



دانشگاه شاهرود
دانشکده مهندسی مکانیک

رساله دکتری

رشته مهندسی مکانیک

گرایش تبدیل انرژی

شبیه‌سازی عددی خیزش حباب در جوشش استخری اشباع به

روش سطح مشترک پخشی

نگارنده:

نیماسام خانیانی

استاد راهنما:

دکتر محمدرضا انصاری

بهمن ۱۳۹۴

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

سپاس خدا را که داناست و دانایی را آفرید
و درود پروردگار بر پیامبر و پیشوایانش که برای زوددن
نادانی برانگیخته شدند.

چکیده

در این مطالعه، خیزش حباب بخار یا گاز در مایع ساکن شبیه‌سازی می‌شود. مایع در حالت اشباع یا مادون سرد قرار دارد. برای شبیه‌سازی این پدیده، حلگری با نام phaseChangeHeatFoam با استفاده از حل معادلات حاکم (پیوستگی، ممنتم، انرژی و انتقال فصل مشترک) به روش تک سیال تدوین و توسعه داده شده است. این حلگر تحت نرم افزار متن باز اپن فوم ارائه شده است. در این حلگر هر دو فاز (بخار و مایع) نیوتنی و تراکم ناپذیرند. سطح مشترک بین دوفاز مخلوط نشدنی به روش سطح مشترک پخشی (روش حجم سیال تابع رنگ) تسخیر می‌شود. کشش سطحی بین دوفاز با روش نیروی سطح پیوسته (CSF) در نظر گرفته می‌شود. هم چنین مشکل جریان پارازیتی در روش حجم سیال با بکارگیری و اعمال دو روش فیلتر و کوپل روش حجم سیال با روش سطوح هم‌تراز (S-CLSVOF) بهبود می‌یابد. نرخ انتقال جرم در فرآیند جوشش و میعان با سه مدل لی، تاناسوا و فوریه محاسبه می‌شود. تغییرات دمای اشباع با فشار محلی از رابطه‌ی ساده شده‌ی کلازیوس-کلاپرون لحاظ شده است. معادلات کوپل سرعت و فشار با استفاده از الگوریتم پیزو حل شده است.

در این مطالعه با بکارگیری روش فیلتر و یا ترکیب روش حجم سیال با روش سطوح هم‌تراز جریان پارازیتی تا یک مقیاس در مساله‌ی حباب ساکن کاهش یافته و مقدار پرش فشار هنگام عبور از سطح مشترک با دقت بالاتری محاسبه می‌شود. مقایسه‌ی دو روش S-CLSVOF و فیلتر نشان می‌دهد که روش فیلتر علی‌رغم سادگی در پیاده‌سازی و حجم محاسبات کمتر عملکردی بهتر و قابل قیاس با روش S-CLSVOF در کاهش جریان پارازیتی و بهبود انحنای سطح دارد. روش عددی حاضر با شبیه‌سازی مساله‌ی یک بعدی استفان، جوشش فیلم دو بعدی، میعان بر روی صفحه‌ی تخت افقی و میعان فیلم آرام بر روی صفحه‌ی قائم برای فرآیند تغییر فاز اعتبارسنجی شده است. برای بررسی عملکرد این روش عددی در پارامترهای فیزیکی متفاوت، آب در فشارهای مختلف اشباع حتی با نسبت چگالی‌های بالای ۱ به ۱۰۰۰ در نظر گرفته شده است. مقایسه شبیه‌سازی‌های حاضر با حل‌های تحلیلی و حل‌های عددی موجود با روش سطح مشترک دقیق در پیشینه‌ی تحقیق نشان می‌دهد که روش عددی حاضر علی‌رغم بکارگیری روش سطح مشترک پخشی برای ردیابی سطح مشترک از دقت بالایی در شبیه‌سازی جریان دوفازی در فرآیند تغییر فاز جوشش و میعان برخوردار است. سپس این روش عددی برای شبیه‌سازی خیزش حباب بخار در مایع مادون سرد و اشباع که در پیشینه تحقیق بندرت گزارش شده است استفاده شده است و نتایج شبیه‌سازی عددی با نتایج آزمایشگاهی مورد مقایسه قرار گرفته است. نتایج شبیه‌سازی جوشش مادون سرد نشان داد که عمر حباب رابطه‌ی خطی با اندازه‌ی حباب دارد اما تابعی از شکل حباب نیست. رابطه‌ی غیرخطی بین عمر حباب و دمای مادون سرد وجود دارد که با رابطه‌ی تجربی ساده‌ی سازگار است. همچنین بررسی پدیده میعان حباب در حرکت دسته جمعی حباب نشان می‌دهد که حباب پایینی در لایه‌ی مرزی حرارتی حباب بالایی قرار می‌گیرد و دیرتر فرومی‌پاشد. همچنین شبیه‌سازی خیزش حباب بخار فراگرم در مایع اشباع نشان داد که ابتدا بر اثر پدیده‌ی جوشش حجم حباب افزایش می‌یابد، سپس با از دست دادن دما، حباب دچار میعان می‌شود و از بین می‌رود، در این حالت طول عمر حباب با افزایش دمای فراگرم رابطه‌ی مستقیم دارد. این مطالعه اطلاعات بنیادین در زمینه‌ی مکانیزم میعان و جوشش حباب در مایع ساکن ارائه می‌کند که می‌تواند برای مطالعات آینده در این زمینه مفید باشد.

واژه‌های کلیدی

تغییر فاز، روش حجم سیال، میعان، جوشش، خیزش حباب

فهرست مطالب

أ	فهرست شکلها
ث	فهرست جداول
ج	فهرست علايم و نشانه‌ها
۱	فصل ۱ مقدمه
۱-۱-۱	مقدمه
۱-۲-۱	اهمیت فرآیند تغییر فاز در سیستم‌های دوفازی
۱-۳-۱	مرور بر روش‌های عددی
۱-۳-۱-۱	روش‌های ردیابی سطح
۱-۳-۱-۲	مدل‌های کشش سطحی
۱-۳-۱-۳	روش‌های عددی شبیه‌سازی تغییر فاز
۱-۴-۱	مروری بر خیزش حباب در مایع ساکن
۱-۴-۱-۱	رژیم کروی
۱-۴-۱-۲	رژیم بیضوی
۱-۴-۱-۳	رژیم کلاه کروی
۱-۵-۱	اهمیت مطالعه حاضر
۱-۶-۱	محدوده‌ی پژوهش حاضر
۱-۷-۱	ساختار رساله
۱۷	فصل ۲ جریان پارازیتی
۱۷-۱-۲	مقدمه
۱۷-۲-۲	معادلات حاکم بر جریان دوفازی
۱۷-۳-۲	مدل کشش سطحی و جریان پارازیتی
۱۷-۳-۲-۱	فیلتر
۱۷-۳-۲-۲	روش ترکیبی s-CLSVOF
۱۷-۴-۲	اعتبارسنجی
۱۷-۴-۲-۱	حباب ساکن
۱۷-۴-۲-۲	شبیه‌سازی تغییر شکل حباب در جریان چرخشی دو بعدی
۱۷-۴-۲-۳	شبیه‌سازی تغییر شکل حباب در جریان چرخشی سه بعدی
۱۷-۵-۲	جمع بندی
۳۷	فصل ۳ شبیه‌سازی خیزش حباب در مایع ساکن
۳۷-۱-۳	مقدمه
۳۷-۲-۳	رژیم‌های خیزش حباب
۳۷-۳-۳	شبیه‌سازی خیزش حباب
۳۷-۴-۳	ضریب درگ
۳۷-۵-۳	جمع بندی

