیری مغناطیسی ثابت میباشد، صفر میباشد. بعد از حل معادله میدان مغناطیسی، می توان نیروی میدان مغناطیسی را به صورت جمله نیرو در معادله شبکه بولتزمن اضافه نمود. به این ترتیب، با استفاده از اضافه کردن جمله نیرو، میدان جریان به روزرسانی می گردد.

۲-۴-۲ معادلات میدان مغناطیسی

معادلات ماکسول برای سیال مغناطیسی که فاقد هدایت الکتریکی باشد، به صورت زیر نوشته می شود [۵۵]:

¹Contactless Control

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{0},\tag{(\Upsilon-\Upsilon)}$$

$$\nabla \mathbf{B} = 0 , \qquad (\mathbf{f} \mathbf{\lambda} - \mathbf{f})$$

$$\mathbf{B} = \begin{cases} \Lambda_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) & c_1 \\ \alpha_0 \mathbf{H} & \alpha_0 \mathbf{C} \end{cases}, \tag{49-1}$$

 Λ_0 میباشند. و مغناطیسی و مغناطیسی پذیری میباشند. Λ_0 **H** ، **B** و **H** ، **B** و **H** ، **B** به ترتیب القای مغناطیسی، قدرت میدان مغناطیسی و مغناطیس پذیری میاده نفوذپذیری مغناطیسی محیط و برابر $\frac{N}{A^2}$ $7 - 10^{-7}$ میباشد. با فرض اینکه مغناطیس پذیری ماده به صورت خطی باشد **H** ، **D** میباشد. با فرض اینکه مغناطیس پذیری ماده به صورت خطی باشد **H** میباشد. بنابراین $\chi = (\Lambda_d / \Lambda_0 - 1)$ مغناطیس پذیری فروسیال میباشد. بنابراین القای مغناطیسی در فروسیال برابر **H** - **B** است که Λ_d مغناطیس پذیری فروسیال میباشد.

$$\nabla \left[\Lambda \, \nabla \phi \right] = 0 \;, \qquad (\Delta \cdot - \Upsilon)$$

که در رابطه فوق نفوذپذیری مغناطیسی در مرزها به شدت تغییر میکند. در نتیجه با حرکت سطح مشترک تابع پتانسیل اسکالر تغییر میکند. بنابراین نفوذپذیری مغناطیسی میتواند به صورت زیر تعریف شود[۵۵]:

$$\Lambda_{\varepsilon}(\phi) = \Lambda_{\rm d} H_{\varepsilon}(\phi) + \Lambda_{\rm c}(1 - H_{\varepsilon}(\phi)), \qquad (\Delta 1 - \Upsilon)$$

در رابطه H_{ε} تابع هیویساید اصلاح شده ' است وبه صورت زیر تعریف می شود:

$$H_{\varepsilon}(\lambda) = \begin{cases} 0 & \text{if } \rho = \rho_{1} \\ \frac{1}{2} [1 + \lambda + \frac{1}{\pi} \sin(\pi \lambda) \text{ if } \rho_{1} < \rho < \rho_{2}, \qquad (\Delta \Upsilon - \Upsilon) \\ 1 & \text{if } \rho = \rho_{2} \end{cases}$$

$$c_{\varepsilon} \text{ constrained on a structure of } \lambda = \frac{\rho_{1}}{\rho_{1} + \rho_{2}}. \qquad (\Delta \Upsilon - \Upsilon)$$

¹ Modified Heaviside Function

میدان مغناطیسی بر میدان جریان را با اضافه نمودن جمله نیروی مغناطیسی به معادله شبکه بولتزمن در نظر گرفته میشود. نیروی اعمال شده روی سیال فرو با قابلیت مغناطیس پذیری خطی در یک سیستم دما ثابت توسط روزنو [۸۵] به صورت زیر بیان میشود:

$$\mathbf{F}_{mag} = -\frac{1}{2}H^2 \nabla \Lambda. \tag{(\Delta F-T)}$$

با جایگذاری معادله (۲-۵۲) در معادله (۲-۵۴)، نیروی مغناطیسی به صورت زیر بازنویسی می-شود:

$$\mathbf{F}_{mag} = -\frac{1}{2}H^2(\Lambda_c - \Lambda_d)\delta_{\varepsilon}(\lambda)\nabla\lambda. \qquad (\Delta\Delta - \Upsilon)$$

تابع دلتای هموار اصلاح شده ٔ عبارت است از:

$$\delta_{\varepsilon}(\lambda) = \frac{\partial H_{\varepsilon}(\lambda)}{\partial \lambda} = \begin{cases} 0 & \text{if } \rho_{1} = \rho \text{ if } \rho = \rho_{2} \\ \frac{1}{2} [1 + \cos(\pi\lambda)] & \text{if } \rho_{1} < \rho < \rho_{2} \end{cases}.$$
 ($\Delta \mathcal{F}$ -Y)

¹ Modified Smoothed Delta Function

² Alternating Direction Implicit Method

فصل سوم:

اعتبارسنجى

در این فصل از چندین فیزیک متفاوت مرسوم برای اعتبارسنجی مدل و بررسی دقت روش شبکه بولتزمن و اجرای شرایط مرزی استفاده شده است. نتایج بدست آمده از پژوهش حاضر بوسیله روش شبکه بولتزمن با مطالعات تحلیلی، عددی و آزمایشگاهی محققان پیشین مقایسه شده است. برای اعتبارسنجی مسائل دو فازی از جدول ترمودینامیکی آب، برخورد قطره به سطح مایع، آزمایش لاپلاس و ناپایداری رایلی-تیلور استفاده شده است. همچنین برای اعتبارسنجی میدان مغناطیسی از یک دایره نفوذ پذیر تحت یک میدان مغناطیسی یکنواخت و تغییر شکل قطره استاتیکی تحت تاثیر میدان مغناطیسی مورد بررسی قرار گرفته است.

۳-۱ اعتبارسنجی مسائل دوفازی-تک جزئی در این قسمت، برنامه مرتبط با پژوهش حاضر، با چندین فیزیک مرسوم در مسائل دوفازی-تک جزئی مورد اعتبارسنجی قرار میگیرد.

۳–۱–۱ جدول ترموديناميكي آب

برای شبیه سازی و ترسیم نمودار فازی هر معادله ی حالت یک قطره کوچک ساکن در یک حفره مربعی، شبکه ۲۰۰×۲۰۰ در نظر گرفته شده است و شرایط مرزی برای هر دو جهت، ∑ متناوب (پریودیک) هستند. برای اطمینان ازشرایط حالت پایدار شبیه سازی برای ۴۰۰۰۰ تکرار زمانی انجام گرفته است. در این پژوهش علاوه بر معادلات حالت که از توابع شبه پتانسیل اولیه بدست میآیند (معادلات حالت شان- چن)، معادلات حالت ردلیش-کوانگ (R-K)^۱، کارن-استرلینگ^۲ (C-S) و پنگ رابینسون^۳ (P-R) مورد شبیهسازی قرار گرفتهاند. همانطوری که در شکل ۲-۸ نشان داده شد، بردارهای سرعت غیرصفر را در اصطلاح جریانهای کاذب (سرعتهای کاذب) میگویند، که با ^{*u*} نشان میدهند و نشانه انحراف از وضعیت فیزیکی واقعی می باشد. این جریانهای غیرفیزیکی کاذب در ناحیه بین دو فاز مقدار ماکزیمم خود را دارا میباشند.

شکل ۳–۱ مقایسه تغییرات $|u^s|_{max}$ را برحسب نسبت چگالی برای معادلات حالت مختلف آورده شده است. برای معادلات K و S-S نمودار تقریبا خطی است. در معادله C-S حداقل نسبت دما شده است. برای معادله R-K و S-S نمودار تقریبا خطی است. در معادله S-S حداقل نسبت دما ۹۶/۰ و برای معادله x-K همانطور که در نمودار دیده میشود، مقادیر سرعت ماکزیمم در معادله C-S کمتر از معادله x-N می-۱۹۶ می-۱۹۶ و باند. در معادله x-K می ایند. معادله x-R-K می است. در معادله S-S می معادله x-R-K می-۱۹۶ و برای معادله x-R-K می-۱۹۶ و بان معادله x-R-K می-۱۹۶ و باند. در معادله x-R-K می-۱۹۶ و باند. در معادله x-R-K می-۱۹۶ و باند. با معادله x-R-K می-۱۹۶ و باند. با معادله x-R-R می-۱۹۶ و باند. در معادله x-R-R می-۱۹۶ و باند. با معادله x-R-R می-۱۹۶ و باند x-R-R-R می-۱۹۶ و باند. با معادله x-R-R می-۱۹۶ و باند x-R-R می-۱۹۶ و باند. در معادله x-R-R می-۱۹۶ و باند. با معادله x-R-R می-۱۹۶ و باند x-R-R می-۱۹۶ و باند x-R-R می-۱۹۶ و باند x-R-R می-۱۹۶ و باند. با معادله x-R-R می-۱۹۶ و باند x-۲۰ و باند x-۲۰ و باند x-۲۰ می-۱۹۶ و باند x-۲۰ و باند x-

برای ارزیابی دقیقتر معادلات حالت، منحنیهای پیوستگی بدستآمده از مدلسازی را با منحنی-های تئوری پیش بینی شده توسط ماکسول مقایسه کردیم. شکل ۳–۲ منحنیهای پیوستگی بدست-آمده از مدلسازی با معادلات حالت مختلف را میدهد. نتایج حاصل از مدلسازی با معادله R-K، تطابق بیشتری با منحنی تئوری دارد. البته معادله R-R نیز از مطابقت خوبی برخوردار می باشد و فقط انحراف کمی در شاخه فاز بخار دارد. البته این انحراف از طبیعت معادله حالت ناشی می شود؛ بطوریکه با کاهش بیشتر دما نسبت به دمای بحرانی، نسبت چگالی بسیار افزایش می یابد. برای معادله R-R نسبت چگالی بیشتر از هزار می باشد که باعث می شود تغییر بسیار کوچکی در چگالی فاز مایع

¹ Relich–Kwong

² Carnahan–Starling

³ Peng-Robinson

نوساناتی را در چگالی فاز بخار بههمراه داشته باشد. نتایج حاصل از مدلسازی با معادله C-S نیز، نسبت به دو معادله دیگر انحراف بیشتری را نشان میدهد. با توجه به اینکه معادله P-R دارای سرعت های کاذب کوچکتر و همچنین ظرفیت بیشتری برای نسبت چگالی بالاتر دارد و تطابق نسبی بالایی با منحنی پیوستگی ماکسول دارد، بقیه مدلسازیها را با معادله P-R انجام میدهیم.



شکل ۳-۱: مقایسه تغییرات سرعت کاذب ماکزیمم بر حسب نسبت چگالی برای معادلات حالت R-K ،C-S و P-R.



شکل ۳-۲: مقایسه منحنیهای پیوستگی حاصل از مدلسازی با نتایج تئوری.

۳-۱-۳ برخورد یک قطره به سطح مایع

برای نشان دادن بهتر توانایی بالای این مدل در شبیه سازی جریان های دینامیکی، برخورد یک قطره به سطح مایع در نظر گرفته شده است. شکل ۳–۳ مراحل مختلف دینامیک برخورد قطره روی یک فیلم نازک مایع نشان می دهد. قطره در زمان اولیه با سطح مایع برخورد می کند. برای نشان دادن نتایج اعداد بی بعد زمان بی بعد (t*)، ضخامت بی بعد فیلم مایع (H*)، عدد رینولدز و عدد آنسرج (Oh) بصورت زیر تعریف می شوند:

$$\mathbf{t}^* = \frac{Ut}{D} , \mathbf{H}^* = \frac{H}{D}, \mathbf{Re} = \frac{UD}{v_d}, \mathbf{Oh} = \frac{\mu_d}{\left(\rho_d \sigma D\right)^{1/2}}.$$
 (1-7)

شرط مرزی عدم لغزش برای دیوارههای بالا و پایین و شرط مرزی پریودیک برای مرزهای چپ و راست در نظر گرفته شده است. شبیهسازی در نسبت دانسیته ۱۰۰۰، Re=۱۴۰۰، Re=۱۴۰۰ و H*=۰/۲۵ انجام شده است. همانطور که مشاهده میشود، قطره با برخورد به سطح مایع سبب بالا آمدن آن و شکل گیری تاج می گردد که قطر و ارتفاع این تاج با گذر زمان افزایش مییابد. لبهی تاج معمولاً ناپایدار است و بعد از مدّت مشخصی قطرههای ثانویه از آن جدا میشوند.



شکل ۳-۳: تغییرات زمانی برخورد یک قطره روی فیلم نازک مایع.

 r_c تغییرات شعاع تاج بیبعد (r_c/D) نسبت به زمان بیبعد در شکل ۳–۴ نشان داده شده است. $r_c/D = r_c/D$ شعاع تاج میباشد. بهترین منحنی که از نتایج شبیهسازی عبور میکند، منحنی با معادله $r_c/D = r_c/D$ 1.29 $(t^*)^{0.5}$ میباشد که به قانون توان معروف است. این منحنی به خوبی با نتایج آزمایشگاهی [۹۴] تطابق دارد.



شکل ۳–۴: تغییرات شعاع تاج بی بعد (r_c/D) نسبت به زمان بی بعد.

۲-۲ اعتبارسنجی مسائل دوفازی-دو جزئی

در این قسمت، برنامه مرتبط با پژوهش حاضر، با چندین فیزیک مرسوم در مسائل دوفازی-تک جزئی مورد اعتبارسنجی قرار می گیرد.

۳–۲–۱ آزمایش لاپلاس قانون لاپلاس بیان می کند که در غیاب اثرات نیروهای جاذبه و لزجتی و درحضور اثرات کشش سطحی و اختلاف فشار، اگر شکل یک ذره سیال، از دایره در حالت دوبعدی منحرف شود، در حالت نهایی شکل آن باید دوباره به دایره تبدیل می شود و رابطه تحلیلی زیر، برای اختلاف فشار بین درون و بیرون یک قطره (در حالت دوبعدی) بر اثر نیروهای کشش سطحی برقرار می باشد.

¹ Power law

$$\Delta P = \frac{\gamma}{R'},\tag{(Y-Y)}$$

در رابطه فوق γ ضریب کشش سطحی و R شعاع قطره است. برای شبیه سازی این مسئله از میدان شبکه ۲۰۰×۲۰۰ استفاده شده است و شرط مرزی پریودیک در چهار طرف دامنه محاسباتی اعمال شده است. شکل ۳–۵ نتایج مربوط به شبیه سازی را برای شبکه بندیهای مختلف نشان می دهد. محور افقی مقادیر معکوس شعاع و محور عمودی اختلاف فشار بین داخل و خارج قطره در واحد شبکه بولتزمن می باشد. همان طور که در مراجع مختلف اشاره شده است، نتایج حاصل یک خط راست و شیب آن نیز کشش سطحی است. شیب این خطوط برای شبکههای ۲۰۱×۲۰۰، ۱۶۰×۱۶۰ باشد. با توجه به اینکه برای شبکهی ریزتر از ۲۰۰×۲۰۰ تغییرات کشش سطحی اندک است، مقدار باشد. با توجه به اینکه برای شبکهی ریزتر از ۲۰۰



۳–۲–۲ بههم پيوستن قطرات

در این مسئله، که یکی از مسائل متداول در ارزیابی روشهای ارائه شده در شبیهسازی جریانهای چندجزئی است، دو قطره به فاصله اندکی از یکدیگر، درون یک دامنه محاسباتی بدون هیچگونه میدان سرعت، قرار می گیرند. نیروهای واندروالس باعث کشش بین دو قطره شده و پل سیال^۱ بین دو قطره تشکیل می شود [۹۵]. پل سیال به آرامی به وسیله نیروی کشش سطحی بزرگ تر می شود. این روند ادامه دارد تا زمانی که دو قطره یکی شده و سطح مقطع حداقل را نتیجه می دهند. برای شبیه سازی این مدل فیزیکی از میدان شبکه ۲۰۰×۲۰۰ استفاده شده است و شرط مرزی پریودیک در چهار طرف دامنه محاسباتی اعمال شده است. شعاع هر قطره معادل ۲۰R می باشد که دو قطره با

همانطور که در شکل ۳–۶ قابل مشاهده است، در ابتدا دو قطره هماندازه در کنار هم قرار دارند و با گذر زمان به آرامی دو قطره با یکدیگر یکی میشوند. پل رابط بین دو قطره به آرامی تحت تاثیر نیروی تنش سطحی رشد می کند تا زمانی که پل رابط معنای خود را از دست داده و در واقع به یک قطره در راستای کمترین سطح تغییر کرده و در نهایت به یک قطره دایرهای شکل تبدیل میشود. در شبیه-سازی حاضر، دو قطره بعد از ۲۰۰۰ گام زمانی کاملا یک قطره جدید را تشکیل میدهند.



۳-۲-۳ ناپایداری رایلی-تیلور

ناپایداری رایلی-تیلور بیان می کند وقتی یک سیال سنگین تر روی یک سیال سبک تر قرا داده می شود، گرانش یا اغتشاش کوچک در سطح مشترک بین دوفاز سبب می شود که سیال سنگین تر به سمت

¹ Liquid Bridge

پائین و سیال سبکتر به سمت بالا حرکت کند. در مساله حاضر، یک اغتشاش اولیه مطابق رابطه (۳-۳) به عنوان تحریک اولیه در سطح مشترک دو سیال اعمال میشود.

$$y = \frac{L}{2} + 0.1 W \cos(\frac{2\pi x}{W}),$$
 (٣-٣)

اندازه شبکه محاسباتی ۵۱۰×۱۳۰W=1 در نظر گرفته شده است. در این مساله، شرایط مرزی عدم لغزش در مرزهای بالا و پائین و شرط تناوبی در مرزهای چپ و راست اعمال شده است. عدد رینولدز مساله بصورت $U = \sqrt{W \ g}$ می گردد.