فصل ۴ معادلات حاکم بر جریان در فرآیند تغییر فاز و اعتبارسنجی ۴۷

- ۴-۱- مقدمه ۴۷
- ۴-۲- معادلات حاکم بر جریان در زمان تغییر فاز ۴۷
- ۴-۲-۱- مدل‌های انتقال جرم و شرایط مرزی حرارتی در سطح مشترک ۵۱
- ۴-۲-۲- جزییات حل عددی ۵۳
- ۴-۳- اعتبارسنجی (فرآیند جوشش) ۵۶
- ۴-۳-۱- مساله‌ی استفان ۵۶
- ۴-۳-۲- جوشش فیلم دو بعدی ۶۰
- ۴-۴- اعتبارسنجی (فرآیند میعان) ۶۹
- ۴-۴-۱- میعان بر روی صفحه‌ی تخت ۶۹
- ۴-۴-۲- میعان بر روی صفحه‌ی قائم ۷۲
- ۴-۵- جمع بندی ۷۵

فصل ۵ شبیه سازی خیزش حباب اشباع در مایع فروسرد ۷۶

- ۵-۱- مقدمه ۷۶
- ۵-۱-۱- هندسه و شرایط مساله ۷۷
- ۵-۲- اعتبارسنجی ۷۹
- ۵-۳-۱- اثر ضریب انتقال جرم در مدل تاناساوا ۸۰
- ۵-۴-۱- تاثیر شکل اولیه ۸۲
- ۵-۵-۱- جریان پارازیتی ۸۳
- ۵-۶-۱- مکانیزم حاکم بر میعان حباب ۸۴
- ۵-۲- جمع بندی ۹۰

فصل ۶ شبیه سازی خیزش حباب فراگرم در مایع اشباع ۹۲

- ۶-۱- مقدمه ۹۲
- ۶-۲- خیزش حباب فراگرم در آب اشباع (بدون تغییر فاز) ۹۲
- ۶-۳- خیزش حباب بخار فراگرم در آب اشباع ۹۴
- ۶-۳-۱- عمر حباب ۹۴
- ۶-۳-۲- مکانیزم حاکم بر خیزش حباب فراگرم در مایع اشباع ۹۶
- ۶-۴- جمع بندی ۹۹

فصل ۷ نتیجه گیری ۱۰۱

- ۷-۱- جمع بندی ۱۰۱
- ۷-۲- کارهای آینده ۱۰۳

مراجع ۱۰۴

فهرست شکل‌ها

- شکل ۱-۱: سطح مشترک پخشی و سطح مشترک دقیق..... ۶
- شکل ۲-۱: رژیم جریان حباب [۶۳]..... ۱۱
- شکل ۳-۱: سرعت حدی سیستم دوفازی آب - هوا [۶۳]..... ۱۳
- شکل ۴-۱: جوشش استخری [۲]..... ۱۴
- شکل ۱-۲: اثر فیلتر بر روی تابع رنگ، رابطه ۲-۱۵..... ۲۲
- شکل ۲-۲: مقایسه‌ی بین الگوریتم روش حجم سیال با فیلتر و روش ترکیبی s-CLSVOF..... ۲۴
- شکل ۳-۲: جریان پارازیتی اطراف سطح مشترک برای شبکه با ابعاد سلول $D/20$ ۲۵
- شکل ۴-۲: اثر فیلتر ۲-۱۲ بر روی جریان پارازیتی..... ۲۶
- شکل ۵-۲: اثر فیلتر ۲-۱۴ بر روی جریان پارازیتی..... ۲۷
- شکل ۶-۲: اثر فیلتر رابطه ۲-۱۵ بر روی جریان پارازیتی..... ۲۷
- شکل ۷-۲: اندازه‌ی ماکزیمم جریان پارازیتی بر روی شبکه با سلول‌های یکنواخت به اندازه $D/10$ به مدت ۱ ثانیه..... ۲۹
- شکل ۸-۲: توزیع میدان فشار برای مساله‌ی حباب ساکن در زمان $t=0.1\text{sec}$ ۳۰
- شکل ۹-۲: کانتورمیدان سرعت (جریان پارازیتی) در زمان $t=0.1\text{sec}$ ۳۱
- شکل ۱۰-۲: درصد خطا در محاسبه‌ی پرش فشار در بازه زمانی $t=0.1\text{sec}$ ۳۲
- شکل ۱۱-۲: میانگین ماکزیمم جریان پارازیتی در بازه‌ی زمانی $t=0.1\text{sec}$ ۳۲
- شکل ۱۲-۲: شکل حباب در میدان چرخشی دوبعدی در شبکه با 128×128 سلول..... ۳۳
- شکل ۱۳-۲: شکل حباب در میدان چرخشی در شبکه با $128 \times 128 \times 128$ سلول، $T=8\text{sec}$ ۳۵
- شکل ۱-۳: رژیم‌های حباب [۱۱۵] برحسب اعداد بی بعد رینولدز، باند و مورتون..... ۳۸
- شکل ۲-۳: خیزش حباب در سیال ساکن..... ۳۹
- شکل ۳-۳: سرعت حدی حباب برای حالت G و برای سه شبکه‌ی مختلف..... ۴۰
- شکل ۴-۳: شکل حباب در حالت G و برای سه شبکه‌ی مختلف..... ۴۰
- شکل ۵-۳: تغییر شکل حباب در زمان‌های مختلف..... ۴۲
- شکل ۶-۳: مقایسه بین شبیه‌سازی حاضر با نتایج تجربی بهاگا [۱۱۵] و شبیه‌سازی سه بعدی باور [۱۱۶]..... ۴۴
- شکل ۷-۳: ضریب درگ برای حباب در چهار موقعیت (C, D, G, H) ۴۵
- شکل ۸-۳: ضریب درگ برحسب عدد رینولدز، مقایسه‌ی حل عددی حاضر با روابط تجربی بهاگا [۱۱۵] و برد [۱۱۷]..... ۴۶
- شکل ۱-۴: سطح مشترک و انتگرالگیری بر روی دو فاز..... ۴۹
- شکل ۲-۴: الگوریتم حل در حلگر phaseChangeHeatFoam برای شبیه‌سازی جریان در فرآیند تغییر فاز..... ۵۴
- شکل ۳-۴: شماتیک مساله‌ی استفان و شرایط مرزی، $\Delta T=10K$ ، $T_{sat}=453.03K$ ، $P_{sat}=1MPa$ ۵۷

شکل ۴-۴: تغییر مکان سطح مشترک، مقایسه حل عددی حاضر (تاناسوا، لی و فوریه) با حل تحلیلی، برای آب در $P_{sat} = 1Mpa$ ۵۹

شکل ۴-۵: مقایسه‌ی دمای بی‌بعد از حل تحلیلی با حل عددی حاضر در مساله‌ی استفان برای آب در $P_{sat} = 1Mpa$ ۵۹

شکل ۴-۶: جوشش فیلم، نتایج تجربی ریمن و گرگول [۱۳۴] ۶۰

شکل ۴-۷: شماتیک جوشش فیلم دو بعدی و شرایط مرزی ۶۳

شکل ۴-۸: بررسی استقلال نتایج عددی از شبکه در شبیه‌سازی جوشش فیلم دوبعدی برای آب در $P_{sat} = 29.1Mpa$ ۶۴

شکل ۴-۹: تغییر شکل سطح مشترک و کانتور دما از حل حاضر در زمان‌های مختلف، برای آب، $P_{sat} = 21.9Mpa$ و $\Delta T_{sup} = 10K$ ۶۵

شکل ۴-۱۰: بردار سرعت برای آب در شبیه‌سازی حاضر با مدل انتقال جرم تاناسوا، $P_{sat} = 21.9Mpa$ و $\Delta T_{sup} = 10K$ ۶۶

شکل ۴-۱۱: مقایسه نوسلت میانگین مکانی از حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناسوا با رابطه‌ی برنسون برای آب در $P_{sat} = 21.9Mpa$ و $\Delta T_{sup} = 10K$ ۶۷

شکل ۴-۱۲: تغییر شکل سطح مشترک و کانتور دما در شبیه‌سازی حاضر در زمان‌های مختلف برای آب در $P_{sat} = 21.9Mpa$ ، $\Delta T_{sup} = 30K$ ۶۷

شکل ۴-۱۳: مقایسه نوسلت میانگین مکانی از حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناسوا با رابطه‌ی برنسون برای آب در $P_{sat} = 21.9Mpa$ ، $\Delta T_{sup} = 30K$ ۶۸

شکل ۴-۱۴: شماتیک میعان بر روی صفحه‌ی تخت، $P_{sat} = 1Mpa$ ، $\Delta T_{sub} = 30K$ ۷۰

شکل ۴-۱۵: مقایسه ضخامت فیلم میعان باز حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناسوا با حل تحلیلی برای آب در $P_{sat} = 1Mpa$ ، $\Delta T_{sub} = 30K$ ۷۰

شکل ۴-۱۶: خطای نسبی در شبیه‌سازی فیلم میعان بر روی صفحه‌ی تخت از حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناسوا ۷۱

شکل ۴-۱۷: شرایط مرزی و شماتیک جریان آرام فیلم میعان برای آب در $P_{sat} = 21.9Mpa$ ۷۲

شکل ۴-۱۸ (الف): شبکه در شبیه‌سازی فیلم میعان، (ب) بزرگنمایی شبکه (ج) مقایسه بین حل تحلیلی ضخامت فیلم و نتایج عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناسوا برای آب در $P_{sat} = 21.9Mpa$ ۷۳

شکل ۴-۱۹: مقایسه پروفیل سرعت در فیلم سیال بین نتایج حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناسوا و حل تحلیلی نوسلت برای آب در $P_{sat} = 21.9Mpa$ ۷۴

شکل ۴-۲۰: مقایسه‌ی توزیع دمای بی‌بعد برحسب طول بی‌بعد در فیلم سیال از نتایج حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناسوا با حل تحلیلی برای آب در $P_{sat} = 21.9Mpa$ ۷۵

شکل ۵-۱: شرایط اولیه و شرایط مرزی مساله‌ی میعان حباب اشباع در مایع فرو سرد ۷۷

شکل ۵-۲: بررسی استقلال حل عددی از شبکه، شکل حباب بخار در زمان $t=1ms$ در فشار $P_{sat} = 0.130Mpa$ و دمای مادون سرد $\Delta T_{sub} = 25K$ ۷۸

شکل ۳-۵: تغییر شکل حباب، مقایسه بین حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناساوا و داده‌های آزمایشگاهی کامی و هیتارا [۸۴] ، $D_0 = 1.008\text{mm}$ ، $P_{sat} = 0.130\text{Mpa}$ و $\Delta T_{sub} = 25\text{K}$ ۷۹

شکل ۴-۵: تاریخچه قطر حباب، مقایسه بین حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناساوا و داده‌های آزمایشگاهی کامی و هیتارا [۸۴] ، $D_0 = 1.008\text{mm}$ ، $P_{sat} = 0.130\text{Mpa}$ و $\Delta T_{sub} = 25\text{K}$ ۸۰

شکل ۵-۵: تاثیر ضریب (γ) در مدل انتقال جرم تاناساوا بر روی نتایج CFD حاضر. نتایج آزمایشگاهی در $P_{sat} = 0.130\text{Mpa}$ ، $D_0 = 1.008\text{mm}$ و $\Delta T_{sub} = 25\text{K}$ ۸۱

شکل ۶-۵: تاثیر ضریب (γ) در مدل انتقال جرم تاناساوا بر روی نتایج CFD حاضر. نتایج آزمایشگاهی در $P_{sat} = 0.101\text{Mpa}$ ، $D_0 = 0.95\text{mm}$ و $\Delta T_{sub} = 12.8\text{K}$ ۸۱

شکل ۷-۵: تاریخچه قطر حباب، $D_0 = 8\text{mm}$ ، $P_{sat} = 0.130\text{Mpa}$ ، $\Delta T = 25\text{K}$ ۸۲

شکل ۸-۵: تغییر شکل حباب با زمان به ازای شکل اولیه‌ی متفاوت حباب، $P_{sat} = 0.130\text{Mpa}$ ، $\Delta T = 25\text{K}$ ۸۳

شکل ۹-۵: اثر جریان پارازیتی بر عمر حباب، $\sigma = 0.05753\text{ N/m}$ ۸۴

شکل ۱۰-۵: کانتورهای سرعت، سرعت نسبی، فشار، دما و انتقال جرم برای فرآیند میعان ، $P_{sat} = 0.130\text{Mpa}$ ۸۵

شکل ۱۱-۵: معیان حباب در فشار $P_{sat} = 0.130\text{Mpa}$ و $\Delta T = 20\text{K}$ ، $D = 4\text{mm}$ ۸۷

شکل ۱۲-۵: عمر حباب به ازای اندازه‌ی حباب در فشار $P_{sat} = 0.130\text{Mpa}$ ۸۸

شکل ۱۳-۵: خیزش حباب در فرآیند میعان $P_{sat} = 0.130\text{Mpa}$ ، $D_0 = 4\text{mm}$ ۸۸