 $t^* = t^*$ نتایج برای عدد رینولدز ۲۵۶ و نسبت دانستیه ۳ برای زمانهای بی بعد مختلف ($t^* = t^*$ نتایج برای عدد رینولدز ۲۵۶ و نسبت داست. مشاهده می شود که در لحظات نخست جابجایی دو $t \sqrt{W/g}$ سیال ($t \sqrt{W/s}$) در شکل ۳–۷ نشان داده شده است. مشاهده می شود که در ادامه این تقارن از بین می-سیال ($t^* > t^*$)، تغییر شکل سطح مشترک ماهیتی متقارن داشته و در ادامه این تقارن از بین می-رود. این پدیده ابتدا توسط دالی [۹۶] و سپس توسط محققان دیگر [$t^* - t^*$] مطالعه شده است.



شکل ۳–۷: سیر تکاملی نحوه جابجایی دو سیال در ناپایداری رایلی-تیلور در رینولدز ۲۵۶ و نسبت دانسیته ۳ در زمانهای بیبعد مختلف.

۳-۲-۴ میدان مغناطیسی یکنواخت

همانطور که بیان شد، یکی از نوآوریهای رساله حاضر، بررسی اثر میدان مغناطیس روی فرآیند تشکیل قطره میباشد. برای اینمنظور، از روش جدید ترکیبی شبکه بولتزمن و روش حجم محدود استفاده شده است. برای حل میدان جریان و تعقیب سطح مشترک از روش شبکه بولتزمن مدل شبه-پتانسیل استفاده می گردد. معادله حاکم بر میدان مغناطیسی به روش حجم محدود حل خواهد شد. اثرات میدان مغناطیسی از تنش ماکسول استخراج می گردد که بصورت یک نیروی مغناطیسی به سطح مشترک دوفاز اعمال میشود و در جاهایی که نفوذپذیری مغناطیسی ثابت میباشد، صفر می-باشد. بعد از حل معادله میدان مغناطیسی، میتوان نیروی میدان مغناطیسی را به صورت جمله نیرو بر معادله شبه-پتانسیل اضافه نمود. به این ترتیب، با استفاده از اضافه کردن جمله نیرو، میدان جریان به روزرسانی می گردد.

در بخشهای قبلی همین فصل با انجام تستهای گوناگون، صحت حل میدان جریان اثبات شد. برای اعتبارسنجی میدان مغناطیسی نیز دو حالت مورد بررسی قرار می گیرد: پتانسیل مغناطیسی داخل و اطراف یک قطره نفوذپذیر و تغییر شکل قطره استاتیکی تحت تاثیر میدان مغناطیسی.



۲-۲-۴ پتانسیل مغناطیسی داخل و اطراف یک قطره نفوذپذیر

۳–۲–۴–۲ تغییر شکل قطرہ استاتیکی تحت تاثیر میدان مغناطیسی

بمنظور اعتبارسنجی کوپل میدان مغناطیسی و روش شبکه بولتزمن، شکل تعادلی قطره سیال مغناطیس پذیر در یک میدان مغناطیسی یکنواخت در غیاب نیروی گرانش شبیه سازی شده و با نتایج آزمایشگاهی فلمنت و همکاران [۱۰۲] مقایسه شده است. آنها کارهای آزمایشگاهی خود را در یک محفظه هل-شاو¹ انجام دادند. به این صورت که یک سیال مغناطیس پذیر در داخل یک سیال محفظه هل-شاو¹ انجام دادند. به این صورت که یک سیال مغناطیس پذیر در داخل یک سیال معناطیس پذیر در داخل یک سیال معناطیس پذیر در داخل یک سیال محفظه هل-شاو¹ انجام دادند. به این صورت که یک سیال مغناطیس پذیر در داخل یک سیال معناطیس پذیر در داخل یک سیال معامی مابین دو صفحه با فاصله اندک قرار دارند را تحت میدان مغناطیسی در نظر گرفته شده و شرایط مرزی مغناطیسی در نظر گرفته شده برای ایجاد میدان مغناطیسی در راستای Y را نشان میدهد. قطره سیال فرو به شعاع R و نفوذ پذیری برای ایجاد میدان مغناطیسی در راستای Y در مرکز محدوده محاساتی $X \times R \times R$ در نظر بگیرید.

¹ Hele-Shaw cell



شکل ۳-۹: شرایط مرزی تابع اسکالر پتانسیل برای میدان مغناطیسی عمودی.

شکل ۳–۱۰ مقایسه بین نتایج حاصل از کار عددی حاضر با نتایج آزمایشگاهی فلمنت و همکاران [۱۰۲] برای قطره سیال فرو در حضور میدان مغناطیسی با قدرتهای مختلف را نشان میدهد. به منظور بررسی تاثیر میدان مغناطیسی بر روی تغییر شکل قطره سیال فرو عدد باند مغناطیسی به صورت $\frac{\Lambda_0 D H_0^2}{\gamma}$ = Bo_m تعریف میشود که نسبت نیروی مغناطیسی به نیروی کشش سطحی میباشد. همان طور که مشاهده می کنید تطابق خوبی بین شکل قطره حاصل از نتیجه عددی حاضر با کار آزمایشگاهی برقرار است. همان طور که انتظار داشتیم، قطره در راستای میدان مغناطیسی تا زمانیکه به حالت پایدار برسد، کشیده میشود. با افزایش قدرت میدان مغناطیسی نیروی مغناطیسی افزایش یافته، در نتیجه میزان تغییر شکل قطره در راستای میدان مغناطیسی افزایش

به منظور بررسی خطای عددی، نسبت طول به عرض(b/a) قطره در حال تعادل، که b محور عمور محور و a محور افقی میباشد، برای حالت Bo_m =۳/۵ از شکل۳-۱۰ محاسبه شده و با نتایج فلمنت مقایسه شده است. خطای نسبی نتایج شبیهسازی، به صورت زیر محاسبه می شود:

Relative error
$$(\%) = \left| \frac{\left(\frac{b}{a}\right)_{Exp} - \left(\frac{b}{a}\right)_{Sim}}{\left(\frac{b}{a}\right)_{Exp}} \right| \times 100$$
 (4-7)

دد. $\left[\frac{b}{a}\right]_{Sim} = \frac{b}{a} \left[\frac{b}{a}\right]_{sim}$ مقادیر طول به عرض آزمایشگاهی و شبیهسازی را به ترتیب نشان میدهند. نتایج شبیهسازی برای اندازه شبکه مختلف در واحد شبکه بولتزمن رسم شده است. مقادیر خطا در شکل ۳–۱۱ برای مقادیر مختلف اندازه شبکه در واحد لتیس را نشان میدهد. نتایج نشان میدهد که خطای عددی با افزایش اندازه شبکه، کاهش مییابد.



شکل ۲–۱۰: شکل تعادلی قطره سیال مغناطیس پذیر تحت میدان مغناطیسی در راستای y برای باندهای مغناطیسی مختلف: الف: $Bo_m = 1/6$ ، ب: $Bo_m = 7/6$ ، پ: $Bo_m = 8/7$ و ت: $Bo_m = 8/7$.



شکل ۳–۱۱: مقادیر خطای نسبی بر حسب اندازه شبکه برای حالت Bo_m=۳/۵.

فصل چهارم:

نتايج و بحث

در این فصل نتایج مربوط به شبیه سازی حاضر در خصوص صعود حباب یا سقوط قطره در اثر گرانش در حضور میدان مغناطیسی متقاطع بیان شدهاند. بمنظور بیان بهتر مطالب نتایج در سه بخش ارائه شدهاند:

۱- صعود حباب در اثر گرانش،
 ۲- سقوط قطره در اثر گرانش تحت میدان مغناطیسی یکنواخت و
 ۳- سقوط قطره در اثر گرانش تحت میدان مغناطیسی غیریکنواخت.

۴-۱ صعود حباب در اثر گرانش

در این بخش، صعود حباب در اثر گرانش مطالعه می شود. در ابتدا به اعتبار سنجی کد مربوطه در زمینه صعود تک حباب و صعود دو حباب پشت سرهم در آرایش متقارن و نامتقارن می پردازیم. سپس اثر تغییرات کمیتهای گوناگون از جمله عدد اتووس و عدد مرتن روی تغییر شکل تک حباب با جزئیات مورد ارزیابی قرار می گیرد. در انتهای این بخش نیز، نتایجی در مورد صعود دو حباب مورد بررسی قرار می گیرد.

۴-۱-۱ اعتبارسنجی صعود تک حباب موضوع حرکت حباب توسط بسیاری از محقیقن موردتوجه قرار گرفته است [۹۶-۹۷]. اولین مطالعات در این زمینه توسط گریس [۹۶] انجام شده است. آنها حرکت آزادانه حباب در یک سیال لزج ساکن

را بهصورت تجربی مورد مطالعه قرار دادند و نتایج خود را بر روی یک نمودار، که به نمودار گریس معروف است (شکل ۴–۱) نشان دادهاند. محور افقی نمودار نشان دهنده عدد اتووس، محور عمودی عدد رینولدز و محوری که در درون نمودار و با مقیاس لگاریتمی نشان داده شده است، نشان دهنده عدد مرتن میباشد. امروزه این نمودار مبنای اعتبارسنجی اکثر کارهای عددی است که در زمینه حرکت حباب انجام میشود. اعداد بیبعد رینولدز، مرتن و اتووس به صورت زیر تعریف میشوند:

$$Mo = \frac{g\mu_c^4 \Delta \rho}{\rho_c^2 \gamma^3}, Eo = \frac{g\Delta \rho D^2}{\gamma}, Re = \frac{\rho D U}{\mu_c}, \qquad (1-\xi)$$

در این روابط $\Delta \Delta$ اختلاف چگالی دوفاز، μ_c لزجت فاز مایع، D قطر موثر حباب و U سرعت میانگین حباب میباشند. در انجام مدلسازی ها رویه معمول بر این است که مقادیر دو عدد اتووس و مرتن مشخص بوده و بر اساس آن ها شکل نهایی حباب برای هر حالت روی نمودار مشخص می گردد. با انتخاب چند عدد مرتن و اتوس مختلف که مقادیر آن ها در جدول ۴–۱ نشان داده شده است. شکل نهایی حباب برای هر حالت روی نمودار مشخص می گردد. با انتخاب چند عدد مرتن و اتوس مختلف که مقادیر آن ها در جدول ۴–۱ نشان داده شده است. شکل نهایی حباب در گامهای زمانی مناسب تا زمانیکه حباب به حالت پایدار برسد، در شکل ۴–۲ نشان داده شده است. شکل نهایی حباب در گامهای زمانی مناسب تا زمانیکه حباب به حالت پایدار برسد، در شکل ۴–۲ نشان داده شده است. سرانه شده است. شرایط مرزی تناوبی برای بالا و پائین و شرایط مرزی دیوار برای سمت چپ و راست داده شده است. شرایط مرزی ایرای صعود حباب در نظر گرفته شده است. همچنین زمان بی بعدی که در شبیه- دامنه محاسباتی برای صعود حباب در نظر گرفته شده است. همچنین زمان بی بعدی که در شبیه سازی استفاده می گردد بصورت $\frac{D}{g}$ می باشد. همانطور که ملاحظه می شود، تطابق خوبی بین نایع حاضر با نتایج گریس وجو دارد.



شکل ۴-۱: نمودار گریس برای بررسی تغییر شکل حباب [۹۶].

جدول ۴–۱ مفادیر اعداد بی بعد انتخاب شده از نمودار گریس.				
عدد مرتن	عدد اتووس	حالت		
۲,۷۵×۱۰ ^{-۶}	١	الف		
$\Delta \times 1 \cdot -\Delta$	۵	ب		
1×1• ⁻⁴	١.	پ		

۳۰

٨٠

ت

ث

۳×1.-۴

 $r \times 1 \cdot r^{-1}$

. . .



همچنین مطالعات تجربی دیگری در زمینهی حرکت یک حباب بالارونده تحت اثر نیروی گرانش در یک سیال لزج توسط کلیفت و همکاران [۱۰۳] و بعد از آن بهطور کامل تر توسط باگا و وبر [۱۰۴] انجام شده است. شکل ۴-۳ مقایسه بین نتایج عددی حاضر با نتایج آزمایشگاهی باگا و وبر [۱۰۴] در اعداد بی بعد مختلف، در زمینهی صعود تک حباب را نشان می دهد. همانطور که ملاحظه می شود، نتایج تطابق نسبتاً خوبی با نتایج آزمایشگاهی در رژیمهای مختلف جریان را نشان می دهد.



وبر [۱۰۴] و (ب) شکل نهایی حباب در پژوهش حاضر .

۴–۱–۲ نتایج مدلسازی عددی صعود تک حباب

جدول ۴-۲ بهطور خلاصه کمیتهای مورد شبیهسازی در این قسمت را نشان میدهد. شکل ۴-۴ سیر تکاملی صعود حباب را در زمانهای بیبعد مختلف برای موارد در نظر گرفته شده در جدول ۴-۲ را نشان میدهد. در این حالتها شبیهسازی در نسبت چگالی دوفاز ۸۰ و نسبت لزجت ۶ انجام شده است.

عدد مرتن	عدد اتوس	حالت
Υ,ΥΔ×١· ^{-۶}	١	الف-۱
1×1· ⁻⁰	١	الف-۲
7,77×1·- ^{-۵}	١	الف-۳
۱,٣×۱۰ ^{-۵}	۵	ب-۱
۵×۱۰ ^{-۵}	۵	ب-۲
۱,۳۷×۱۰ ^{-۴}	۵	ب-٣
Υ,ΥΔ×Ι· ^{-Δ}	١.	پ-۱
1×1+ ⁻⁴	۱.	پ-۲
۲, ۷۳×۱۰ ^{-۴}	۱.	پ-٣
۲, <i>۷۶</i> ×۱۰ ^{-۵}	٣٠	ت-۱
۳×۱۰ ^{-۴}	٣٠	ت–۲
۸,۱۴×۱۰ ^{-۴}	٣٠	ت-٣

جدول ۴-۲: مقادیر اعداد بیبعد مورد استفاده در این شبیه سازی برای نسبت چگالی ۸۰.

همانطور که از شکل پیداست، برای مقادیر اعداد اتووس کم، (ا≥Eo)، حبابها کروی باقی می-مانند. با افزایش عدد اتووس (۳۰≥Eo≥ ۲)، حباب-ها تقریبا شکل بیضوی مییابند که قسمت عقبی حبابها تقریبا صاف میباشد. برای اعداد اتووس بزرگتر از ۳۰، حبابها به شکل کلاه-کروی در می-آیند.



در شکل ۴-۵ خطوط جریان برای چهار حالت جدول ۴-۲ به ترتیب الف-۱، ب-۳، پ-۳ و ت-۳ رسم شده است. همانطور که از شکل مشخص است، در حالتی که تغییر شکل کوچک می باشد، دنباله-
ای پشت حباب تشکیل نمی گردد. ولی وقتی حباب دچار تغییر شکل بیشتری می شود، دنباله های بزر گتر پشت حباب ایجاد می گردد.

شکل ۴-۶ نمودار عدد رینولدز بر حسب زمان بیبعد برای سه حالت در نظر گرفته شده در جدول ۲-۴ را نشان میدهد. همانطور که میبینم، برای هر حالت در نظر گرفته شده، عدد رینوادز به یک مقدار ثابتی میرسد که نشان دهنده آن است که حباب به شکل نهایی خود را یافته و با یک سرعت ثابتی صعود میکند.





شکل ۴-۶: عدد رینولدز بر حسب زمان بی بعد برای سه حالت در نظر گرفته شده در جدول ۴-۲.

۴–۱–۳ اعتبارسنجی صعود دو حباب

بمنظور بررسی اثر موج حباب جلو روی حباب بعدی در این بخش دو حالت مورد بررسی قرار خواهد گرفت. شکلهای ۴-۷ و ۴-۸ نتایج تحقیق حاضر را در مقایسه با کار دلونجی و همکاران [۱۰۵] و براتون و کورونی [۱۰۶] برای صعود دو حباب هممحور و غیرهممحور را نشان میدهد.

ابتدا دو حباب یکسان و هم محور با قطر یکسان، که بطور عمودی قرار گرفته اند و با فاصله ۱/۵ برابر قطر اولیه حباب از هم جدا شده اند را در نظر گرفتیم. اعداد اتووس و مرتن برابر ^۴-۱۰×۲=M0 و Eo=۱۶ می باشد. در شکل ۴–۷ روند تغییر شکل هر یک از حباب ها تا لحظه ادغام نشان داده شده-است. در این حالت حباب جلویی در مایع اطراف آزادانه صعود می کند و حباب عقبی تحت تاثیر حباب جلویی قرار می گیرد و هنگام ورود به ناحیه کم فشار حباب جلویی تغییر شکل بیشتری می دهد. این ناحیه کم فشار سبب افزایش سرعت در قسمت بالایی حباب پایینی می شود و با گذشت زمان، بسرعت فاصله دو حباب کاهش یافته، منجر به برخورد و درنهایت ادغام دو حباب می شود.