شکل ۱۴-۵: مرکز جرم حباب در خیزش حباب بخار با قطر 4mm در دماهای متفاوت مادون سرد سیال ۸۹

شکل ۱۵-۵: عمر حباب به ازای دمای مادون سرد برای دو قطر 4mm و 16mm ، دو علامت \times و \circ بیانگر نقاطی هستند که شبیه سازی در آن صورت گرفته است و خطوط منحنی برازش هستند. ۹۰

شکل ۱-۶: تغییر شکل حباب و کانتور دما، $D_0 = 1.008\text{mm}$ ، $P_{sat} = 0.130\text{Mpa}$ ۹۳

شکل ۲-۶: توزیع دمای بی بعد، $D_0 = 1.008\text{mm}$ ، $P_{sat} = 0.130\text{Mpa}$ ۹۳

شکل ۳-۶: تاریخچه عمر حباب، $D_0 = 1.008\text{mm}$ ، $P_{sat} = 0.130\text{Mpa}$ ۹۴

شکل ۴-۶: عمر حباب بر حسب قطر معادل، $P_{sat} = 0.130\text{Mpa}$ ۹۵

شکل ۵-۶: عمر حباب بر حسب دمای فراگرم ۹۵

شکل ۶-۶: خیزش حباب فراگرم در مایع اشباع، $D_0 = 4\text{mm}$ ، $P_{sat} = 0.130\text{Mpa}$ ۹۶

شکل ۷-۶: کانتور دما برای خیزش حباب فراگرم در مایع اشباع با قطر $D_0 = 4\text{mm}$ ، $P_{sat} = 0.130\text{Mpa}$ ۹۷

شکل ۸-۶: توزیع دمای بی بعد، $D_0 = 4\text{mm}$ ، $P_{sat} = 0.130\text{Mpa}$ ۹۷

شکل ۹-۶: تغییر مکان مرکز جرم حباب ، $D_0 = 4\text{mm}$ ، $P_{sat} = 0.130\text{Mpa}$ ۹۸

فهرست جداول

جدول ۱-۱: روش‌های ردیابی سطح.....	۴
جدول ۲-۱: روش‌های شبیه‌سازی جریان دوفازی در نرم افزارهای CFD.....	۵
جدول ۳-۱: مروری بر روش‌های عددی تغییر فاز و ویژگی‌های آن	۱۰
جدول ۱-۲: پارامترهای فیزیکی مساله‌ی حباب ساکن.....	۲۵
جدول ۲-۲: بررسی کارایی فیلتر بر روی جریان پارازیتی با استفاده از رابطه (۲-۲۵).....	۲۶
جدول ۳-۲: میانگین ماکزیمم جریان پارازیتی (m/s) در بازهی $t=0.1 \text{ sec}$	۲۸
جدول ۴-۲: میانگین درصد خطا در محاسبه‌ی پرش فشار در بازهی $t=0.1 \text{ sec}$	۲۸
جدول ۵-۲: مقایسه میزان خطا ϵ_{2D} و نرخ همگرایی.....	۳۴
جدول ۶-۲: مقایسه میزان خطا ϵ_{2D} و نرخ همگرایی.....	۳۵
جدول ۱-۳: رژیم‌های حباب در نمودار رژیم حباب به‌گاو و وبر [۱۱۵].....	۳۷
جدول ۲-۳: ویژگی‌های فیزیکی برای شبیه‌سازی هیدرودینامیک خیزش تک حباب.....	۳۹
جدول ۳-۳: سرعت حدی و خطای عددی.....	۴۱
جدول ۱-۴: الگوهای بکار رفته در شبیه‌سازی تغییر فاز.....	۵۶
جدول ۲-۴: پارامترهای فیزیکی آب اشباع در فشار $P_{sat} = 1 \text{ Mpa}$	۵۸
جدول ۳-۴: ضخامت فیلم و خطای عدد در مساله استفان در زمان $t=50 \text{ sec}$	۵۸
جدول ۴-۴: خلاصه‌ای از مقالات مرتبط با جریان جوشش فیلم دوبعدی.....	۶۱
جدول ۵-۴: ویژگی‌های فیزیکی آب در فشار نزدیک به بحرانی $P_{sat} = 21.9 \text{ Mpa}$	۶۲
جدول ۶-۴: ضخامت فیلم میعان در زمان $t=10 \text{ sec}$ و خطای عددی.....	۷۱
جدول ۱-۵: پارامترهای فیزیکی آب اشباع در فشار $P_{sat} = 0.130 \text{ MPa}$	۷۸

فهرست علایم و نشانه‌ها

علایم انگلیسی	توضیحات	ابعاد
Bo	عدد باند	-
C_α	ضریب فشردگی	-
C_p	گرمای ویژه	J/kgK
d_L	ضریب پخش حرارتی $k/\rho C_p$	m ² /s
D	قطر معادل	m
D_0	قطر اولیه	m
\bar{g}	گرانش	m/s ²
H_{LG}	گرمای نهان تبخیر یا میعان	J/kg
k	ضریب هدایت حرارتی	W/m ² K
M	جرم مولکولی	Kg/Kmol
\dot{m}''	نرخ انتقال جرم در واحد سطح	Kg/m ² s
\dot{m}'''	نرخ انتقال جرم در واحد حجم	Kg/m ³ s
Mo	عدد مورتون	-
P	فشار	Pa
P_{rgh}	فشار دینامیکی	Pa
r	ضریب شدت انتقال جرم	1/s
R	ثابت جهانی گاز ۸/۳۱۴	J/mol K
Re	عدد رینولدز	-
T	دما	K
W	پهنای دامنه ی محاسباتی	m
\bar{U}	سرعت	m/s
\bar{U}_c	سرعت فشردگی	m/s
علایم یونانی		
α	حجم سیال	
κ	انحنای سطح	m ⁻¹
μ	ویسکوزیته دینامیکی	Pa.s
λ	طول موج ناپایدار تیلور	m
ρ	چگالی	Kg/m ³
γ	ضریب مدل تاناساوا	-
σ	کشش سطحی	N/m

زیر نویس

میعان	c
تبخیر	e
فاز گاز	G
فاز مایع	L
اشباع	sat
فروسرد	sub
فراگرم	sup
دیوار	W
فاز بخار	V

اختصارات

CSF	Continuos Surface Force
DIM	Diffuse Interface Method
FT	Front Tracking
LS	Level Set
SIM	Sharp Interface Method
SSF	Sharp Surface Force
VOF	Volume of fluid

فصل ۱ مقدمه

۱-۱- مقدمه

انتقال حرارت دو فاز و پدیده انتقال جرم نقش مهمی در فرآیندهای طبیعی و سیستم‌های مهندسی ایفا می‌کنند. برای درک فرآیندهای طبیعی و طراحی اجزای فنی ایمن و کارآمد، دستیابی به دانش مکانیزم‌های حاکم بر این پدیده‌ها مورد توجه است. به عنوان یک نتیجه، محققان و مهندسان برای توصیف چنین پدیده‌هایی به طور مداوم مشغول طراحی آزمایش و توسعه مدل‌های ریاضی هستند. به رغم تمام این تلاش‌ها بسیاری از پدیده‌های فیزیکی که در جریان دو فازی انتقال جرم و حرارت رخ می‌دهد ناشناخته باقی مانده است. بر این اساس، مطالعه‌ی حاضر تلاشی است در جهت ارائه‌ی مدل عددی با دقت بالا به منظور دستیابی به درک درست‌تری از پدیده‌ی انتقال حرارت و انتقال جرم در فرآیند تغییر فاز جوشش و میعان است.

۱-۲- اهمیت فرآیند تغییر فاز در سیستم‌های دوفازی

فرآیند تغییر فاز جوشش و میعان کاربرد گسترده‌ای در کاربری‌های هر روزه‌ی ما دارد. اما با توجه به کوچک‌سازی ابزارهای الکتریکی و بالا رفتن تمرکز شار حرارتی در میکرو ابزارها، توجه به این شیوه از انتقال حرارت برای دفع حرارت بیشتر شده است.

انتقال حرارت از دیواره با رابطه‌ی زیر بیان می‌شود.

$$Q = hA(T_{wall} - T_{bulk}) \quad (1-1)$$

که h ضریب انتقال حرارت، A سطح دیواره و $T_{wall} - T_{bulk}$ اختلاف دمای سطح دیواره با دمای سیال است. بنابراین برای افزایش انتقال حرارت ۳ راه وجود دارد: (۱) افزایش دما، (۲) افزایش سطح تماس با دیواره و (۳) افزایش ضریب انتقال حرارت. میزان افزایش دما توسط جنس دیواره و افزایش سطح تماس معمولاً با توجه به ابعاد ابزار و هزینه‌ی ساخت ابزار محدود می‌شود. بنابراین بهترین راه افزایش انتقال حرارت، افزایش ضریب انتقال حرارت h است. اینجا درست جایی است که فرآیند تغییر فاز جوشش و میعان اهمیت می‌یابد.

جوشش بر روش‌های معمول انتقال حرارت جابجایی (جابجایی طبیعی و اجباری) به دلایل زیر دارای ارجحیت است [۱]:

۱. ضریب انتقال حرارت بالای فرایند جوشش

برای مثال ضریب انتقال حرارت برای جریان آرام آب در کانال مربعی با طول $200 \mu m$ در حدود $10000 w/m^2K$ و برای جریان جوشش از $100000 w/m^2K$ تجاوز می‌کند. در کاربردهای عملی، ضریب انتقال حرارت می‌تواند حداکثر به دو تا سه برابر مقدار در جریان تکفاز برسد [۱].

۲. بالا بودن ظرفیت گرمای نهان نسبت به گرمای ویژه

مزیت دیگر جریان جوشش، بالا بودن ظرفیت گرمای نهان^۱ نسبت به گرمای ویژه^۲ در سیال‌های مختلف است. برای مثال گرمای نهان آب $2257 kJ/kg$ است در حالی که ظرفیت گرمای ویژه تنها $4/2 kJ/kgK$ است. بنابراین به ازای جرم ورودی یکسان، فرآیند جوشش امکان انتقال حرارت بالاتری نسبت به جریان بدون تغییر فاز دارد. از آنجا که امکان انتقال حرارت بیشتری در جریان جوشش فراهم است می‌توان برای انتقال حرارت یکسان از کانال‌هایی با قطر هیدرولیکی بزرگتر استفاده کرد.

۳. امکان انتخاب خنک کننده

مهم‌ترین مزیت فرآیند جوشش امکان انتخاب خنک‌کننده برای دمای تبخیر ایده‌آل است. برای مثال می‌توان برای انتقال حرارت در دمای $50^\circ C$ بجای استفاده از آب از خنک‌کننده‌ای که در این دما تبخیر می‌شود استفاده کرد. مزیت این کار استفاده از ظرفیت گرمای نهان است که در بسیاری از سیالات از ظرفیت ویژه آب بسیار بالاتر است. همچنین دیگر نیاز به ایجاد خلأ برای جوشش آب مثلاً در $50^\circ C$ درجه نیست.

مطالعه و تحقیق فراوانی بر روی جوشش در نیمه دوم قرن بیستم صورت گرفته است. با وجود اهمیت میعان در چرخه‌های حرارتی، شبیه سازی و مطالعه بر روی فرآیند میعان کمتر مورد توجه قرار گرفته است. بهر حال روابط تجربی و تحلیلی برای هندسه‌ها و مکانیزم‌های ساده برای فرآیندهای تغییر فاز میعان و جوشش ارائه شده است. این روابط معمولاً در شرایط مشخص ورودی (دمای معین، دبی مشخص ورودی)، شرایط کارکردی مشخص دستگاه (دما ثابت و شار ثابت) و برای سیال عامل خاص استخراج است. اعمال این روابط در خارج از این محدوده مشخص صحیح نیست. بنابراین امکان اعمال این روابط به هندسه‌های پیچیده و ابزارهای جدید ممکن نیست. طراحی و توسعه‌ی ابزارهای بهینه‌ی جدید، بدون درک مکانیزم حاکم بر پدیده‌ها و درک تغییرات مکانی و زمانی آنان امکان‌پذیر نیست. در دهه‌ی گذشته با افزایش توان محاسباتی و افزایش کیفیت روش‌های اندازه‌گیری، توسعه‌ی روش‌های عددی برای پیش‌بینی این پدیده‌ها به کمک داده‌های تجربی مورد توجه محققان واقع شده است. از این رو توسعه کدهای عمومی^۳ عددی پس از اعتبارسنجی با نتایج تجربی تنها راهکار درخور و مناسب است. برای دریافت اطلاعات بیشتر در زمینه‌ی فرآیندهای تغییر فاز (جوشش و میعان) به کتاب‌های مرجع [۱، ۲] در این زمینه رجوع شود.

1 Latent Heat
2 Specific Heat transfer
3 general

۱-۳-۳- مرور بر روش‌های عددی

روش عددی که بتواند جریان انتقال حرارت و انتقال جرم از سطح مشترک را مدلسازی کند باید سه خصیصه زیر را داشته باشد:

۱. سطح مشترک را ردیابی کند.

۲. کشش سطحی را مدل کند.

۳. تغییر فاز و انتقال جرم را لحاظ کند.

در ادامه به مطالعات انجام شده در هریک از این سه بخش پرداخته می‌شود.