شکل ۴–۷: مقایسه فرآیند صعود دو حباب پشتسرهم هممرکز(الف) پژوهش حاضر با (ب) نتایج دلونوجی و همکاران[۱۰۵].

در مدلسازی دوم، دو حباب همسان با قطرهای یکسان که بصورت غیر هممحور قرار گرفتهاند، در نظر گرفته در میباشد. نظر گرفته شده است. فاصله مرکز به مرکز آنها در جهت عمودی، ۱/۵برابر قطرشان میباشد. مدلسازی برای ^۴-۱۰×۳=Mo و ۱۶=E2 انجام شده است. در شکل ۴–۸ نتایج با نتایج براتون و کورونی [۱۰۶] مقایسه شده است. مانند مورد دو حباب هممحور، حباب عقبی تحت تاثیر حباب جلویی قرار می گیرد و هنگام ورود به ناحیه کمفشار حباب جلویی تغییر شکل بیشتری می یابد. در هردو مورد نتایج حاصل از مقایسه تطابق نسبتاً خوبی را نشان می دهد.



شکل ۴−۸: مقایسه فرآیند صعود دو حباب پشتسرهم غیرهم مرکز (الف) پژوهش حاضر با (ب) نتایج برترون و کورونی[۱۰۶].

۲-۴ سقوط قطره در اثر گرانش تحت میدان مغناطیسی یکنواخت

در این بخش، سقوط قطره در اثر گرانش در عدم حضور و حضور میدان مغناطیسی مطالعه می شود. در ابتدا به اعتبارسنجی کد مربوطه در زمینه سقوط تک قطره تحت گرانش می پردازیم. سپس نتایج مربوط به مدل سازی سقوط قطره تحت گرانش ارائه می شود. در قسمت بعد به اعتبارسنجی تغییر شکل قطره ساکن تحت میدان مغناطیسی می پردازیم. در انتهای این بخش نیز، نتایج مربوط به سقوط قطره سیال فرو در اثر گرانش در حضور میدان مغناطیسی بیان می شود. اثر تغییرات کمیتهای گوناگون از جمله عدد قابلیت نفوذ پذیری، راستای میدان مغناطیسی و عدد باند مغناطیسی با جزئیات مورد ارزیابی قرار می گیرد.

۴-۲-۴ اعتبارسنجی سقوط قطره

بمنظور اعتبارسنجی شبیه سازی سقوط قطره در اثر گرانش،، نتایج عددی حاضر در با نتایج عددی هان و تراگوسون [۲] و موسوی و همکارانش[۳۸] مقایسه شده است.

شکلهای ۴-۹ و ۴-۱۰ بهترتیب، مقایسه بین نتایج عددی حاضر با نتایج عددی هان و تراگوسون [۲] و نتایج عددی موسوی و همکاران [۳۸]را نشان میدهد. همانطور که ملاحظه می شود، تطابق خوبی از نظر کیفی وجود دارد.



شکل ۴-۹: مقایسه سیر تکاملی سقوط قطره نتایج عددی حاضر (سمت راست) و نتایج هان و تراگوسون (سمت چپ).



شکل ۴-۱۰: مقایسه سیر تکاملی سقوط قطره نتایج عددی حاضر با نتایج عددی موسوی و همکاران [۳۸].

۴-۲-۴ اعتبارسنجی اعمال میدان مغناطیسی

برای اعتبارسنجی میدان مغناطیسی، خطوط پتانسیل مغناطیسی داخل و اطراف یک قطره نفوذپذیر با نتایج عددی افخمی و همکاران [۵۰] و شکل تعادلی قطره بعد از اعمال میدان مغناطیسی با نتایج عددی غفاری و همکاران [۵۷] تحت تاثیر میدان مغناطیسی یکنواخت مقایسه می شود.

شکل ۴–۱۱ خطوط میدان مغناطیسی اطراف قطره نفوذپذیر نتایج عددی حاضر(سمت راست) برای $\frac{1}{2} = \frac{2}{\Lambda_1}$ در مقایسه با نتایج افخمی و همکاران [۵۰] (سمت چپ) را نشان میدهد. در این حالت، راستای میدان مغناطیسی در جهت *y* میباشد. خطوط میدان مغناطیسی یکنواخت به دلیل تغییر نفوذپذیری، در مرز مشترک بین دوفاز تغییر میکند. خطوط میدان در داخل و در نقاط دور از قطره یکنواخت باقی میمانند و بدلیل اینکه قابلیت نفوذپذیری سیال اطراف قطره کمتر از سیال داخل قطره میباشد، خطوط میدان مغناطیسی به سمت داخل قطره خم میشوند. نتایج مشابهی توسط افخمی و همکاران [۵۰] نیز به دست آمده است (شکل ۴–۱۱–ب).



شکل ۴-۱۱: مقایسه خطوط میدان مغناطیسی اطراف و داخل قطره(الف) نتایج عددی حاضر با (ب) نتایج عددی افخمی و همکاران[۵۰].

همانطور که در بخش ۳–۲–۴–۲ بیان شد، چنانچه یک قطره مغناطیس پذیر که دارای قابلیت نفوذ پذیری متفاوت با سیال اطراف می باشد، در غیاب نیروی گرانش، تحت میدان مغناطیسی قرار گیرد، قطره در راستای میدان کشیده می شود. شکل ۴–۱۲ نسبت طول به عرض (*b/a*) نتایج عددی حاضر در مقایسه با نتایج عددی غفاری و همکاران [۵۷] در قابلیتهای نفوذ پذیری متفاوت برای Bom=۲/۱۳ را نشان می دهد. همان طور از شکل پیداست، تطابق خوبی بین نتیجه عددی حاضر با نتایج عددی غفاری و همکاران [۵۷] وجود دارد. همان طور که می بینیم، با افزایش نفوذ پذیری مغناطیسی نسبت طول به عرض افزایش می یابد.



شکل ۴–۱۲: مقایسه نتایج عددی حاضر با نتایج عددی غفاری و همکاران [۵۷] برای نسبت طول به عرض (b/a) در قابلیتهای نفوذپذیری مختلف در ۲/۱۳.

۴–۲–۳ نتایج مدلسازی سقوط یک قطره تحت گرانش در حضور میدان مغناطیسی

يكنواخت

در این بخش، سقوط قطره سیال فرو در سیال غیر مغناطیسی تحت اثر میدان مغناطیسی یکنواخت در جریان دوفازی به صورت عددی مطالعه میشود. همانطور که بیان شد، برای این منظور، از روش ترکیبی شبکه بولتزمن مدل شان- چن و روش حجم محدود استفاده شده است. معادله شبکه بولتزمن با استفاده از اضافه کردن ترم نیروی مغناطیسی جهت به روزرسانی میدان جریان حل می-شود، در حالیکه معادله القاء مغناطیسی به روش حجم محدود برای محاسبه میدان مغناطیسی حل خواهد شد. تاثیر عدد باند مغناطیسی، ضریب نفوذپذیری مغناطیسی و جهت میدان مغناطیسی بر روی سقوط قطره سیال فرو مورد بررسی قرار گرفته است.

بمنظور اینکه فرض سقوط آزاد قطره در نظر گرفته شود یعنی قطره در حال سقوط تحت تاثیر دیوارههای کانال نباشد، در جدول ۴–۳ مقادیر عدد رینولدز برای ۵=Eo و ۰/۱۰۵ها برای نسبت پهنای (W/D) مختلف بین ۳ تا ۹ ارائه شده است. با توجه به دادههای جدول ۴–۳، تغییرات عدد رینولدز برای نسبتهای ۲V/D بسیار اندک است و میتوان از اثرات دیوار چشمپوشی نمود. با توجه به مطالب بیان شده، در این شبیه سازی برای سقوط قطره منفرد، نسبت ۲V/D در نظر گرفته می-شود. همچنین، اندازه طولی کانال برای شبیه سازی سقوط قطره منفرد، نسبتی به اندازه کافی بزرگ باشد تا قطره شکل نهایی خود را یافته و با سرعت ثابت حرکت کنند. به همین دلیل، طول کانال ۲ برابر قطر اولیه قطره در نظر گرفته میشود.

٩	٨	۷	۶	۵	۴	٣	W/D
۳۱/۲ ۸	۳۱/۰۸	۳۰/۹۲	۳۰/۷۷	۳۰/۳۳	22/22	11/84	Re

جدول ۴–۳: مقادیر عدد رینولدز برای Eo=۵ و Oh_d=۰/۱۰۵ برای نسبت پهنای (L/D) مختلف.

برای بررسی استقلال حل از شبکه به ابعاد ۷۷۵×۷۵۲، چهار شبکه محاسباتی بصورت (۲۵۰×۲۵۰) M4 برای شکل قطره در یک M3(۳۵۰×۸۵۰)، (۲۵۰×۶۸۰) M4 برای شکل قطره در یک زمان در نظر گرفته شده و در شکل (۴–۱۰) برای اتووس ۲۴ و آنسرج ۱۵/۰ نشان داده شده است. همانطور که در شکل ملاحظه می شود شکل قطره برای حالت M3 تغییر چندانی نمی کند. درنتیجه این نوع شبکه محاسباتی دارای دقت قابل قبولی بوده و باعث کاهش هزینه محاسباتی می گردد.



شکل ۴–1۳: بررسی استقلال حل از شبکه برای تغییر شکل سقوط قطره در اتووس ۲۴ و آنسرج ۰/۱۵.

شکل ۴–۱۴ خطوط میدان مغناطیسی حول قطره مغناطیسی در حال سقوط تحت میدان مغناطیسی یکنواخت در زمانهای بیبعد مختلف (*)) را نشان میدهد. زمان بیبعد بصورت = *t مغناطیسی یکنواخت در زمانهای بیبعد مختلف (*)) را نشان میدهد. زمان بیبعد بصورت = *t $T/(D/g)^{0.5}$ تعریف میشود. در شکل ۴–۱۴–الف و ۴–۱۴–ب به ترتیب راستای میدان مغناطیسی در جهت y و در جهت x می باشد. تغییر شکل قطره به ازای اتوس ۵/۰، آنسرج ۲۰/۰ (عدد بیبعد آنسرج که نسبت نیروی لزجی به نیروی کشش سطحی میباشد و به صورت $\frac{\eta_c}{\gamma D\rho_c}$ = 00 تعریف میشود) و باند مغناطیسی ۲/۴ نشان داده شده است. در این قسمت نفوذپذیری قطره مغناطیسی ۲ برابر نفوذپذیری مغناطیسی سیال اطراف در نظر گرفته شده است. همانگونه که مشاهده می گردد خطوط میدان مغناطیسی در داخل و دور از قطره بدون تغییر باقی میماند اما در نزدیکی قطره دچار تغییر شکل میشوند. به دلیل اینکه نفوذپذیری قطره مغناطیسی از محیط اطراف بیشتر است، خطوط میدان به سمت قطره خم می گردد. افخمی و همکاران [۵۰] نیز اینچنین توزیع مشابهی از خطوط میدان مغناطیسی یکنواخت را برای قطره سیال فرو گزارش نمودهاند.

شکل ۴–۱۵ سقوط قطره سیال فرو برای اتوس ۵/۵، آنسرج ۱۵/۵ و نفوذپذیری مغناطیسی ۳ برای چهار باند مغناطیسی متفاوت ۰، ۲/۴، ۶/۴ و ۹/۶ در زمانهای بیبعد مختلف را نشان میدهد. جهت میدان مغناطیسی در این شکل در راستای y میباشد. در حالتی که میدان مغناطیسی اعمال نمیشود (شکل (۴–۱۵–الف))، قطره به صورت کروی باقی میماند. با افزایش قدرت میدان مغناطیسی تغییر شکل قطره در راستای میدان بیشتر می شود. باند مغناطیسی نشان دهنده نسبت نیروی مغناطیسی به کشش سطحی می باشد، که با افزایش آن، نیروی مغناطیسی که بر سطح مشترک قطره عمل می کند، بیشتر می شود و باعث کشیدگی بیشتر قطره در راستای میدان می گردد و نسبت سطح عمود بر راستای حرکت قطره کاهش می یابد.



شکل ۴–۱۴: خطوط میدان مغناطیسی حول قطره مغناطیسی در حال سقوط تحت میدان مغناطیسی یکنواخت Bo_m= ۲/۴ کر $\chi = \chi = 3$ ، Oh=۰/۱۵، Eo=۰/۵ مودی در راستای محود $\chi = \gamma$ محود و ب: میدان مغناطیسی افقی در راستای محور χ).



شکل ۴–1۵: سقوط قطره فروسیال برای اتوس ۰/۵، آنسرج ۰/۱۵ و نفوذپذیری مغناطیسی ۳ برای چهار باند مغناطیسی متفاوت در جهت عمودی (الف: ۰+Bo_m ، ب: ۴/ Bo_m ، پ: 6/۴ Bo_m و ت: 8/۶-Bo_m).



شکل۴–۱۶: توزیع نیروی میدان مغناطیسی برای اتوس ۰/۵۵، آنسرج ۱۵/۰ و نفوذپذیری مغناطیسی ۳ برای چهار باند مغناطیسی متفاوت در جهت عمودی (الف: ۵-Bom، ب: ۲/۴-Bom، ج: ۵/۴=Bom و د: ۶/۶ Bom).

شکل ۴–۱۶ توزیع نیروی میدان مغناطیسی برای اعداد بی بعد در نظر گرفته شده در شکل ۴–۱۵ را نشان می دهد. در حالت بدون میدان مغناطیسی (شکل الف)، نیروی میدان مغناطیسی به قطره وارد نمی شود. طبق رابطه (۲–۵۴)، نیروی میدان مغناطیسی بر سطح مشترک دوفاز که قابلیت نفوذ پذیری آنها با هم فرق می کند، اثر می کند. به دلیل بیشتر بودن نفوذ پذیری مغناطیسی قطره سیال فرو نسبت به محیط غیرمغناطیسی اطراف قطره، جهت بردارهای نیروی میدان مغناطیسی از داخل قطره به سمت بیرون قطره میباشد. با مقایسه اندازه بردارها در اطراف قطره، مشاهده میشود، که با افزایش باند مغناطیسی، اندازه نیروی میدان مغناطیسی بیشتر شده و باعث تغییر شکل بیشتر قطره در راستای میدان میگردد.

بمنظور تخمین تغییرات سرعت، کمیت Rv بصورت رابطه (۴–۲) تعریف می گردد:
Rv (%) =
$$\left| \frac{(V_{ave})_{With \, magnet} - (V_{ave})_{Without \, magnet}}{(V_{ave})_{Without \, magnet}} \right| \times 100$$
 (۲-۴)

که With magnet میدان مغناطیسی را نشان میدهد. شکل ۴–۱۷، درصد تغییرات سرعت بر حسب حضور و عدم حضور میدان مغناطیسی را نشان میدهد. شکل ۴–۱۷، درصد تغییرات سرعت بر حسب باند مغناطیسی مختلف برای اعداد بیبعد در نظر گرفته شده در شکل ۴–۱۵ را نشان میدهد. با ملاحظه شکل مشاهده می گردد که با افزایش باند مغناطیسی، سرعت سقوط قطره افزایش مییابد. به طوریکه برای بیشترین مقدار باند مغناطیسی سرعت سقوط قطره (Rv) به میزان تقریبا ٪۱۰ افزایش مییابد.



شکل۴–۱۷: درصد تغییرات سرعت نسبت به باند مغناطیسی در راستای عمودی برای اتوس ۵/۰، آنسرج ۰/۱۵ و نفوذپذیری مغناطیسی ۳.

شکل ۴–۱۸ اثر جهت میدان مغناطیسی روی حرکت قطره، مکان و تغییرشکل قطره مغناطیسی در سه حالت بدون حضور میدان، تحت میدان مغناطیسی عمودی و افقی نشان داده شده است. در این حالت کمیتهای محاسباتی عبارتند از ۵/۵–EO، ۵/۵–۵/۵ و ۲=۲ . همان طور که در شکل ۴–۱۸–الف دیده میشود، شکل قطره در حالت بدون میدان به دلیل تعادل بین نیروهای لزجت، اختلاف فشار و کشش سطحی به صورت دایره باقی میماند. زمانی که قطره در معرض میدان مغناطیسی قرار می گیرد، مطابق شکلهای ۴–۱۸–ب و ۴–۱۸–پ، همان طور که انتظار می ود، قطره در جهت میدان کشیده میشود. در حالتیکه میدان مغناطیسی در راستای افقی اعمال می گردد، مدت زمان بیشتری طول می کشد تا قطره سقوط کند (٪۳۲=Rv). اما، سقوط قطره در حالت اعمال میدان مغناطیسی عمودی سریعتر اتفاق می افتد (٪Rv=۱۹).



 $\chi = \chi = 80_m = 0/4$ ،Ch= ۰/۰۸ ،Eo= ۵ مختلف برای Eo= 0، ۴-۵/۴ و Bom=۵/۴ م $Bo_m = 0/4$ مالف: حالت بدون میدان، ب: میدان در جهت افقی و پ: میدان در جهت عمودی.

شکل ۴–۱۹ خطوط جریان را در زمان بیبعد یکسان برای حالت در نظر گرفته در شکل ۴–۱۸ در ۲ =+۲ را نشان میدهند. همانطور که مشاهده میکنیم، درحالت بدون اعمال میدان مغناطیسی (شکل ۴–۱۹–الف) و بدلیل پائین بودن عدد اوتوس، گردابهها در داخل قطره محبوس شدهاند و در جریان اطراف قطره و نیز در بالای آن، دنبالههای گردابهای وجود ندارد. همچنین برای حالتیکه جهت میدان مغناطیسی در راستای y میباشد (شکل ۴–۱۹–ب)، چون قطره در راستای حرکت توسط میدان مغناطیسی کشیده میشود، گردابهای اطراف قطره و نیز در بالای آن بوجود نمیآید. برای حالتی که میدان مغناطیسی در راستای x میباشد (شکل ۴–۱۹–پ)، گردابههایی بزرگی در بالای قطره تشکیل میگردد که باعث میگردد اختلاف فشار جلو و پشت قطره زیاد شده و درگ شکلی افزایش یافته و سقوط قطره را به تاخیر میاندازد.