۱-۳-۱- روش‌های ردیابی سطح

مدل‌های متنوعی برای بررسی جریان دوفاز تاکنون توسعه یافته است از مدل‌های قدیمی‌تر می‌توان از مدل همگن^۱ [۲] و مدل شبه عددی^۲ شار توده^۳ نام برد. مدل همگن ساده‌ترین مدل بررسی جریان دوفاز است. در این مدل دوفاز در هر نقطه دارای سرعت و دمای یکسان هستند و دو فاز موجود در جریان دوفاز از هم قابل تفکیک نیستند [۲]. این مدل تنها برای رژیم‌های خاصی از جریان دوفاز همچون جریان حبابی یا جریان مه که در همکنش بین دوفاز بسیار شدید می‌شود و حالتی همچون مخلوط همگن دارند جواب‌های قابل قبول می‌دهد. در مدل شار توده معادلات پایستار تنها برای یک فاز حل می‌شود و سرعت نسبی بین دو فاز از یک رابطه‌ی تجربی بدست می‌آید. سپس با استفاده از سرعت نسبی بین دوفاز و سرعت محاسبه شده از حل عددی، سرعت برای فاز دوم محاسبه می‌شود. مدل‌های جدیدتر جریان دوفاز، مدل دو سیال^۴ و مدل تک سیالی^۵ هستند. این دو مدل اطلاعات وسیع‌تری درباره‌ی جریان دو فاز می‌دهند و در محدوده‌ی وسیع‌تری از رژیم‌های جریان دوفاز جواب‌های قابل قبول ارائه می‌دهند. مدل تک سیال نسبت به مدل دو سیال تقریب صحیح‌تری از حرکت سطح مشترک ارائه می‌کند. از این روش به حل مستقیم^۶ تغییر شکل سطح در جریان دو فاز نام برده می‌شود [۳]. زیرا در این مدل حرکت سطح مشترک از حل معادله‌ی انتقال و بدون هرگونه پیش فرضی محاسبه می‌شود. این در حالی است که در مدل دو سیال نیاز است تا معادلات پایستار برای هر دوفاز بصورت مستقل حل گردد. سپس انتقال جرم، ممنتوم و غیره بین دوفاز از طریق روابطی که غالباً تجربی هستند و به روابط ساختاری معروفند بهم مرتبط شوند. برای پیش بینی موقعیت سطح مشترک، مدل تک سیال همانطور که در جدول ۱-۱ نشان داده شده است با روش‌های متنوع ردیابی سطح^۷ همچون روش ردیابی جبهه^۸

1 Homogenous Model

2 Semi-numerical

3 Drift flux

4 Two Fluid Method

5 One Fluid Method

6 Direct Numerical Solution (DNS)

7 Interface Tracking Method

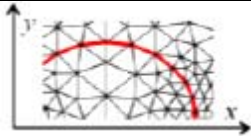
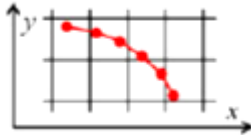
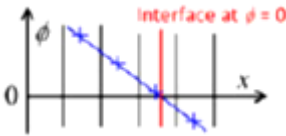
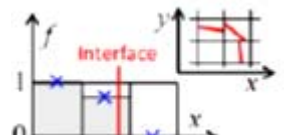
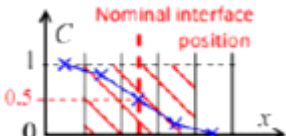
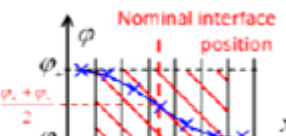
8 Front Tracking

(FT) [۴]، روش سطوح هم‌تراز^۱ (LS) [۵]، روش حجم سیال^۲ (VOF) [۶] و روش میدان‌فاز^۳ (PF) [۷] بکار رفته است. این روش‌ها براساس ضخامت سطح مشترک به دو دسته زیر تقسیم می‌شوند.

۱. سطح مشترک دقیق^۴ (SIM)

۲. سطح مشترک پخشی^۵ (DIM)

جدول ۱-۱: روش‌های ردیابی سطح

روش	ضخامت سطح مشترک	روش ردیابی سطح	نمایش سطح مشترک	تغییر شکل سطح مشترک
لاگرانژی	ضخامت سطح مشترک صفر	شبکه متحرک		حرکت لاگرانژی سطح مشترک
		ردیابی جبهه		حرکت لاگرانژی نشانگرهای سطح مشترک
		سطوح هم‌تراز		حل معادله‌ی انتقال تابع فاصله
		حجم سیال با بازسازی سطح		حل هندسه‌ای شار عبوری از مرکز صفحات سلول
اویلری	ضخامت سطح مشترک محدود	حجم سیال تابع رنگ سطوح هم‌تراز تابع رنگ		حل معادله‌ی انتقال برای تابع رنگ
		میدان فاز		حل معادله‌ی چان-هیلارد

- 1 Level Set
- 2 Volume of Fluid
- 3 Phase Field
- 4 Sharp Interface Method (SIM)
- 5 Diffuse Interface Method (DIM)

در روش SIM ضخامت سطح مشترک صفر است. به عبارت دیگر سطح مشترک تنها در یک سلول محاسباتی واقع می‌شود. اما در روش DIM سطح مشترک ناحیه‌ی گذار بین دوفاز با ضخامت محدود است. در جدول ۱-۱ روش‌های ردیابی سطح به همین شیوه دسته‌بندی شده‌اند. هریک از روش‌ها معرفی شده در این جدول دارای معایب و مزایایی است. برای مثال پیاده‌سازی روش ردیابی جبهه به هندسه‌های سه بعدی و تغییرات گسترده‌ی توپولوژی دشوار و از لحاظ محاسباتی هزینه بر است یا روش سطوح هم‌تراز در حفظ پایداری جرم ضعیف است و یا روش حجم سیال در محاسبه‌ی صحیح انحنا سطح مشترک دارای ضعف است برای اطلاع بیشتر از این روش‌ها، معایب و مزایای آن‌ها به مرجع [۸] رجوع شود. در جدول ۲-۱ روش‌های عددی به کار رفته در کدهای فراگیر دوفازی موجود نشان داده شده است. روش حجم سیال به دلیل حفظ بهتر پایداری جرم، اعمال ساده‌تر به هندسه‌های سه بعدی و شبکه‌های بی‌سازمان بیش از سایر روش‌های ردیابی سطح مورد توجه قرار گرفته است.

جدول ۲-۱: روش‌های شبیه سازی جریان دوفازی در نرم افزارهای CFD

نام نرم افزار	تجاری/رایگان	نحوه گسسته‌سازی	روش ردیابی سطح مشترک	تغییر فاز
FLUENT	تجاری	FV	CF-VOF,PLIC-VOF	-
CFX	تجاری	FV	CF-VOF	-
STAR-CD	تجاری	FV	CF-VOF	-
FLOW-3D	تجاری	FD و FV	PLIC-VOF	-
CFD-AC+	تجاری	FV	PLIC-VOF	-
TransAT	تجاری	FV	PF و LS,IR-VOF	-
COMSOL	تجاری	FEM	PF و LS	-
OpenFOAM	رایگان	FV	CF-VOF	-
Gerris	رایگان	FV	PLIC-VOF	-
المان محدود: FEM تفاضل محدود: FD حجم محدود: FV				

در روش حجم سیال، از تابع پله برای تفکیک دوفاز استفاده می‌شود. برای دستیابی به مکان سطح مشترک باید معادله‌ی انتقال^۱ برای این تابع در هر گام زمانی حل شود. از آنجا که تابع پله تابعی هموار نیست برای جلوگیری از دیفیوژن عددی در سطح مشترک و همچنین حفظ محدوده‌ی جواب^۲ باید تدابیر ویژه‌ای اندیشیده شود. از همین روی دو رویکرد کلی در پیاده‌سازی حجم سیال وجود دارد [۹].

- حجم سیال تابع رنگ (CF-VOF)^۳

1 transport equation

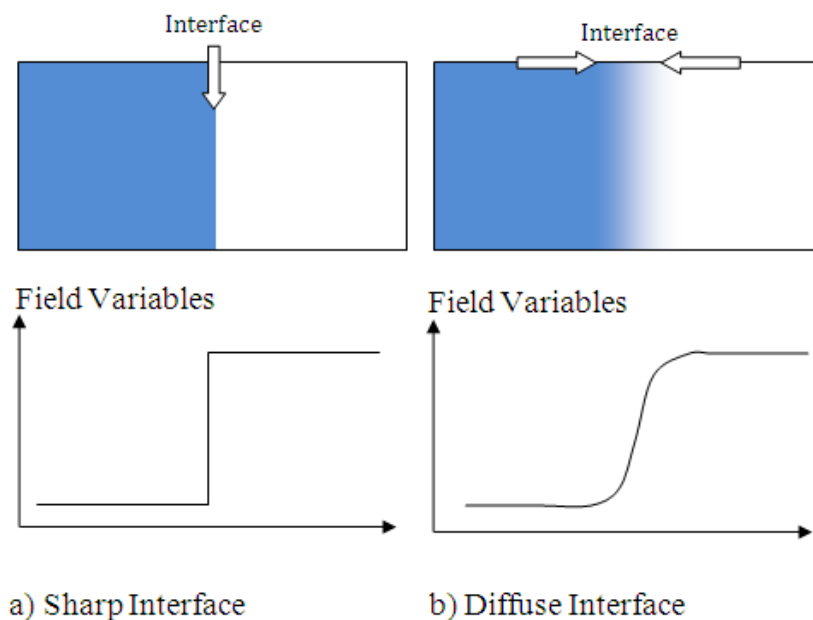
2 boundness

3 Color function volume of fluid (CF-VOF)

در این رویکرد از روش‌های عددی دقت بالا^۱ برای تجزیه‌ی ترم جابجایی معادله‌ی انتقال استفاده می‌شود. روش‌های CICSAM^۲ [۱۰] و HRIC^۳ [۱۱] در این رویکرد جای می‌گیرند. از مزایای این شیوه عدم نیاز به بازسازی هندسی سطح و امکان اعمال راحت‌تر بر شبکه‌ی بی‌سازمان است. در این رویکرد سطح مشترک پخشی است.

- حجم سیال با بازسازی سطح مشترک (IR-VOF)^۴

در این دسته، حل معادله‌ی انتقال در دو مرحله صورت می‌گیرد. مرحله‌ی اول بازسازی هندسی سطح مشترک و مرحله‌ی دوم جابجایی سطح مشترک و تصحیح شار است. روش‌هایی که در این دسته قرار می‌گیرند عبارتند از: روش گیرنده-دهنده^۵ [۱۲]، بازسازی در راستای محورها (SLIC)^۶، بازسازی خطی سطح مشترک (PLIC^۷) [۱۳]، بازسازی منحنی سطح مشترک (PROST^۸). امکان پیاده سازی این رویکرد به هندسه‌های سه بعدی و شبکه‌ی بی‌سازمان دشوار و از لحاظ محاسباتی پرهزینه است.



شکل ۱-۱: سطح مشترک پخشی و سطح مشترک دقیق

-
- 1 high resolution scheme
 - 2 Compressive Interface Capturing Scheme for Arbitrary Mesh
 - 3 High Resolution Interface Capturing Scheme
 - 4 Interface Reconstruction Volume of Fluid (IR-VOF)
 - 5 donor-acceptor
 - 6 Simple Line Interface Calculation
 - 7 Piece-wise Linear Interface Calculation
 - 8 parabolic reconstruction of surface tension

نحوه‌ی محاسبه‌ی متغیرهای جریان و نمایش سطح مشترک در دو شیوه‌ی سطح مشترک پخش (CF-VOF) و سطح مشترک دقیق (IR-VOF) در شکل ۱-۱ نشان داده شده است. روش‌های سطح مشترک پخشی به دلیل حذف فرآیند بازسازی سطح مشترک برای پیاده‌سازی ساده‌تر و از لحاظ محاسباتی کم هزینه‌تر است و اعمال آن به شبکه‌ی بی‌سازمان راحت‌تر است.

۱-۳-۲- مدل‌های کشش سطحی

در آن دسته از جریان‌های دوفاز که نیروی کشش سطحی غالب است، محاسبه‌ی دقیق انحنا و نیروهای کشش سطحی ضروری است. روش نیروی سطح پیوسته (CSF)^۱ [۱۴] رایج‌ترین مدل اعمال کشش سطحی در جریان دوفاز است در این روش نیروی کشش سطحی بصورت نیروی حجمی در معادلات ممنتیم ظاهر می‌شود که تنها در ناحیه‌ی نازک اطراف سطح مشترک دارای مقدار غیر صفر است. فرانسیس و همکاران [۱۵] با برقراری تعادل بین گرادیان فشار و نیروی کشش سطحی در نقاط گسسته این روش را اصلاح کردند. برای محاسبه‌ی ترم کشش سطحی به روش نیروی پیوسته سطح (CSF) به انحنا محلی سطح مشترک نیاز است. این انحنا معمولاً از گرادیان بردار نرمال سطح مشترک محاسبه می‌شود. محاسبه‌ی گرادیان با روش‌های گسسته‌سازی چون اجزای محدود و یا حجم محدود منجر به ایجاد خطا در محاسبه‌ی انحنا محلی سطح مشترک مخصوصاً در زمانی می‌شود که از یک تابع تیز^۲ همچون تابع پله در روش حجم سیال به عنوان تابع رنگ برای ردیابی سطح مشترک استفاده می‌شود. این خطا منجر به جریان‌های غیرفیزیکی در نزدیکی سطح مشترک می‌شوند که به جریان پارازیتی^۳ معروف هستند. برای رفع این خطا دو راه کار کلی وجود دارد:

۱. بهبود محاسبه‌ی انحنا محلی سطح

می‌توان محاسبه‌ی انحنا محلی سطح را با روش‌های مرتبه بالاتر همچون PROST بهبود بخشید [۱۶]. در این روش سطح مشترک در هر سلول با یک تابع درجه دو تخمین زده می‌شود بنابراین دقت در محاسبه‌ی انحنا محلی سطح مشترک از مرتبه‌ی دو است. روش دیگر برای بهبود محاسبه‌ی انحنا، استفاده از تابع ارتفاع^۴ است [۱۷].