شکل ۴–۱۹: خطوط جریان برای اعداد بیبعد مشخص در زمان بیبعد یکسان برای الف: حالت بدون میدان، ب: میدان در جهت عمودی و پ: میدان در جهت افقی.

شکل ۴-۲۰ مختصات مکانی نوک قطره در زمانهای بیبعد مختلف برای حالتهای میدان مغناطیسی افقی، عمودی و بدون میدان مغناطیسی مطابق با کمیتهای بیبعد شکل ۴–۱۹ را نشان میدهد. مطابق با شکل به دلیل افزایش سطح عمود بر حرکت قطره در حالت میدان مغناطیسی افقی برای کامل شدن پروسه سقوط مدت زمان بیشتری نیاز است.

شکل ۴–۲۱ تغیرشکل و مکان قطره را در زمانهای بی بعد مختلف برای اتوس ۳، آنسرج ۰/۱ و نفوذپذیری مغناطیسی ۳ برای چهار باند مغناطیسی متفاوت ۰/۶، ۴/۲، ۴/۴ و ۹/۶ را نشان میدهد. همانطور که انتظار داریم قطره در راستای میدان که در راستای افقی میباشد، کشیده میشود و سقوط قطره به تاخیر میافتد. با افزایش باند مغناطیسی، قطره از حالت دایره به شکل بیضی در میآید و در حالت بیشترین باند مغناطیسی قطره، به علت کشیدگی زیاد از حالت بیضی نیز خارج می گردد.



شکل ۴-۲۰: مکان پایین ترین نقطه قطره در حالتهای میدان مغناطیسی در راستای افقی، عمودی و بدون میدان مغناطیسی.



محل ۲-۱۱: سفوط قطره قروسیال برای انوس ۱۰ انسرج ۲/۱ و نفودپدیری معناطیسی ۲ برای چهار باند معناطید متفاوت در جهت افقی (الف: 8/۹–Bo_m ، ب) ۲/۴ Bo_m ، پ) ۵/۴ Bo_m و ت: 8/۶–Bo.

پاسخ به میدان مغناطیسی اعمال شده را قابلیت مغناطیس پذیری مغناطیسی گویند. از آنجایی که قابلیت مغناطیس پذیری نقش بسیار مهمی در شکل تعادلی قطره مغناطیسی دارد، به منظور بررسی تاثیر این کمیت شبیه سازی های مختلفی با مقادیر مختلف نفوذ پذیری برای عدد اتوس ۳ و عدد آنسرج ۰/۱ در باند مغناطیسی ثابت ۵/۴ انجام شده و در شکل ۴–۲۲ نشان داده شده است. در این حالت، جهت میدان مغناطیسی در راستای x می باشد. همانطور که در شکل مشاهده می شود، تغییر شکل قطره مغناطیسی به ازاء مقادیر قابلیت مغناطیس پذیری بزرگ بسیار چشمگیر می باشد. برای مقادیر کم آن شکل نهایی قطره بصورت بیضی در می آید، در حالیکه افزایش قابلیت مغناطیس پذیری تاثیر به سزایی روی کش آمدن قطره دارد. زیرا برای مقادیر بالای قابلیت مغناطیس پذیری، نیروی مغناطیسی بر نیروی کشش سطحی غلبه می کند و باعث تغییر شکل بیشتر قطره در راستای میدان



شکل ۴–۲۲: تغییر شکل قطره تحت میدان مغناطیسی افقی در مقادیر مختلف نفوذپذیری (الف: ۱ = ٪، ب: ۲ = ٪، پ: $\chi = \chi \cdot \chi = \chi$ ، پ: ۲ = ٪، ت: ۵ = ٪.

شکل ۴–۲۳ توزیع نیروی میدان مغناطیسی برای مقادیر مختلف نفوذپذیری برای حالت در نظر گرفته شده در شکل۴–۲۲ را نشان میدهد. با افزایش قابلیت نفوذپدیری، اندازه نیروی میدان مغناطیسی در راستای x که راستای میدان میباشد، افزایش مییابد و باعث کشیدگی قطره میشود. در واقع نسبت سطح عمود بر راستای حرکت قطره افزایش یافته و دنبالههای بزرگتری پشت قطره تشکیل میگردد و سبب میشود که قطره با سرعت کمتری سقوط کند.



شکل ۴–۲۳: توزیع نیروی میدان مغناطیسی برای ۳–۰/۱ ، Eo و ۵/۴ $\operatorname{Bo}_m = 0/4$ در مقادیر مختلف نفوذپذیری ($\chi = \chi = \chi = \chi$ ، ت: $\chi = \chi$ ، ت: $\chi = \chi$ ، ت: ($\chi = \chi$).

شکل ۴–۲۴ درصد تغییرات سرعت بر حسب قابلیت نفوذپذیریهای مختلف برای اعداد بی بعد در نظر گرفته شده در شکل ۴–۲۲ را نشان می دهد. با ملاحظه شکل مشاهده می گردد که با افزایش قابلیت نفوذپذیری ، سرعت سقوط قطره کاهش می یابد. به طوریکه برای بیشترین مقدار قابلیت نفوذپذیری، سرعت سقوط قطره (Rv) به میزان تقریبا ۳۰٪ کاهش می یابد.



شکل ۴–۲۴: درصد تغییرات سرعت نسبت به قابلیت نفوذپذیری برای اتوس ۳، آنسرج ۰/۱ و باتد مغناطیسی ۵/۴ (میدان مغناطیسی در راستای x).

عدد اتوس یک کمیت مهم برای مشخص نمودن تغییر شکل قطره میباشد. شکل ۴–۲۵ تغییر شکل قطره را برای سه عدد اتوس مختلف ۳، ۱۰ و ۲۰ برای آنسرج ۲۰۸۸، قابلیت نفوذپذیری ۱ و باند مغناطیسی ۹/۶ در راستای ۷ را نشان میدهد. مشاهده میشود که برای کمترین عدد اتوس (شکل ۴– ۲۵–الف)، قطره از شکل دایره به قطره اشک مانند در میآید. با افزایش بیشتر عدد اتوس (شکل ۴– ۲۵–با)، قطره تمایل دارد تا تغییر شکل بیشتری بیابد ولی نیروی میدان مغناطیسی که در راستای میدان میباشد با تغییر شکل قطره مخالفت میکند. با افزایش بیشتر عدد اتوس برای Eo= ۲۰ (شکل ۴–۲۵–پ) مشاهده میشود که نرخ تغییر شکل قطره نسبت به دو حالت قبلی افزایش مییابد.



شکل ۴–۲۵:تغییر شکل قطره سیال فرو در اعداد اتوس مختلف (الف: ۳=E0، ب: ٤٥=٢٠ و پ: ٤٥=٢٠ در و ۲= mo_m= ۹/۶، Oh=/۰۸ و ۲= x:

شکل ۴–۲۶ توزیع نیروی کشش سطحی و را برای شکل ۴–۲۵–ب در زمانهای بیبعد ۳، ۶، ۹ و ۱۲ را نشان میدهد. نیروی کشش سطحی و نیروی میدان مغناطیسی بر مرز مشترک دوفاز اثر می-کند. نیروی کشش سطحی تابعی از انحنای مرز مشترک دوفاز میباشد. نواحی که انحنا بیشتر می-باشد، اندازه بردار نیروی کشش سطحی نیز بیشتر میباشد. همچنین، نیروی کشش سطحی در جهت مخالف نیروی میدان مغناطیسی عمل میکند. نیروی کشش سطحی تمایل دارد تا قطره را در حالت کروی نگه دارد ولی نیروی مغناطیسی مخالفت میکند و چون نیروی میدان مغناطیسی بر نیروی کشش سطحی غالب است، باعث میشود که قطره از حالت کروی خارج گردد.



شکل ۴–۲۶: توزیع نیروی کشش سطحی (سمت چپ) و نیروی میدان مغناطیسی (سمت راست) برای ۲۰ =Eo. ۲ و Bo_m=۹/۶ در زمانهای بیبعد ۳، ۶، ۹ و ۱۲.

۴–۳ سقوط قطره در اثر گرانش تحت میدان مغناطیسی غیریکنواخت

همانگونه که در فصل اول بیان شد، پیشبینی مسیر حرکت، مکان و زمان آزاد سازی دارو (قطره مغناطیسی) یکی از مسائل بنیادی در پزشکی میباشد.

اگر قطره فروسیال به عنوان یک ذره با خواص مغناطیسی همگن در نظر گرفته شود، نیروی مغناطیسی متناسب با تغییرات میدان مغناطیسی و خاصیت مغناطیس پذیری فروسیال میباشد به طوریکه قطرات همیشه به سمت منطقه ای با بالاترین شار مغناطیسی حرکت میکنند. ولی با استفاده از میدان مغناطیسی غیر یکنواخت، امکان کنترل از راه دور قطرات بصورت غیرتماسی را فراهم می کند. به این ترتیب میتوان مسیر حرکت قطرات را پیشبینی نمود و آنها را در مسیر دلخواه به حرکت و میرا در مسیر دلخواه به حرکت و میرا در مسیر دلخواه به این ترتیب میتوان مسیر مطالعه حرکت قطرات را پیشبینی نمود و آنها را در مسیر دلخواه به حرکت و این از اینرو، در این بخش به مطالعه حرکت قطره تحت میدان مغناطیسی غیریکنواخت

مىپردازيم.

شکل ۴–۲۷ نمایی شماتیک از هندسه مورد بررسی در این بخش را نشان میدهد. تنها تفاوت مسئله با قسمت سقوط قطره در اثر گرانش تحت میدان مغناطیسی یکنواخت، در شرایط مرزی نیمه پائینی سمت راست میباشد که کمیتی بنام *A تعریف میشود.



شکل ۴-۲۷: نمایی شماتیک از هندسه مورد بررسی سقوط قطره در اثر گرانش تحت میدان مغناطیسی غیریکنواخت.

شکل ۴–۲۸ خطوط میدان مغناطیسی در کل دامنه محاسباتی برای دو حالت ۱=*A (شکل ۴– ۲۸–الف) و ۳=*A (شکل ۴–۲۸–ب) را نشان میدهد. همانطور که انتظار داریم برای ۱=*A حالت میدان مغناطیسی بایستی مشابه حالت میدان مغناطیسی یکنواخت باشد، یعنی خطوط میدان مغناطیسی بصورت خطوط مستقیم بوده و فقط در سطح مشترک دوفاز بدلیل اینکه نفوذپذیری مغناطیسی قطره بیشتر از سیال اطراف آن میباشد، دارای انحنا میباشد. برای حالت ۳=*A با توجه به اینکه قدرت میدان مغناطیسی در نیمه سمت راست دامنه ۳ برابر نیمه سمت راست بالا و سمت چپ دامنه میدان مغناطیسی میباشد، خطوط میدان به صورت مورب به سمت نیمه سمت راست تمایل دارند.



شکل ۴-۸۸: نمایش خطوط میدان مغناطیسی در کل دامنه محاسباتی: الف) ۱=*A (شکل ۴-27-الف) و ب) A*=۳.

شکل ۴–۲۹ سیر تکاملی سقوط قطره تحت *Aهای مختلف برای ۵/۵-Eo-۰۹، Oh-e-۰/۵، Oh_{co-1} سیر تکاملی سقوط قطره تحت *Aهای مختلف برای ۵/۵-Eo-۰۹ می الف) به علت Bom=۲/۴ و $Y = \chi$ را نشان میدهد. در حالت بدون میدان مغناطیسی (شکل ۴–۲۹–۱۰) به علت کوچک بودن اتوس، قطره به شکل کروی باقی میماند و تغییر شکل پیدا نمی کند. شکل ۴–۲۹–ب حالت ۱=۸ را نشان میدهد که نشان دهنده این است که میدان مغناطیسی یکنواخت می باشد. با حالت Y = X را نشان میدهد که نشان دهنده این است که میدان مغناطیسی (شکل ۴–۲۹–۱۰) به علت محالت Y = X را نشان میدهد که نشان دهنده این است که میدان مغناطیسی یکنواخت می باشد. با حواجه به تقارن، قطره در راستای خط مرکز کانال حرکت می کند و بدلیل اینکه راستای میدان در جهت X می بهتاخیر می افتد. با افزایش *A مشاهده می شود که قطره به سمت راست کانال منحرف می شود. این روند با افزیش بیشتر *A مشهودتر می باشد، بطوریکه طبق بررسیهای انجام شده، برای ۲۵–۳

در واقع بدلیل اینکه برای ۱<*A تقارن میدان مغناطیسی از بین میرود و شدت میدان در نیمه پائینی سمت راست قویتر است، اندازه نیروی مغناطیسی که به سمت راست قطره وارد میشود بیشتر از نیروی وارد به سمت چپ قطره میشود و همین امر سبب میشود که قطره به سمت راست کانال حرکت کند. البته همانطور که ملاحظه میشود، با اینکه قطره از مرکز کانال منحرف میشود و بایستی مسافت بیشتری را طی کند ولی سرعت سقوط آن به دلیل افزایش میدان مغناطیسی در نیمه سمت راست پائین کانال، افزایش مییابد. برای حالتهای که قطره به دیوار برخورد می کند، با افزایش *A مکان برخورد قطره به دیوار در مختصات بالاتری نسبت به پائین کانال اتفاق و در زمان کوتاهتری اتفاق میافتد. با حرکت قطره به سمت دیوار، به علت اثرات تنش برشی نزدیک دیوار قطره دچار تغییر شکل میشود. به علت اثرات دافعه دیوار قطره به سمت مرکز کانال بعد از برخورد منحرف میشود.

شکل ۴–۳۰ توزیع نیروی کشش سطحی و نیروی مغناطیسی را برای ۵/۵-Eo ، Ohd=۰/۱۵، شکل ۴–۳۰ توزیع نیروی کشش سطحی و نیروی مغناطیسی را برای ۵/۵-Eo ، Ohd=۰/۱۵ میدهد. $A^{+}=7/6$ و T=A و $T=\chi$ (حالت شکل ۴–۲۹–ث) در زمانهای بیبعد ۴، ۵/۹ و ۵ نشان میدهد. همانطور که از شکل ۴–۳۰–الف پیداست، نیروی کشش سطحی به سمت داخل قطره میباشد و تمایل دارد تا از تغییر شکل قطره ممانعت به عمل آورد. از شکل ۴–۳۰–ب مشخص است که اندازه بردارهای مغناطیسی در سمت راست قطره بیشتر از سمت چپ قطره میباشد، در صورتیکه برای میدان مغناطیسی یکنواخت (شکل ۴–۳۲) بردارهای نیروی مغناطیسی متقارن میباشد، همین امر سبب میشود که قطره از خط مرکزی کانال منحرف شده و به سمت راست کانال که شدت میدان مغناطیسی بیشتر است منحرف شود.



شکل ۴–۲۹: سیر تکاملی سقوط قطره تحت A^* های مختلف برای ۵٬Eo=۰/۱۵، Bo_m =۲/۴، Ohd=۰/۱۵، Eo=۰/۴ برای گامهای زمانی مختلف با فاصله زمانی بیبعد ۵/ $t^* = 0$ (در حالت الف مقدار باند مغناطیسی برابر صفر میباشد).



شکل ۴-۳۰: توزیع نیروی کشش سطحی (الف) و نیروی مغناطیسی (ب) را برای Eo=۰/۱۵، Eo=۰/۱۵، Bo_m=۲/۴، Oh_d=۰/۱۵، ۲۰/۴. A*=۲/۵ و ۲=۲ و ۲=۲ (حالت شکل ۴-۲۹-ث) در زمانهای بیبعد ۴، ۴/۵ و ۵.

شکل ۴–۳۱ سیر تکاملی سقوط قطره تحت قابلیت مغناطیس پذیری های مختلف برای Eo=۰/۵. Bom=1/۳۵ ، Ohd=۰/۱۵ و ۲=*A را نشان میدهد. همانطور که ملاحظه می شود با افزایش قابلیت مغناطیس پذیری قطره، بدلیل اینکه تمایل قطره برای حرکت به سمت میدان قوی تر، بیشتر می شود قطره به سمت راست کانال منحرف می گردد. همانند حالتی که در شکل ۴–۲۹ ملاحظه شد، در مقادیر قابلیت مغناطیس پذیری کمتر، قطره به سمت راست کانال منحرف می شود ولی به جداره کانال برخورد نمی کند ولی برای مقادیر قابلیت مغناطیس پذیری بزرگ قطره به دیواره کانال برخورد می کند. همچنین ملاحظه می شود که در مقادیر کم آن، قطره یک مسیر منحنی را طی می کند ولی برای مقادیر بزرگ، قطره مسیر مورب را طی می کند (شکل ۴–۳۱–ث و شکل ۴–۳۱–ج).



همانطور که بیان شد، ایده استفاده از میدان مغناطیسی برای هدف قرار دادن محل خاصی از بدن به وسیله ذرات مغناطیسی حامل دارو تقریبا سه دهه قبل مطرح و تحقیقات روی این موضوع آغاز شد. اما با این وجود تا دهه اخیر پیشرفت چشمگیری در این نوع درمان رخ نداده است. از مهمترین دلایل عدم پیشرفت سریع این روش، نیاز به بهینه سازی میدان مغناطیسی خارجی و همچنین دست یابی به خواص بهینه سیال مغناطیسی تزریق شده در خون میباشد، بدین دلیل که اگر مقدار دوز مصرفی بالا باشد یا میدان مغناطیسی خارجی بیش از حد قوی باشد احتمال آسیب به سلولهای بدن بسیار خواهد بود. در این قسمت برای اینکه نشان دهیم که می توان قطره فروسیال را با بهینه سازی میدان مغناطیسی و خصوصیات سیال فرو به نقطهای خاصی حرکت دهیم، یک نقطه هدف در داخل کانال انتخاب شده است (شکل ۴-۳۲) و با شبیه سازی های مختلف، بررسی شد در چه بازهای از مشخصات مورد نظر، قطره به نقطه هدف مىرسد. نقطه هدف به فاصله ۶ برابر قطر اوليه از قسمت پائینی و فاصله ۱ برابر قطر اولیه قطره از سمت راست کانال انتخاب شده است. نتایج حاصل از این شبیهسازی برای رساندن قطره به نقطه هدف، برای چهار باند مغناطیسی ۰/۶، ۱/۳۵، ۲/۴ و ۳/۷۵، قابلیت نفوذپذیری بین ۱ تا ۸ و *A بین ۱ تا ۲/۵ انجام شده و نتایج در شکل ۴–۳۳ نشان داده شده است. دو حالت مشاهده می شود: ۱- قطره قبل از اینکه به دیوار برخورد کند به نقطه هدف می رسد (در شکل با علامت دایره مشخص شده است) و ۲- قطره ابتدا به دیوار برخورد میکند و سیس از نقطه هدف می گذرد (در شکل با علامت مربع مشخص شده است).



شکل ۴–۳۲: نمایی شماتیک از محل قرار گیری نقطه هدف در داخل کانال.





شکل ۴–۳۳: نمودار امکانسنجی هدایت قطره به نقطه هدف در قابلیت نفوذپذیری بین ۱ تا ۸ و ^{*}A بین ۱ تا ۳/۵ برای چهار باند مغناطیسی مختلف: الف: ۰/۶، ب: ۱/۳۵ و پ: ۲/۴ (علامت دایره به این مفهوم است که قطره قبل از اینکه به دیوار برخورد کند به نقطه هدف می رسد ولی علامت مربع نشان می دهد که قطره ابتدا به دیوار برخورد می کند و سپس از نقطه هدف می گذرد).

شکل ۴–۳۴ نمایی شماتیک از یک کانال را نشان میدهد که دارای دو مجرای خروجی میباشد. در این حالت، سمت راست، چپ و بالای کانال دیوار میباشد و سمت پائین آن به عنوان خروجی در نظر گرفته میشود. در انجام شبیهسازیهای که در ادامه آمده است $K_{L1}=L/$ و $W_{2}=W/1$ ۴ در نظر گرفته شده است.

شکل ۴–۳۵ سیر تکاملی سقوط قطره را در غیاب میدان مغناطیسی در Eo=۰/۵ و Ohd=۰/۱۵ برای هندسه شماتیک در نظر گرفته شده در شکل ۴–۳۴) را نشان میدهد. همانطور که ملاحظه می کنیم قطره در راستای خط مرکزی کانال حرکت می کند و به مجرایی که کانال را به دوقسمت تبدیل می-کند برخورد می کند و ضخامت قطره در محور مرکزی به دلیل برخورد به مجرا کاهش می یابد و اجتماع قطره به سمت لبهها ایجاد می گردد ولی به دلیل اینکه در اعداد اتووس پائین، کشش سطحی ترم غالب می باشد، قطره نمی شکند و در اثر برخورد به مجرا به سمت بالا برمی گردد و شکل کروی خود را باز می یابد و پس از صعود مجدد قطره، به دلیل نیروی گرانش قطره مجدد به سمت پائین برمی گردد.



شکل ۴–۳۴: نمایی شماتیک از کانال دارای دو مجرا.



شکل ۴–۳۵:سیر تکاملی سقوط قطره برای Eo=۰/۵ و Oh_d=۰/۱۵ برای گامهای زمانی مختلف با فاصله زمانی بی-بعد ۵/۰= **t*t.

شکل ۴–۳۶ سیر تکاملی سقوط قطره را در باندهای مغناطیسی مختلف برای ۳=۸٬ ۳ $=\chi$ ، شکل ۴–۳۶ و ۵/۱۵d=0.14 را نشان می دهد. Eo=۰/۵ و Ohd=۰/۱۵ برای هندسه شماتیک در نظر گرفته شده در شکل ۴–۳۴ را نشان می دهد. همانطور که در شکل ۴–۳۶–الف ملاحظه می شود، قطره در حالیکه از مسیر خط مرکزی کانال منحرف می شود برخوردی با مانع داخل کانال داشته و تنها مسیر آن تغییر می کند. در شکل ۴–۳۶–ب ملاحظه می کنیم که قطره بدون برخورد به مجرا یا دیوار سمت راست، از مجرای سمت راست عبور مییابد. در شکلهای ۴-۳۶-پ و ۴-۳۶-ت مشاهده میشود که بدلیل اینکه شدت میدان مغناطیسی بیشتر می گردد، قطره بدون برخورد به مجرا به دیوار سمت راست برخورد می کند و از مجرای سمت راست عبور مییابد. در واقع در بعضی کاربردهای پزشکی نیاز داریم تا قطره با دیوارههای کانال یا مجرا برخوردی نداشته باشد، که همانطور در شکل ۴-۳۶ ملاحظه می کنیم، برای حالت شکل ۴-۳۶-ب این اتفاق رخ می دهد.





شکل ۴–۳۷: سیر تکاملی سقوط قطره تحت *Aهای مختلف برای Eo=۰/۵، Eo=۱/۳۵، Oh_d=۱/۳۵ و *۲=χ* برای گامهای زمانی مختلف با فاصله زمانی بیبعد Δ*t*^{*} = ۰/۵

جدول ۴-۴: زمان رسیدن قطره به خروجی سمت راست کانال را برای *Aهای مختلف حالت در نظر گرفته شده در

۳۶_۴	ش کا
1/-1	سى ب

۳/۵	٣	۲/۵	٢	١/۵	A*
4/4	4/80	۴/۸	۵/۱	۵/۳۵	t*

شکل ۴–۳۸ سیر تکاملی سقوط قطره را در قابلیتهای نفوذپذیری مختلف برای ۳۸–۳۵، ۲=*۸، ۸/۵=۵ و Ohd=۰/۱۵ را نشان میدهد. روندی شبیه حالت در نظر گرفته در شکل (۴–۳۷) در این حالت نیز مشاهده میشود. همانطور که از شکل ۴–۸۸-الف پیداست، قطره بدون برخورد به مانع و دیوار سمت راست، از خروجی سمت راست کانال خارج میگردد ولی برای سایر قابلیت نفوذپذیریهای در نظر گرفته شده، قطره به سمت راست کانال برخورد میکند و سپس از خروجی سمت راست خارج میگردد. همچنین در مقادیر کم نفوذپذیری (شکل ۴–۸۸-الف و ۴–۸۸–ب) مسیر حرکت قطره بصورت منحنی میباشد ولی برای قابلیتهای نفوذپذیری بزرگتر، قطره قبل از برخورد به دیوار، مسیر مورب را طی میکند و با افزایش قابلیت نفوذپذیری ، قطره در مکان بالاتری به دیوار برخورد میکند.





و ۲=*A برای گامهای زمانی مختلف با فاصله زمانی بیبعد ۵/۰= $\Delta t^*=$ ۰

مطالعه جامعای بر روی هدایت قطره به سمت نیمه سمت راست کانال انجام شده و نتایج برای Eo=۰/۵ و Ohd=۰/۱۵ برای بازه مغناطیس پذیری بین ۱ تا ۷ و *Aهای بین ۱/۵ تا ۳/۵ در چهار باند مغناطیسی ۶/۰، Ohd=۰/۱۶ و ۳/۷۵ در شکل ۴–۳۹ نشان داده شده است. همانطور که در شکلهای مغناطیسی ۶/۰، ۱/۳۵ و ۲/۵ در شکل ۴–۳۹ نشان داده شده است. همانطور که در شکلهای قبلی بحث شد، سه حالت ممکن است اتفاق بیفتد: ۱- قطره به مانع وسط کانال برخورد کند و از خروجی سمت راست کانال برخورد کند و از خروجی سمت راست کانال برخورد کند و از خروجی محت راست کانال خارج گردد (با علامت مثلث در شکل ۴–۳۹ مشخص شده است)، ۲- قطره بدون برخورد به مانع و دیوار سمت راست از خروجی سمت راست کانال خارج گردد (با علامت مثلث در شکل ۴–۳۹ مشخص شده است)، ۲- قطره بدون برخورد به مانع و دیوار سمت راست از خروجی سمت راست کانال خارج گردد (با علامت مثلث در شکل ۴–۳۹ مشخص شده است)، دایره در شکل ۴–۳۹ مشخص شده است)، ۲- قطره بدون برخورد به مانع و دیوار سمت راست از خروجی سمت راست کانال برخورد کرده و معلوم به دیوار سمت راست کانال برخورد کرده و معلوم به در شکل ۴–۳۹ مشخص شده است).



شکل ۴–۳۹: بررسی چگونگی خروج قطره از خروجی سمت راست کانال در برای Eo=۰/۵ و Oh_d=۰/۱۵ برای بازه مغناطیسپذیری بین ۱ تا ۷ و *Aهای بین ۱/۵ تا ۳/۵ در چهار باند مغناطیسی مختلف: الف: ۶/۰، ب: ۱/۳۵ و پ: ۲/۴. (علامت مثلث: قطره به مانع وسط کانال برخورد کند و از خروجی سمت راست کانال خارج گردد، علامت دایره: قطره بدون برخورد به مانع و دیوار سمت راست کانال از خروجی سمت راست کانال خارج گردد و علامت مربع: قطره به دیوار سمت راست کانال برخورد کرده و سپس از خروجی سمت راست کانال خارج گردد.

۴–۴ صعود حباب از نوک سوزنی در استخری از مایع تحت میدان مغناطیسی غیر یکنواخت میدان مغناطیسی در کنترل فرایند تشکیل حباب در سیستم های تزریق گاز و جوشش مبدل های حرارتی بسیارموثر است. اثرات مختلف افزایش قدرت میدان مغناطیسی در فرایند تشکیل حباب عبارتند از: (۱) کاهش حجم حباب جداشوند، (۲) افزایش فرکانس جداسازی حباب، و (۳) افزایش نسبت ابعاد حباب. در بسیاری از کاربردها از جمله راکتور ستون حباب، مبدل های حرارتی و، اندازه حباب در تعیین میزان انتقال گرما و جرم بسیار مهم است. در غیاب میدان نیروی خارجی، اندازه حباب ها عمدتاً تحت تاثیر نیروی شناوری، نیروی کشش سطحی و نرخ تزریق گاز قرار دارد. در حضور میدان مغناطیسی، نیروی اضافی در سطح حباب عمل می کند که دینامیک مرز مشترک را تغییر می دهد. در این بخش، به بررسی اثر میدان مغناطیسی غیر یکنواخت روی فرآیند تشکیل حباب از سوزن میپردازیم.

شکل ۴–۰۰-الف، نمای شماتیک از شکل گیری حباب در نوک سوزن در یک مخزن مایع به پهنای W (۵/۵=۴/۱/۸) و به طول L (۳/۱/۱/۱) را نشان می دهد. که در آن فاز گسسته از قسمت پائینی W (۵/۵) با سرعت معلوم به داخل کانال تزریق میشود. ارتفاع سورن با نماد (W) نامگذاری شده است. به جز مرز ورودی و خروجی، سایر مرزها، دیوار در نظر گرفته شدهاند. شرط مرزی برونیابی برای مرز خروجی در نظر گرفته شده است. با مرزی برای مرز شرایط میدان مغناطیسی مختلف، چهار نوع شرایط مرزی برای حل میدان مناط مرزی برای برای مرز شرایط میدان مغناطیسی مختلف، چهار نوع شرایط مرزی برای حل معادله میدان مغناطیسی در نظر گرفته شده است. برای مرز مرزای میدان مغناطیسی در نظر گرفته شده است. برای برای مرز شرایط میدان مغناطیسی مختلف، چهار نوع شرایط مرزی برای حل معادله میدان مغناطیسی در نظر گرفته شده است. برای مرز ایران میدان مغناطیسی در در شکل ۴–۰۰ –ب، حرف ۲ برای مرزهای ۲، ۲، ۳... و ۷ که در ادامه برای نشان دادن شرایط مرزی مخاطیسی در جدول ۴–۵ مورد استفاده قرار می گیرد. از نظر فیزیکی، این شرایط مرزی را می مرزی مغناطیسی مختلف، چهار نوع ۲، نوع ۳ مرزی برای حل معادله میدان مغناطیسی در نظر گرفته شده است. برای مرزی مطلب، در شکل ۴–۰۰ –ب، حرف ۲ برای مرزهای ۲، ۲، ۳... و ۷ که در ادامه برای نشان دادن شرایط مرزی مینای ایجاد نمود. برای نمونه، ۲۵–۶۶ مورد استفاده قرار می گیرد. از نظر فیزیکی، این شرایط مرزی را می مرزی مغناطیسی در جدول ۴–۵ مورد استفاده قرار می گیرد. از نظر فیزیکی، این شرایط مرزی را می مرزی مغناطیسی در برای نمونه، ۲۵–۶۶–۵/۵ مربوط به یک دیوار با گذردهی مغناطیسی می ماری درای درای درای دیوارهای عایق مغناطیسی موازی شده یا در واقع وارد این نوع دیوارها نمی گردند.

اعداد بیبعد حاکم در تشکیل حباب از نوک سوزن عبارتند از: عدد باند ($Bo = \frac{\rho_c g W_l^2}{\gamma}$)، عدد (جد اعداد بیبعد حاکم در تشکیل حباب از نوک سوزن عبارتند از: عدد باند ($Bo = \frac{\rho_c g W_l^2}{\gamma}$)، عدد ($Bo = \frac{\mu_c V_0}{\gamma}$)، عدد ($Ca = \frac{\mu_c V_0}{\gamma}$)، عدد ($Ca = \frac{\mu_c V_0}{\gamma}$)، در کاپیلاری ($Ca = \frac{\mu_c V_0}{\gamma}$)، عدد ($Ca = \frac{\mu_c V_0}{\gamma}$)، در

$$\chi~=)$$
 حضور میدان مغناطیسی، اعداد باند مغناطیسی ($Bo_m=rac{\Lambda_c H_0^2 \, W_i}{\gamma}$) و گذردهی مغناطیسی ($\chi~=$

برای شبیهسازیها در این بخش، مقادیر عدد وبر (We=۰/۴۱)، عدد کاپیلاری (Ca=۰/۲)، عدد باند (We=۰/۴۱)، عدد باند (Bo=۰/۵۳)، نسبت چگالی ($\frac{\rho_c}{\rho_d} = 4$) و نسبت لزجت (T= $\frac{\mu_c}{\mu_d}$) در نظر گرفته شدهاند و ثابت میباشند. عدد Bo_m = 0 نشان دهنده حالت بدون میدان مغناطیسی میباشد.

نیروی مغناطیسی وارده بر مرز حباب، با اندازه میدان مغناطیسی اعمال شده و انحنای خطوط میدان مغناطیسی متناسب میباشد. انحنای خطوط میدان مغناطیسی، تغییرات در شدت میدان مغناطیسی را نشان میدهد که نشان دهنده میدان مغناطیسی غیر یکنواخت میباشد.



شکل ۴–۴۰: هندسه مورد بررسی: الف) نمای شماتیک و ب) نماد شرایط مرزی بر حسب *Si* برای ایجاد میدان مغناطیسی متفاوت که در جدول ۱ بیان می گردد.
نوع ۴	نوع ۳	نوع ۲	نوع ۱	مرز
$\frac{\partial \phi}{\partial y} = Cte$	S_1			
$\frac{\partial \phi}{\partial x} = Cte$	S_2			
$\frac{\partial \phi}{\partial y} = Cte$	S_3			
$\frac{\partial \phi}{\partial x} = Cte$	S_4			
$\frac{\partial \phi}{\partial y} = Cte$	$\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0$	$\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0$	$\frac{\partial \phi}{\partial y} = Cte$	S a
$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial \phi}{\partial x} = Cte$	$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$	S_6
$\frac{\partial \phi}{\partial y} = Cte$	$\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0$	$\frac{\partial \phi}{\partial y} = Cte$	$\frac{\partial \phi}{\partial y} = Cte$	\mathbf{S}_7

جدول ۴-۵: مقادیر Si برای ایجاد شرایط مرزی مغناطیسی متفاوت.



الف) نوع ۲ ب) نوع ۲ پ) نوع ۳ ت) نوع ۴ شکل ۴-۴۱: خطوط میدان مغناطیسی برای چهار شرایط مرزی مختلف.

شکل ۴–۴۱ خطوط میدان مغناطیسی برای چهار شرایط مرزی نوع ۱، نوع ۲، نوع ۳ و نوع ۴ را نشان میدهد. شرایط مرزی مغناطیسی برای ایجاد هر یک از میدانهای مغناطیسی غیریکنواخت مورد نظر در جدول ۴–۵ بیان شده است. این شرایط مرزی موجب ایجاد الگوهای مختلف خطوط میدان مغناطیسی میشود. انتظار میرود توزیع خطوط میدان مغناطیسی در مجاورت نوک سوزن بیشترین تاثیر را بر دینامیک حباب داشته باشد. در میان چهار نوع شرایط مرزی مورد نظر، شرایط مرزی نوع ۱ (شکل ۴–۴۱–الف) همانطور که توسط خطوط مغناطیسی در شکل نشان داده شده است، بیشترین یکنواختی را داراست. توزیع خطوط میدان مغناطیسی نوع ۴ (شکل ۴–۴۱–ت) نسبت به بقیه غیریکنواختتر میباشد. همچنین، نوع ۳ (شکل ۴–۴۱–پ) از نوع ۲ (شکل ۴–۴۱–ب) غیریکنواختتر است.

شکل ۴–۴۲، سیر تکاملی صعود حباب در زمان های بیبعد مختلف برای ۳/۱ = χ =۲/۲، Bo_m = ۳/۱ ارتفاع سوزن بیبعد (h^* =۲/۵) برای شرایط مرزی نوع ۱ را نشان می دهد. سطح مشتر ک در قسمت پشت حباب به دلیل تنشهای مغناطیسی به داخل خم میشود و سبب تغییر شکل حباب کروی به یک جت مخروطی (شکل ۴–۲۲-۲) میشود. در نهایت حباب میشکند (شکل ۴–۴۲-یک جت مخروطی (شکل ۴–۴۲–الف تا ۴–۴۲–ت) میشود. در نهایت حباب میشکند (شکل ۴–۴۲-یک و در ادامه نیمه پایینی حباب به نیمه بالایی حباب میچسبد و حباب به صورت بیضی در میآید و ث) و در ادامه نیمه پایینی حباب به نیمه بالایی حباب میچسبد و حباب به صورت بیضی در میآید و در طی این فرایند، حباب دوم شروع به رشد نموده و همانند حباب اول همان فرایندها را طی می کند



پ: t*=۶

ب: t*=۴/۱

الف: t*=۱/۸



شکل ۴–۴۳: توزیع نیروی میدان مغناطیسی در زمانهای بیبعد مختلف برای ۵/۱ $Bo_m = \pi/1$ و ارتفاع سکل ۴–۴۳ دروی نوع ۱. سوزن بیبعد ($h^*=r/a$) برای شرایط مرزی نوع ۱.

شکل ۴–۴۳، توزیع نیروی مغناطیسی در زمان های بیبعد مختلف برای ۳/۱ = χ =۲/۲. Bo_m = ۳/۱ ارتفاع سوزن بیبعد (h^* =۲/۵) برای شرایط مرزی نوع ۱ را نشان میدهد. با توجه یه اینکه مغناطیس-پذیری فاز پیوسته (سیال اطراف) بیشتر از سیال گسسته (سیال جداشونده) میباشد، نیروی میدان مغناطیسی از سمت سیال پیوسته به سمت فاز گسسته میباشد. از طرفی، بدلیل اینکه میدان مغناطیسی غیریکنواخت میباشد، شدت میدان مغناطیسی در قسمت پائینی حباب بیشتر از قسمت بالایی حباب بوده و سبب میشود که اندازه نیروی میدان مغناطیسی باعث فشرده شدن سریعتر قسمت از قسمت بالایی حباب یا در واقع گردنیشدن سریعتر حباب میگردد و شکست حباب سریعتر اتفاق میافتد.



شکل ۴–۴۴: سیر تکاملی صعود حباب در زمان های بیبعد مشابه برای ۲/۲ = χ و ارتفاع سوزن بیبعد (*h**=۲/۵) و شرایط مرزی نوع ۱ برای سه باند مغناطیسی مختلف.

شکل ۴-۴۴، سیر تکاملی تغییرشکل و شکست حباب را برای سه باند مغناطیسی مختلف برای χ=۲/۲ و ارتفاع سوزن بیبعد (h*=۲/۵) برای شرایط مرزی نوع ۱ را نشان می دهد. همانطور که ملاحظه میشود، با افزایش باند مغناطیسی شکست حباب سریعتر اتفاق میافتد و سایز حباب شکسته شده کوچکتر میشود.



گرفته شده در جدول ۱ برای ۲/۲=χ و ارتفاع سوزن بیبعد (۲/۵=/h).

 نوع ۳، نوع ۲ و نوع ۱ سریعتر اتفاق میافتد. همانطور که بیان شد، باند مغناطیسی در این شکل یکسان میباشد ولی از آنجائیکه غیریکنواخت بودن میدانها با هم متفاوت میباشد، سبب میشود که نیروی میدان مغناطیسی با هم متفاوت باشد و هر چه میدان غیریکنواخت تر باشد، نیروی مغناطیسی که بر مرزمشترک حباب وارد میشود، بیشتر بوده و حباب سریعتر فشرده شده و شکست حباب سریعتر اتفاق میافتد.

برای درک بهتر این مطلب، خطوط میدان مغناطیسی برای چهار حالت در نظر گرفته شده، برای برای درک بهتر این مطلب، خطوط میدان مغناطیسی برای چهار حالت در نظر گرفته شده، برای $\chi=\Upsilon/r$, $Bo_m=\pi/1$ میران معناطیسی بدلیل تغییر در قابلیت گذردهی ملاحظه میشود، در سطح مشترک دوفاز خطوط میدان مغناطیسی بدلیل تغییر در قابلیت گذردهی می می می می می می می از اطراف از فاز گسسته بیشتر است، انحنای خطوط به سمت فاز پیوسته می باشد. همچنین نوع ۴، نوع ۳، نوع ۲ و نوع ۱ به ترتیب میدان مغناطیسی غیریکنواخت ر هستند.



 $(h^*=1/2)$ و ارتفاع سوزن بیبعد ($\chi=1/2$).

فصل پنجم:

نتيجه گيري و

يبشنهادات

در این قسمت به بررسی کلی نتایج بهدست آمده در فصل قبل پرداخته می شود. نتایج بهدست آمده به صورت جداگانه ذکر می شوند. در ادامه پیشنهادات ادامه کار برای محققین علاقه مند به این تحقیق ارائه می شود تا بتوانند در پژوهش های خود از آن ها بهره گرفته و نتایج بهتری بهدست آورند. در این پایان نامه شبیه سازی صعود حباب در اثر گرانش و سقوط قطره در حضور میدان مغناطیسی مورد مطالعه قرار گرفته است. برای این فرایند اعداد بی بعد متفاوتی مورد مطالعه قرار گرفته ان تا تر آن ها بر روی این پدیده بررسی گردد.

۱- نتیجهگیریها

درمطالعه حاضر، جریان دوفازی مخلوط نشدنی در حضور و عدم حضور میدان مغناطیسی بصورت عددی مورد مطالعه قرار می گیرد. برای این منظور، از روش شبکه بولتزمن با مدل شبه-پتانسیل استفاده شد. کد کامپیوتری نوشته شده با استفاده از حلهای تحلیلی، عددی و آزمایشگاهی در زمینه جریانهای دوفازی محققان پیشین مورد صحت سنجی قرار گرفت. مقایسه بین نتایج نشان داد که نتایج حاضر تطابق خوبی با نتایج تحلیلی، عددی و آزمایشگاهی قبلی دارد.

چهار مسئله متفاوت شامل: صعود حباب تحت گرانش، سقوط قطره تحت گرانش در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت، سقوط قطره تحت گرانش در حضور میدان مغناطیسی غیریکنواخت و صعود حباب از یک نوک سوزنی در استخری از مایع تحت میدان مغناطیسی غیر یکنوتخت مورد شبیهسازی قرار گرفت.

در بحش اول، صعود حباب تحت گرانش بررسی شد و نتایج زیر استخراج شد:

- ۱- چند نقطه از نمودار گریس انتخاب و نتایج عددی حاضر با نتاج آزمایشگاهی گریس مقایسه شد. نتایج نشان میدهد که روش عددی حاضر توانایی پیش بینی رفتار صعود حباب در اثر گرانش را دارد.
 - ۲- سه رژیم جریان مختلف، شامل رژیمهای کروی، بیضوی و کلاه بیضوی مشاهده شد.
- ۳- خطوط جریان برای سه رژیم مشاهده شده رسم شد. همانطور که از شکل مشخص است، در حالتی که تغییر شکل کوچک میباشد (رژیمهای کروی و بیضوی)، دنبالهای پشت حباب تشکیل نمی گردد. ولی وقتی حباب دچار تغییر شکل بیشتری می شود (کلاه بیضوی)، دنباله- های بزر گتر پشت حباب ایجاد می گردد.
- ۴- در انتهای این بخش نیز منظور نشان دادن توانایی روش عددی حاضر در شبیهسازی جریان دوفازی، نتایج صعود حباب با نتایج عددی محققان پیشین مقایسه شد.

در بخش بعدی سقوط قطره تحت گرانش در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت مطالعه شد و نتایج نشان دادند که:

- ۱- باند مغناطیسی نشان دهنده نسبت نیروی مغناطیسی به کشش سطحی میباشد، که با افزایش آن، نیروی مغناطیسی که بر سطح مشترک قطره عمل میکند، بیشتر میشود و باعث کشیدگی بیشتر قطره در راستای میدان میگردد.
- ۲- شکل قطره در حالت بدون میدان مغناطیسی به دلیل تعادل بین نیروهای لزجت، اختلاف فشار و کشش سطحی به صورت دایره باقی میماند. زمانی که قطره در معرض میدان مغناطیسی قرار می گیرد، همانطور که انتظار می رود، قطره در جهت میدان کشیده می شود. در حالتیکه میدان مغناطیسی در راستای افقی اعمال می گردد، قطره مدت زمان بیشتری طول می کشد تا سقوط کند. اما، سرعت سقوط قطره در حالت اعمال میدان مغناطیسی بصورت عمودی سریعتر می شود.

- ۳- -با رسم مختصات مکانی نوک قطره در زمانهای بیبعد مختلف برای حالتهای میدان مغناطیسی افقی، عمودی و بدون میدان مغناطیسی نتیجه می گیریم به دلیل افزایش سطح عمود بر حرکت قطره در حالت میدان مغناطیسی افقی برای کامل شدن پروسه سقوط مدت زمان بیشتری نیاز است.
- ۴- تغییر شکل قطره مغناطیسی به ازاء مقادیر نفوذپذیری بزرگ بسیار چشمگیر میباشد. برای مقادیر کم نفوذپذیری شکل نهایی قطره بصورت بیضی در میآید، در حالیکه افزایش نفوذپذیری تاثیر به سزایی روی کش آمدن قطره دارد. زیرا برای مقادیر بالای نفوذپذیری، نیروی مغناطیسی بر نیروی کشش سطحی غلبه میکند و باعث تغییر شکل بیشتر قطره در راستای میدان می گردد.

در بخش سوم رساله نیز، سقوط قطره تحت گرانش در حضور میدان مغناطیسی غیریکنواخت مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفت و نتایج زیر بدست آمد:

- ۱) نتایج نشان میدهد که با اعمال میدان مغناطیسی غیریکنواخت میتوان مسیر حرکت، سرعت و زمان سقوط قطره را بصورت غیرتماسی پیشبینی نمود.
- ۲) در یک عدد اتووس، باند مغناطیسی و نفوذپذیری مغناطیسی مشخص، با افزایش *A قطره در حال سقوط از سقوط در راستای خط مرکز کانال منحرف شده و به سمتی که شدت میدان مغناطیسی بیشتر است منحرف میشود. هر چند بدلیل انحراف قطره، قطره مسیری بیشتری را طی میکند ولی سریعتر سقوط میکند. در مقادیر *A بزرگ، حتی قطره به جداره کانال برخورد میکند و تحت نیروی دافعه، قطره به سمت مرکز کانال حرکت میکند.
- ۳) در قسمت انتهایی این بخش، قسمت پائین کانال، توسط مجرایی به دو قسمت تقسیم شد و حالتهای مختلف سقوط قطره برای عبور از سمت راست کانال مورد ارزیابی قرار گرفت.

در بخش انتهایی رساله نیز، صعود حباب از یک نوک سوزنی در استخری از مایع تحت میدان مغناطیسی غیریکنواخت مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفت و نتایج زیر بدست آمد:

- ۱) با اعمال میدان خارجی، مانند میدان مغناطیسی میتوان سبب سریعتر شدن فرآیند شکست
 حباب شد.
- ۲) در هر نوع شرایط مرزی میدان مغناطیسی، با افزایش باند مغناطیسی، شکست حباب سریعتر اتفاق می افتد.
- ۳) نتایج نشان داد که می توان با اعمال میدان مغناطیسی مناسب، شکست حباب سریعتر اتفاق بیافتد.

۲- پیشنهادات ادامه کار

به دلیل گستردگی فراوان کاربرد جریانهای دوفازی، تحلیل این جریانها بسیار اهمیت دارند. ولی به علت پیچیدگیهای این نوع جریانها، هنوز بسیاری از تحقیقات لازم در این زمینه صورت نگرفته است. عناوین کلی زیر برای بهبود برنامه حاضر و همچنین به عنوان پیشنهاد برای کارهای آینده در نظر گرفته شده است:

- ۱- مقایسه بین مدلهای دوفازی در روش شبکه بولتزمن: سایر مدلهای موجود در شبیهسازی
 جریانهای دوفازی با استفاده از روش شبلکه بولتزمن با روش شبه پتانسیل مقایسه شود،
- ۲- اعمال میدان الکتریکی: اثر میدان الکتریکی بر روی تغییر شکل حباب/قطره مورد بررسی قرار
 گیرد و
- ۳- در نظر گرفتن اثرات درجه حرارت و خصوصیات ترمودینامیکی: در رساله حاضر، دو سیال همدما در نظر گرفته شده اند، بررسی شود در صورتیکه درجه حرارت دو سیال متفاوت باشند، چه تاثیری بر روی فرآیند صعود حباب یا سقوط قطره می گذارد.

مراجع

[1] Gong S., Cheng P. and Quan X. (2010) "Lattice Boltzmann simulation of droplet formation in microchannels under an electric field" Int. J. Heat. Mass. Trans, 53, pp. 5863-5870.

[2] Han J. and Tryggvason G., (**1999**) "Secondary breakup of axisymetric liquid drops. I: Acceleration by constant body force" **J. physic fluid.**, **11**, pp.**3650-3667**.

[3] Ki H., (**2010**) "Level Set Method for Two-Phase Incompressible Flows under Magnetic Fields" **Computer Physics Communications**, **181**, pp. **999-1007**.

[۴] حدیدی ا ، انصاری م، (۱۳۸۹) "اعمال میدان مغناطیسی برلوله ها حامل سیال خنک کار ی برای افزایش نرخ انتقال حرارت" ، دومین همایش ملی فنآوری هسته ای-خدمات مهندسی، سازمان انرژی اتمی، تهران، ایران.

[5] Zhang C, Eckert S. and G. Gerbeth, (**2005**) "Experimental Study of Single Bubble Motion in a Liquid Metal Column Exposed to a DC Magnetic Field" **Int. J. Multiphase Flow**, **31**, pp. **824-842**.

[7] Arias F. J., (**2010**) "Critical Heat Flux -CHF in Liquid Metal in Presence of a Magnetic Field with Particular Reference to Fusion Reactor Project" **J. Fusion Energy**, **29**, pp. **146-149**.

[8] Arias F. J., (**2010**) "Film Boiling in Presence of a Magnetic Field in Liquid Metals within

Framework of Taylor-Helmholtz Instabilities in Application to Fusion Reactor Project". J. Fusion Energy, 29, pp. 157-160.

[9] Arias F. J., (**2010**) "Heat and Mass Transfer in Transitional Boiling on Liquid Metal in Presence of a Magnetic Field", **J. Fusion Energy**, **29**, pp. **244-250**.

[10] Arias F. J., (**2010**) "Magnetohydrodynamic Vapor Explosions: A Study with Potential Interest to the Safety of Fusion Reactor Project" **Journal of Fusion Energy**, **29**, pp. **161-164**.

[۱۱] حدیدی ۱، انصاری م، عظیمی ع، (۱۳۹۰) "بررسی عددی اثر میدان مغناطیسی بر میدان جریان داخل حفره مربعی با مرز متحرک برای سیال تکفاز و نانوسیال، سومین کنفرانس ملی کاربرد CFD در صنایع شیمیایی و نفت دانشگاه علم و صنعت"، تهران، ایران . [12] Stacey W. M., (**2010**) "An Introduction to the Physics and Technology of Magnetic Confinement Fusion", 1nd ed., **Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA**, Weinheim.

[13] Ban S. and Korenivski V., (2006) "Pattern storage and recognition using ferrofluids", J. Appl. Phys. 99: 08R907.

[14] Vander wal R. L. and Ticich T. M., (2001) "Comparative flame and furnace synthesis of single-walled carbon nanotubes Chem". Phys. lett. 336, pp. 24.

[۱۵] قفرانی ع، (۱۳۹۱) "بررسی تجربی انتقال حرارت جابجایی اجباری سیالات فرو وتاثیرات میدان مغناطیسی، پایانامه ارشد، دانشکده مکانیک، دانشگاه صنعتی شریف.

[16] Kazeminezhad I. and Mosivand S., (2010) "Effect of Surfactant Concentration on Size and Morphology of Electrooxidated Fe_3O_4 Nanoparticles" in the proceeding of **3rd Conference on Nanostructures**, Kish island.

[17] Alexiou Ch., Schmid R., Jurgons R., Bergemann Ch., Arnold W., Parak F. G. (2002) "Targeted Tumor Therapy with Magnetic Drug Targeting": Therapeutic Efficacy of Ferrofluid Bound Mitoxantrone, **594**, pp. **233-251**.

[18] Gunn R. and Kinzer G. D. (**1984**) "The terminal velocity of fall for water droplets in stagnant air", J. Meteor, **6**, pp. **243-248**.

[19] Arecchi F. T., Buah-Bassuah P. K., Francini F. and Residori S. (**1996**) "Fragmentation of a drop at it falls in a lighter miscible fluid", **J phys. Rev. E**, 54, pp. **424-429**.

[20] Krishna R., Urseanu M. I., Baten V. and Ellenberger J. (**1996**) Wall effects on rise of single gas bubbles in liquids, **International Communication Heat and Mass Transfer**, **26**, pp. **781-790**.

[21] Unverdi S. O.and Tryggvason G. (1992) "A front tracking method for viscos incompressible, multi-fluid flows", J. Phys, 100, pp. 25-37.

[22] Takada N., Misawa M, Tomiyama A. and Hosokawa S. (2001) "Simulation of bubble motion under gravity by lattice Boltzmann method", J. Nucl. Sci. Technol., 38, pp. 330-341.

[23] Kang Q., Zhang D., Chen S. (2002) "Displacement of atwo dimentional immiscible droplets in a channel", J. phys.fluid, 14, pp. 3203-3214.

[24] Inamuro T, Ogata T., Tajima S. and Konishi N. (2008) "A lattice Boltzmann method for incompressible two phase flows with large dencity difference", J. comput. Phys. fluid ,198, pp. 628-644.

[25] Annaland M. V. S., Deen N. G. and J. Kuipers A. M., (2005) "Numerical simulation of gas bubbles behavior using a three dimentional volume of fluid method" J. Chem. Eng Sci, 60, pp. 2999-3011.

[26] Zheng H.W., Shu C. and Chew Y.T. (2006) "A lattice Boltzmann for multiphase flows with large density ratio" J. Comput. Phys. 218, pp.353–371.

[27] Lee T. and Lin C.L. (2005) "A stable discretization of the lattice Boltzmann equation for simulation of in compressible two-phase flows at high density ratio" J. Comput. Phys. Vol.

[28] Ni M. J., Komori S. and Morely N. B., (2006) "Direct simulation of falling droplet in a closed channel", Int. J. Heat. Mass. Trans, 49, pp. 366-376.

[29] Hua J., Lou J., (2007) "Numerical simulation of bubble rising in viscous liquid" J. comput. phys, 222, pp. 769-795.

[30] Xing X. A., Butler D. L., Ng S. H., Wang Z., Danyluk S.and Yang C., (2007) "Simulation of droplet formation and colescence using larrice Boltzmann based single phase model", J. Colloid. Interface. Sci., 311, pp. 609-618.

[31] Huang H., Throne D. T., Schaap M. G. and Skoup M., (2007) "Proposed approximation for contact angles in Shan and Chen type multicomponent multiphase lattice Boltzmann models", J. phys. Rev. E, 76, pp. 066701(1-6).

[32] Young T., (**1985**) "An easy on the Cohesion of Fluids", Philosophical Transactions of Royal Society of London. **95**, pp. **65-87**.

[33] Fakhari A and Rahimian M. H, (**2009**) "Simulation of falling droplet by the lattice Boltzmann method" **Commun Nonlinear Sci Numer Simul**, **14**, pp. **3046- 3055**.

[34] Cheng M., Hua J. and Lou J. (2010) "Simulation of bubble–bubble interaction using a lattice Boltzmann method", J. Comput. Fluid, 39, pp. 260–270.

[35] Fakhari A. and Rahimian M. H., (**2011**) "Investigation of deformation and breakup of falling droplet using a multiple relaxation time lattice Boltzmann method", **J. Comput. Fluid**, **40**, pp. **156-171**.

[36] Jalaal M. and Mehravaran K., (2012) "Fragmentation of falling liquid droplets in bag breakup mode", Int. J. Multiph. Flow, 47, pp. 115-132.

[37] Anwar Sh., (**2013**) "Lattice Boltzmann modeling of buoyant rise of single and multiple Bubbles", **Comput. Fluid.**, **88**, pp. **430–439**.

[38] Mousavi Tilehboni S.E., Sedighi K., Farhadi M., Fattahi E., (**2013**) "Lattice Boltzmann Simulation of Deformation and Breakup of a Droplet under Gravity Force Using Interparticle Potential Model", **IJE TRANSACTIONS A: Basics**, **26**, pp. **781-794.** [39] Jiang F., Hu Ch., (**2014**) "Numerical simulation of a rising CO 2 droplet in the initial accelerating stage by a multiphase lattice Boltzmann method", **Appl. Ocean. Res.**, **45**, pp. **1–9**.

[40] Mousavi Tilehboni S.E., Fattahi E., Hassanzadeh Afrouzi H., Farhadi M., (**2015**) "Numerical simulation of droplet detachment from solid walls under gravity force using lattice Boltzmann method", **J. Mol. Liq.**, **212**, pp. **544–556**.

[41] Bacri J.C., Salin D., (1982) "Instability of ferrofluid magnetic drops under magnetic field", J. Phys. Lett, 43, pp. 649 – 654.

[42] Ishimoto J., Okubo M., Kamiyama S. and Higashitani M.,(**1995**) "Bubble Behavior in Magnetic Fluid under a Nonuniform Magnetic Field" **Int. J. Japan Society of Mechanical Engineering**, **38**, pp. **382-387**.

[43] Nakatsuka K., Jeyadevan B., Akagami Y., Torigoe T. and Asari S. (**1999**) "Visual Observation of the Effect of Magnetic Field on Moving Air and Vapor Bubbles in a Magnetic Field", **J. Mag. Magn Mate.**, **201**, pp. **256-259**.

[44] Lavrova O., Matthies G., Polevikov V. and L. Tobiska, (**2004**) "Numerical Modeling of the Equilibrium Shapes of a Ferrofluid Drop in an External Magnetic Field", **Proc. in Appl. Math. Mech**, **4**, pp. **704–705**.

[45] Tagawa T., (**2006**) "Numerical Simulation of Two-Phase Flows in the Presence of a Magnetic Field", **J. Math. Comput. Simul**, **72**, J. pp. **121-219**.

[46] Guo Z.G., Zhou F., Hao J.C., Liang Y.M., Liu W.M. and Huck W.T.S., (2006) "Stick and slide ferrofluidic droplets on superhydrophobic surfaces", Applied. Phys. Lett., 89, pp. 81911.

[47] Nguyen N.T., Beyzavi A., Ng K.M. and Huang X.Y., (**2007**) "Kinematics and deformation of ferrofluid droplets under magnetic actuation, Microfluidics and Nanofluidics, **3**, pp. **571-579**.

[48] Korlie M.S., Mukherjee A., Nita,B.G. Stevens J.G., Trubatch A.D., Yecko P., (2008) "Modeling bubbles and droplets in magnetic fluids", J. Phys. Condens. Matter, 20, pp. 204143.

[49] Afkhami S., Renardy Y., Renardy M., Riffle J. S. and Pierre T. St, (2008) "Field-Induced Motion of Ferrofluid Droplets Through Immiscible Viscous Media", J.Fluid Mech, 610, pp. 363–380.

[50] Afkhami S., Tyler A.J., Renardy Y., Renardy M., Pierre T.G. St., Woodward R.C. and Riffle J.S., (**2010**) "Deformation of a hydrophobic ferrofluid droplet suspended in a viscous medium under uniform magnetic fields", **J. Fluid Mech**, **663**, pp. **358-384**.

[51] Cheung Y. N. and Qiu H., (2011) "Characterization of acoustic droplet formation in a microfluidic flow-focusing device". Phys Rev E. 84(6), pp. 066310.

[52] Probst R., Lin J., Komaee A., Nacev A., Cummins Z. and Shapiro B., (2011) "Planar Steering of a Single Ferrofluid Drop by Optimal Minimum Power Dynamic Feedback Control of Four Electromagnets at a Distance", J. of Mag. Magn Mater, 323, pp. 885–896.

[53] Zhu G.P., Nguyen N.T., Ramanujan R. V. and X.-Y. Huang, (**2011**) "Nonlinear Deformation of a Ferrofluid Droplet in a Uniform Magnetic Field", **Langmuir**, **27**, pp. **14834–14841**.

[54] Zakinyan A., Nechaeva O. and Dikansky Y., (**2012**) "Motion of a deformable drop of magnetic fluid on a solid surface in a rotating magnetic field", **Exp. Therm. Fluid.** Sci., **39**, pp. **265-268**.

[55] Shi D., Bi Q. and Zhou R., (**2014**) "Numerical Simulation of a Falling Ferrofluid Droplet in a Uniform Magnetic Field by the VOSET Method", **Taylor & Francis**, **66**, pp.**144–164**.

[56] Shi D., Bi Q. and Zhou R., (**2014**) "Experimental Investigation on Falling Ferrofluid Droplets in Vertical Magnetic Fields", **Exp. Therm. Fluid. Sci.**, **54**, pp. **313-330**.

[57] Ghaffari A., Hashemabadi, S. H., Bazmi M., (**2015**) "CFD simulation of equilibrium shape and coalescence of ferrofluid droplets subjected to uniform magnetic field", **Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects**, **481**, pp. **186–198**.

[58] Tian X. H., Shi W. Y, Tang T., Feng L. (**2016**) "Influence of Vertical Static Magnetic Field on Behavior of Rising Single Bubble in a Conductive Fluid" **Journal of Iron and steel Institute of Japan**, **56**, pp. **195-204**.

[59] Hadidi A, Jalali-Vahid D., (2016) "Numerical simulation of dielectric bubbles coalescence under the effects of uniform magnetic field", Theor. Comput. Fluid Dyn,.
30, pp.165–184.

[60] Hadidi A, Jalali-Vahid D., (2016), "Effects of uniform magnetic field on the interaction of side-by-side rising bubbles in a viscous liquid", Korean J. Chem. Eng., 33(3), pp.795-805.

[61] Yamasaki H., and Yamaguchi H., (**2017**) "Numerical simulation of bubble deformation in magnetic fluids by finite volume method", **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**,431, **pp**.164–168,.

[62] Odenbach S. and Thurm S., (2002) "Magnetoviscous Effects in Ferrofluids", Springer-VerlagBerlin Heidelberg, LNP 594, pp. 185–201.

[63] Raabe D. (2004) "Overview of the lattice Boltzmann method for nano- and microscale fluid dynamics in materials science and engineering." ,Model. Simul. Mater Sci. Eng., 12.

[64] Sukop M. C. and ThorneJr. D. T., (2007) "Lattice Boltzmann Modeling: An Introduction for Geoscientists and Engineers" New York :Springer-Verlag.

[65] Reif, F .(1967).Statistical Physics . Mc Graw-Hill New York

[66] Succi, S .(2001) "The Lattice Boltzmann Equation for Fluid Dynamics and Beyond." Oxford Clarendon Press.

[67] Wolf-Gladrow, D . (**2000**) "Lattice-Gas Cellular Automata and Lattice Boltzmann Models - An Introduction." **Berlinpp :Springer**.

[68] Qian Y. H., Humières D. D' and Lallemand P, (**1992**), "Lattice BGK Models for Navier-Stokes Equation." **Europ Lett.**, **17**.

[69] Mohammad A, (2007) "A .Applied Lattice Boltzmann Method for Transport Phenomena Momentum Heat and Mass Transfer." Calgary : University of Calgary Press.

[70] Shi D., Bi Q., He Y., Zhou Ro., (**2014**) "Experimental Investigation on Falling Ferrofluid Droplets in Vertical Magnetic Fields", **Exp. Therm. Fluid. Sci.**, **54**, pp. **313-330**.

[71] Shan, X. and Chen, H., (**1993**) " Lattice Boltzmann Model for Simulating Flows with Multiple Phases and Components" **Phys. Rev. E**, **47**, pp. **1815-1819**.

[72] Nourgaliev, R., Dinh, T.N., and Sehgal, B.R. (**2002**) "On lattice Boltzmann modeling of phase transitions in an isothermal non-ideal fluid", **Nucl. Engng. Des**, **211**. pp. **153-171**.

[73] Swift, M.R., Osborn, W.R., and Yeomans, J.M, (1995) "Lattice Boltzmann Simulation of Nonideal Fluids" "Phys. Rev. Lett .75.

[74] Yuan, P. and Schaefer, L.,(2006) Equations of state in a lattice Boltzmann model, **Phys. Fluids**, 18.

[75] Callen, H.B .(**1985**) "Thermodynamics and An Introduction to Thermostatistics." **New York** :**Wiley**, second ed..

[76] Shan, X. (**2008**) "Pressure tensor calculation in a class of nonideal gas lattice Boltzmann models , **Phys. Rev**, **77**.

[77] Shan X., Chen H. (**1994**) "Simulation of nonideal gases and liquid–gas phase transitions by the lattice Boltzmann equation." **Phys. Rev**, **49**, pp. **2941-2948**.

[78] Shan, X (**2006**) "Analysis and reduction of the spurious current in a class of multiphase lattice Boltzmann models" **Phys. Rev**, **73**.

[79] Gong S., Cheng P. (**2012**) "Numerical investigation of droplet motion and coalescence by an improved lattice Boltzmann model for phase transitions and multiphase flows." **J.Computers & Fluids.**, **53**, pp. **93-104**.

[80] Huang H., Krafczyk M., Lu X. (**2011**) "Forcing term in single-phase and Shan– Chentype multiphase lattice Boltzmann models" **Phys. Rev**, **84**.

[81] Li Q., Luo K.H., Li X.J. (**2012**) "Forcing scheme in pseudopotential lattice Boltzmann model for multiphase flows" **Phys. Rev**, **86**.

[82] Yu Z., Fan L.S. (**2010**) "Multirelaxation-time interaction-potential-based lattice Boltzmann model for two-phase flow" **Phys. Rev**, **82**.

[83] Sbragaglia M., Benzi R., Biferale L., Succi S., Sugiyama K., Toschi F. (2007) "Generalized lattice Boltzmann method with multirange pseudopotential" **Phys. Rev E**, 75.

[84] Sbragaglia M., Benzi R., Biferale L., Succi S., Sugiyama K., Toschi F. (**2006**) "Surface roughness-hydrophobicity coupling in microchannel and nanochannel flows", **Phys. Rev. Lett, 97**.

[85] Dong B., Yan Y. Y., Li W., Song Y., (**2010**) "Lattice Boltzmann simulation of viscous fingering phenomenon of immisciblefluids displacement in a channel", **Computers & Fluids**, **39**. pp. **768-779**.

[86] Rosensweig, R.E. (1985) "Ferrohydrodynamics .Cambridge" Cambridge University Press.

[87] Kupershtokh A.L., Medvedev D.A., Karpov D.I. (**2009**) "On equations of state in a lattice Boltzmann method" Comput. Math. Appl., **58**, pp. **965-974**.

[88] Guo Z., Zheng C., Shi B. (**2002**) "Discrete lattice effects on the forcing term in the lattice Boltzmann method" **,Phys. Rev. E**., 65.

[89] Burns A., Mastrangelo C. H., Sammarco T. S., Man F.P., Webster J. R., Johnson B. N., Foerster B. (1996) "Microfabricated structures for integrated DNA" **Proc. Nat.** Acad. Sci. U.S.A., 93, pp. 5556-5561.

[90] Cordero M. L., Burnham D. R., Baroud C. N. and McGloin D. (**2008**) "Thermocapillary manipulation of droplets using holographic beam shaping: Microfluidic pin ball" **Appl. Phys. Lett, 93**.

[91] Cho S. K., Moon H. and Kim Creating C. J. ,(2003) "transporting ,cutting ,and merging liquid droplets by electrowetting-based actuation for digital microfluidic circuits" ,J. Microelectromech. Syst, 12, pp. 70-80.

[92] Wu Y., Fu T., Ma Y. (2015) "Active control of ferrofluid droplet breakup dynamics in a microfluidic T-junction", Microfluid Nanofluid., 18, pp. 19-27.

[93] Liu I, Tan S.H, Yap Y. F, Ng M. Y, Nguyen N.T., (**2011**) "Numerical and experimental investigations of the formation process of ferrofluid droplets", **Microfluid Nanofluid**, **11**, pp. **177-187**.

[94] Yarin A., Weiss D. (**1995**) "Impact of drops on solid surfaces: self-similar capillary waves, and splashing as a new type of kinematic discontinuity" **J. Fluid. Mech**, **283**, pp. **141-173**.

[95] Eggers, J., Lister, J., and Stone, H. A, (**1999**) "Coalescence of Liquid Drops" **J. Fluid Mech**, **401**, pp. **293-310**.

[96] Grace, J.R, (**1973**) "Shapes and Velocities of Bubbles Rising in Infinite Liquids", **Transactions of the Institution of Chemical Engineering**, **51**, pp. **116-120**.

[97] Deshpande K. B., Zimmerman W. B., (2006) "Simulation of Interfacial Mass Transfer by Droplet Dynamics Using the Level set Method", Chem Eng. Sci, 61, pp.6486-6498.

[98] Tryggvason G., (**1988**) "Numerical simulation of the Rayleigh–Taylor instability", **J. Comput. Phys. 75**, pp. **253.**.

[99] Mulder W., Osher S., and Sethian J. A., (1992). "Computing interface motion in compressible gas dynamics", J. Comput. Phys. 100, pp. 449.

[100] d'Humi'eres, D., (**1992**) "Generalized lattice Boltzmann equations", In Rarefied Gas Dynamics: Theory and Simulations (Ed. B.D. Shizgal & D.P. Weaver). **Prog. Aeronaut.** Astronaut. **159**, pp. **450–458**,

[101] Premnath, K.N. and Abraham, J., (2007), "Three-dimensional multi-relaxation Time (MRT) Lattice-Boltzmann Models for Multiphase Flow", J. Compu Phy., 224, pp. 539–559.

[102] Flament C., Lacis S., Bacri J. C., Cebers A., Neveu S., and Perzynski R., (1966), "Measurements of Ferrofluid Surface Tension in Confined Geometry" ,Phys Rev. E,

53, pp. 4801.

[103] Clift R., Grace J. R., Weber M. E., (1978), "Bubbles, drops, and particles", New York: AcademicPress.

[104] Bhaga D., Weber M. E., (1981), "Bubbles in viscous liquids: shapes, wakes and velocities", J. Fluid Mech, 105, pp. 61-85.

[105] Delnoij E., Kuipers J.A.M., and van Swaaij W.P.M., (**1998**), "Numerical simulation of bubble coalescence using volume of fluid (VOF) model," **in Third International Conference on Multiphase Flow**, ICMF'98, Lyon, France,.

[106] Brereton, G., Korotney, D., (**1991**) "Coaxial and oblique coalescence of two rising bubbles. In: Sahin, I., Tryggvason, G.: Dynamics of bubbles and vortices near a free surface", **AMD**-vol.119 ASME, NEW York.

پیوست ۱- زمان آسایش چندگانه

در این قسمت، زمان آرامش چندگانه توضیح داده میشود. معادلاتی که تاکنون استخراج شدند مربوط به روش شبکه بولتزمن با زمان آسایش منفرد بودند. به دلیل سادگی اعمال آن، این روش پرکاردبردترین روش شبکه بولتزمن میباشد. زوش شبکه بولتزمن با زمان آسایش چندگانه توسط دوهامیر [۱۰۰] در سال ۱۹۹۲ ارائه شد. این روش بر برخی مشکلات روش زمان آسایش منفرد فائق آمده و باعث پایداری بیشتر روش شبکه بولتزمن می گردد. این روش در دو مسئله اساسی توربولانس و جریانهای دوفازی کاربردهای موفقی داشته و شاید بتوان گفت به روش فراگیری برای اینگونه مسائل تبدیل شده است. البته در مقایسه با زمان آسایش منفرد کندتر بوده و محاسبات و پیچیدگی بیشتری

همانطور که قبلاً در فصل دوم بیان شد، شکل کلی معادله بولتزمن بصورت زیر می باشد[۸۵]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + V \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{F}{\rho} \frac{\partial f}{\partial V} = \Omega, \qquad (1-i)$$

که $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ تابع توزیع ذره میباشد. سمت راست معادله فوق (Ω) ، نشان دهنده ترم برخورد می-باشد که تغییر تابع توزیع ذره را در نتیجه برخورد ذرات را نشان میدهد. در روش شبکه بولتزمن مرسوم، این ترم توسط تقریب بی-جی-کی محاسبه می گردد. این تقریب بیان میکند که برخورد ذرات با یک فرآیند آسایش منفرد (τ) به سمت تعادل محلی میل میکند[۸۵].

$$\Omega = -\frac{f - f^{eq}}{\tau}.$$
 (1)

معادله شبکه بولتزمن با زمان آسایش چندگانه رفتاری مشابه زمان آسایش منفرد دارد با این تفاوت که در این روش، ترم برخورد به جای یک زمان آسایش منفرد، توسط یک ماتریس ثابت جایگزین می شود [۸۵]:

$$\Omega_{\alpha} = -\sum_{j} f_{j} - f_{j}^{eq}.$$
(۳–الف)

در نتیجه معادله شبکه بولتزمن بصورت گسسته بصورت زیر میتواند بیان گردد [۸۵]:

$$f_{\alpha}(\boldsymbol{x}_{\alpha} + \boldsymbol{e}_{\alpha}\Delta t, t + \Delta t) - f_{\alpha}(\boldsymbol{x}_{\alpha} + t) = -\sum M_{\alpha j} (f_{j} - f_{j}^{eq}) + \Delta t \boldsymbol{S}_{\alpha}, \quad (\boldsymbol{f}_{-\boldsymbol{\omega}})$$

ترم S_{α} در معادله فوق بیان کننده ترم $\frac{F}{\rho}\frac{\partial f}{\partial V}$ در معادله (الف-۱) میباشد. در شکل کلی، ماتریس برخورد (**M**) یک ماتریس با عناصر ثابت میباشد که بیانگر زمانهای آسایش متفاوت میباشد. ترم نیرو در معادله شبکه بولتزمن میتواند با استفاده از مشتق تابع توزیع تقریب زده شود[۸۵]: (الف-۵) (الف-۵) (الف-۵)

با یک مجموعه متناهی از سرعتهای گسسته، ترم نیرویی در روش شبکه بولتزمن به صورت زیر تبدیل میشود:

$$S_{\alpha} = \frac{(e_{\alpha} - u) F}{\rho C_{s}^{2}} f_{\alpha}^{eq}, \qquad (\pounds)$$

سپس، بعد از استخراج روابط توسط پرماناس و آبراهام در سال ۲۰۰۷ [۱۰۱]، روابط LBE کلی با اعمال رابطه تفاضل محدود برای ترم نیرو با تبدیل $\overline{f_i} = f_i - \frac{1}{2}S_i\Delta t$ معادله فوق به یک معادله صریح به صورت زیر تبدیل میشود [۱۰۱]:

$$\bar{f}_{\alpha}(\boldsymbol{x}_{\alpha} + \boldsymbol{e}_{i}\Delta t, t + \Delta t) - \bar{f}_{\alpha}(\boldsymbol{x}_{\alpha}, t) = -\sum M_{\alpha j} (\bar{f}_{j} - f_{j}^{eq}) + \sum_{j} (I_{\alpha j} - (Y - I_{\alpha j}))$$

 $rac{1}{2}M_{lpha j})S_{j}\Delta t,$ که در آن $I_{lpha j}$ ماتریس واحد است.

از آنجائیکه معادله (الف-۷) برای زمان آسایش منفرد و چندگانه بکار میرود، بکارگیری نیروی فعل و انفعال در زمان آسایش چندگانه ساده میباشد. چگالی و سرعت سیال ماکروسکوپیک بصورت زیر محاسبه می گردد:

$$\rho \boldsymbol{V} = \sum_{\alpha} f_{\alpha} \boldsymbol{e}_{\alpha} + \frac{\delta t}{2} \boldsymbol{F}, \qquad (9-\gamma)$$

از آنجاییکه ماتریس برخورد (M)، یک ماتریس کامل است، حل مستقیم معادله فوق شامل یک ماتریس پیچیده است. برای سادهتر نمودن این پیچیدگی، میتوان متغیرهای فضای مومنتم را به فضای فاز انتقال داد. برای این کار از ماتریس انتقال M استفاده می گردد.

$$\hat{f} = \boldsymbol{M}\bar{f}$$
 (۱۰-۱)

فرم ارائه شده برای ماتریس M براساس مدل دوبعدی $D_{7}Q_{1}$ به شکل رابطه (الف-۱۱) میباشد [۱۰۱]:

بردار تبدیل یافته \hat{f} برای شبکه $D_{r}Q_{9}$ در فضای مومنتم به فرم صریح زیر میباشد: $\hat{f} = [\rho, e, e^{2}, j_{x}, q_{x}, j_{y}, q_{y}, p_{xx}, p_{xy}]^{T}$ (الف–۱۲)

که qدانسیته، p انرژی، e^2 مربع انرژی، $j_x \ e \ y$ ممنتوم در راستای $x \ e \ y$ ، $q_x \ e \ q_y \ p_x$ فلاکس انرژی، p_{xx} و $p_{xy} \ p_{xy}$ و p_{xx} عناصر قطری و غیر قطری تانسور تنش میباشند. مومنتم تعادلی با اعمال تبدیل بر روی p_{xx} و p_{xy} و p_{xx} تابع توزیع تعادل در فضای سرعت بدست میآید و میتواند مستقیم از مقادیر هیدرودینامیکی مانند چگالی و سرعت محاسبه شود.

$$\hat{f}^{eq} = M\bar{f}_{eq} = \begin{bmatrix} \rho \\ -2\rho + (j_x^2 + j_y^2)/9\rho \\ \rho - (j_x^2 + j_y^2)/9\rho \\ j_x \\ -j_x \\ j_y \\ -j_y \\ (j_x^2 - j_y^2)/\rho \\ j_x j_y /\rho \end{bmatrix}$$
(17-10)

به روش مشابه ترم نیرویی نیز به فضای سرعت منتقل میشود:

$$\hat{S} = MS = \begin{bmatrix} 0 \\ 6(u_x F_x + u_y F_y) \\ -6(u_x F_x + u_y F_y) \\ F_x \\ -F_x \\ F_y \\ -F_y \\ 2(u_x F_x - u_y F_y) \\ u_x F_y - u_y F_x \end{bmatrix}$$
(1%)

با ضرب ماتریس تبدیل M، سمت راست معادله (الف-۷) به طور کامل به فضای مومنتم انتقال می یابد:

$$\boldsymbol{M}(RSH) = -\sum_{\beta} \Lambda_{\alpha\beta} \left(\hat{f}_{\beta} - \hat{f}_{\beta}^{(eq)} \right) + \sum_{\beta} (I_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}\Lambda_{\alpha\beta}) \hat{S}_{\beta} \Delta \qquad (1 \Delta - 1)$$

ماتریس برخورد انتقال یافته تبدیل شده $\widehat{M} = MSM^{-1}$ اکنون در فضای مومنتم قطری است: $\widehat{M} = diag(s_0, s_1, s_2, s_3, s_4, s_5, s_6, s_7, s_8)$ (الف–۱۶)

بدلیل بقای جرم و مومنتم قبل و بعد از برخورد، مقادیر 50 ک³ و 55 صفر قرار داده می شوند و 51، 54 کو 56 بین صفر تا ۲ می توانند انتخاب گردند، البته بهتر است که این مقادیر برای پایداری بهتر، کمی بیشتر از یک اختیار شوند. همچنین مقادیر 58=57 به اجبار باید برابر باشند و با ویسکوزیته دینامیکی به صورت رابطه (الف-۱۷) در ارتباط هستند [۱۰۱]:

$$\mu = \rho c_s^2 \Delta t \left(\frac{1}{S_7} - \frac{1}{2}\right) = \rho c_s^2 \Delta t \left(\frac{1}{S_8} - \frac{1}{2}\right) \tag{1V-id}$$

مرحله جاری شدن در همان میدان سرعت انجام می گیرد. بنابراین پس از انجام برخورد در فضای مومنتم، ترم برخورد یعنی معادلهی (الف-۱۵) بایستی به میدان سرعت بازگردد که این کار با ضرب ترم برخورد در معکوس ماتریس تبدیل **M** محقّق میشود. در نتیجه مرحله انتشار عبارت است از: $ar{f}_{lpha}(x_{lpha} + e_{lpha}\Delta t, t + \Delta t) - ar{f}_{lpha}(x_{lpha} + t) = M^{-1}[M(RHS)]$

پیوست ۲ – روش ADI

معادله (ب–۱) را در نظر بگیرید که در آن ضرایب a ،b ،a و b ضرایب مجهول میباشند. $a_{i,j}u_{i+1,j}^{n+1} + b_{i,j}u_{i-1,j}^{n+1} + c_{i,j}u_{i,j}^{n+1} + d_{i,j}u_{i,j-1}^{n+1} + e_{i,j}u_{i,j+1}^{n+1} = f_{i,j}^n$ (ب–۱)

۹ یک دستگاه شبکه ۵×۵ را در نظر بگیرید. در مقطع زمانی ۱+*n* ۹ مجهول وجود دارد. بنابراین ۹ معادله باید به طور همزمان حل شوند. مجموعه معادلات را پس از مرتبسازی به شکل ماتریسی یصورت زیر میتوان نوشت:

ماتریس ض ۷ایب پنج قطری است. روش حل یک دستگاه پنج قطری نیز زمان زیادی لازم دارد. یک روش برای برطرف کردن کاستیها و عدم کارایی آن، روش جدا کردن است. نام این روش، روش ضمنی با جهت متغیر (آ- دی- ای) است. در این روش دو دسته معادلات سه قطری همزمان ایجاد میشود که باید به ترتیب حل شوند. قبلاً روش کارآمدی را برای حل معادلات سه قطری معرفی کردیم. بطور مثال شکل گسسته معادله انتقال حرارت غیردائم و دوبعدی هدایت با روش کرنک-نیکلسون با فرمولبندی آ-دی-ای به صورت زیر است:

$$\frac{u_{i,j}^{n+\frac{1}{2}}-u_{i,j}^{n}}{\frac{\left(\frac{\Delta t}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta t}{2}\right)}} = \alpha \left[\frac{u_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}}-2u_{i,j}^{n+\frac{1}{2}}+u_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{(\Delta x)^{2}} + \frac{u_{i,j+1}^{n}-2u_{i,j}^{n}+u_{i,j-1}^{n}}{(\Delta y)^{2}} \right], \qquad (\tilde{n}-1)$$

و

$$\frac{u_{i,j}^{n+1} - u_{i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{\frac{(\Delta t)}{2}} = \alpha \left[\frac{u_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - 2u_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} + u_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{(\Delta x)^2} + \frac{u_{i,j+1}^{n+1} - 2u_{i,j}^{n+1} + u_{i,j-1}^{n+1}}{(\Delta y)^2} \right].$$
(^(f)-...)

معادلات فوق به شکل سه قطری زیر نوشته میشوند.

$$-d_1 u_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}} + (1+2d_1)u_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} - d_1 u_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} = d_2 u_{i,j+1}^n + (1-2d_2)u_{i,j}^n - , \quad (\Delta - \psi)$$

$$d_{2}u_{i,j-1}^{n} + (1+2d_{2})u_{i,j}^{n+1} - d_{2}u_{i,j+1}^{n+1} = d_{1}u_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} + (1-2d_{1})u_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} - d_{1}u_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}} + (1-2d_{1})u_{i-\frac{1}{2}} + (1-2d_$$

که درآن

$$d_1 = \frac{1}{2} d_x = \frac{1}{2} \frac{\alpha \Delta t}{(\Delta x)^2},$$
$$d_2 = \frac{1}{2} d_y = \frac{1}{2} \frac{\alpha \Delta t}{(\Delta y)^2}.$$

روش حل دستگاه با معادله (ب–۵) آغاز می شود. فرمولبندی این معادله در جهت x ضمنی و در جهت y صریح است، بنابراین حل در مرحله را روبیدن^۱ در جهت x می گویند. جواب معادله سه قطری، داده های مورد نیاز برای سمت راست معادله (ب–۶) را فراهم می کند تا بتوان معادله سه قطری را حل کرد. این معادله تفاضل محدود در جهت y ضمنی و در جهت x صریح است و به روبیدن در جهت yمعروف است. این روش در شکل نشان داده شده است.

¹ Sweep

Abstract

In this study, rising bubble and falling ferrofluid droplet in nonmagnetic viscous fluid under the magnetic field in two-phase flow is studied. For this approach, lattice Boltzmann method, based on pseudo-potential model, was used. The related computer code was validated for two-phase flows. Then, three different problems were considered. First, rising bubble behavior in viscous fluid was simulated. Three different regimes, namely: spherical, ellipsoidal, and spherical-cap, were observed. In the second part of this work, ferrofluid droplet behavior in nonmagnetic viscous fluid, under uniform magnetic field, was studied. A hybrid lattice Boltzmann-finite volume method was applied to simulate the effect of magnetic field on falling ferrofluid droplet in a non-magnetic viscous fluid. Lattice Boltzmann method was used to track the moving interface between the two immiscible phases and to update the flow field by adding the magnetic field force. The magnetic induction equation was solved using finite volume method. The effects of the magnetic Bond number, susceptibility and magnetic field direction on deformation of the falling droplet were investigated in details. The related results reveal that increase in the magnetic Bond number or susceptibility leads to a larger deformation of the droplet. Also; in horizontal magnetic field, the falling process takes more time in compared to the vertical magnetic field. Moreover, the local distribution of surface tension force and magnetic force around the falling droplet is analyzed. As the third part of this research, ferrofluid droplet behavior in nonmagnetic viscous fluid, under nonuniform magnetic field, was investigated. The related results reveal that applying external nonuniform magnetic field is an effective and contactless way to control the droplet movment. At the end, rising bubble from the needle tip under non uniform magnetic field were investigated. Results showed that, by appling suitable magnetic field deattachment of the bubble are occurred faster. Generally, it is found that the developed hybrid multiphase Lattice Boltzmann/finite-volume method is a suitable approach for simulation of falling ferrofluid droplet under uniform magnetic field.

Keywords: Two phase flow, Rissing Bubble, Falling Droplet, Lattice Boltzmann method, Pseudo-potential (Shan–Chen) Model, Ferrofluid, Uniform Magnetic field.



Shahrood University of Technology Faculty of Mechanical Engineering

PhD Dissertation in Department of Mechanical Engineering (Energy Conversion Group)

Investigation on Falling Ferrofluid Droplet and Rising Bubble in Magnetic Fields Using Lattice Boltzmann Method

Thesis Advisors: **Dr. M.H. Kayhani**

Consulting Advisor: **Dr. M. Nazari**

By: **Atena Ghaderi**

September 2017