۲. فیلتر کردن جریان پارازیتی

در این روش‌ها جریان پارازیتی در نزدیکی سطح مشترک با استفاده از تعدادی تابع فیلتر حذف می‌گردد برای نمونه راینی^۵ و همکاران [۱۸] روش نیروی سطح فیلترشده (FSF^۶) را ارائه کردند. این روش بر پایه‌ی روش CSF است اما از فیلتر کردن برای حذف نیروهای ناشی از موینگی موازی با سطح مشترک استفاده می‌کند. بنابراین در این روش مقداری از نیروهای موینگی حذف می‌شود. این روش مخصوصاً برای جریان‌های دوفازی که عدد کاپیلاری ($Ca = \frac{\mu U}{\sigma}$) در آن کوچک است

1 Continous Surface Force

2 Sharp Function

3 Spurious Currents

4 Height Function

5 Raeini

6 Filtered Surface Force

همچون جریان دوفاز در محیط متخلخل موثر است. از مزایای این روش می‌توان به سازگاری آن با هر روش محاسبه‌ی انحنای سطح مشترک اشاره کرد.

۱-۳-۳- روش‌های عددی شبیه‌سازی تغییر فاز

مروری بر کدهای عددی گروه‌های فعال اصلی در زمینه‌ی جوش در جدول ۱-۳ نشان داده شده است. پنج روش عددی زیر برای مدل‌سازی جوشش تاکنون بکار رفته است:

۱. روش ردیابی جبهه

این روش توسط تریگواسون و همکاران توسعه پیدا کرده است [۱۹] و تاکنون بارها برای مدل‌سازی جریان جوشش بکار رفته است [۲۰، ۲۱]. این روش مخصوصاً در محاسبه‌ی انحنای که در شبیه‌سازی حباب‌های (قطرات) کوچک مهم است بسیار دقیق است. تریگواسون و همکاران از این روش برای مدل‌سازی جوشش فیلم [۲۲، ۲۳]، جوشش بر روی دسته لوله [۲۴]، جوشش حباب در میکروگرانش [۲۵] استفاده کرده‌اند.

۲. روش سطوح هم‌تراز

این روش توسط دهیر و همکاران از اواخر دهه‌ی ۹۰ میلادی توسعه پیدا کرده است [۲۶]. آن‌ها این کد عددی را برای مدل‌سازی مسائل مختلف جریان جوشش همچون مدل‌سازی جوشش فیلم در مایع اشباع [۲۷]، جوشش فیلم در نزدیکی فشار بحرانی [۲۸]، جوشش هسته‌ای، بررسی اثر تماس دینامیکی در جوشش استخری [۲۹]، بررسی جوشش هسته‌ای در شرایط میکروگرانش [۳۰]، اتصال دو حباب در جوشش هسته‌ای [۳۱]، دینامیک یک یا چند حباب در جوشش استخری در شرایط میکروگرانش [۳۲] و اتصال آن‌ها [۳۳]، دینامیک حباب در جریان جوشش و در جوشش استخری [۳۴، ۳۵]، جوشش فیلم اشباع بر روی دسته لوله [۳۶، ۳۷]، دینامیک حباب بخار در جوشش مادون سرد و بررسی اثر حضورها بر آن [۳۸]، کوپل جوشش هسته‌ای با هدایت گذرا در محیط جامد [۳۹] و جوشش تک حباب در حالت میکروگرانش [۴۰] بکار برده‌اند.

۳. روش حجم سیال

این روش نسبت به دو روش فوق کمتر در مدل‌سازی جوشش مورد توجه بوده است اما در سال‌های اخیر توجه بیشتری به این روش شده است. ابتدا در سال ۲۰۰۰، ویلچ و همکاران روش PLIC-VOF را برای مدل‌سازی جوشش فیلم بکار بردند [۴۱] آن‌ها همچنین دو مساله‌ی استفان و مساله‌ی سطح خورنده^۱ را برای اعتبارسنجی کد تغییر فاز مطرح کرده‌اند که این دو مساله مساله بعدها به عنوان مسائل نمونه^۲ در بسیاری دیگر از مقالات برای صحت‌سنجی روش تغییر فاز بکار رفته است [۴۲، ۴۳]. این روش عددی سپس برای جوشش با در نظر گرفتن هدایت گذرا در محیط جامد توسعه یافت و برای مدل‌سازی جوشش فیلم و جدایش تناوبی حباب از سطح جامد استفاده شد [۴۴]. یان و همکاران [۴۵] تغییر فاز بر پایه‌ی حجم سیال را بر روی

1 Sucking Interface
2 Bench Mark

شبکه‌ی غیرمتعامد منطبق بر جسم^۱ گسترش دادند و از این روش عددی برای مدل‌سازی جوشش فیلم بر روی جسم کروی استفاده کردند. در این مطالعات نرخ انتقال جرم مستقیماً از شار حرارتی که از سطح مشترک عبور می‌کند محاسبه می‌شود. هاردت و وندرا [۴۲] روشی برای توسعه‌ی کدهای حجم سیال و سطوح هم‌تراز با در نظر گرفتن فرایند تغییر فاز ارائه دادند که در آن نرخ انتقال جرم براساس مدلی که تاناساوا ارائه کرده است محاسبه می‌شود. همچنین برای پایدار حل عددی در اطراف سطح مشترک شیوه‌ای برای پخش^۲ جرم در اطراف سطح مشترک ارائه شد. بدین ترتیب انتقال جرم به فاز مایع و فاز گازی منتقل می‌شود تا حذف جرم از ناحیه‌ی مایع و اضافه شدن آن به فاز بخار دیده شود. این انتقال سبب ایجاد خطا در سرعت، فشار و دما می‌شود زیرا که انتقال جرم نه در سطح مشترک بلکه در فاز مایع و در فاز گاز اتفاق می‌افتد. بنابراین این روش به شبکه‌ی ریزتری در نزدیکی سطح مشترک نیازمند است. اما به هرحال این روش به دلیل آنکه کمتر به نوع المان شبکه و روش ردیابی سطح وابسته است برای توسعه در نرم افزارهای CFD مورد توجه قرار گرفته است. با این روش تبخیر قطره و جوشش فیلم شبیه‌سازی شده است [۴۲]. استفان و کونکلمان این روش را در نرم افزار این فوم پیاده کردند و با آن جوشش هسته‌ای [۴۶-۴۸] را شبیه‌سازی کردند. سپس این روش عددی برای محاسبه‌ی انتقال جرم بصورت مستقیم از شار حرارتی توسعه پیدا کرد و روش بازسازی سطح به کمک روش سطوح هم‌تراز به آن اضافه شد [۴۸]. روش هاردت و وندرا همچنین در کد تجاری انسیس فلوئنت پیاده‌سازی شد و با آن تبخیر حباب در میکروکانال مورد بررسی قرار گرفته است [۴۹]. علاوه بر این اختار و کلیس [۵۰] فرایند تغییر فاز را با روش (VOF-PLIC) انسیس فلوئنت و با شبکه تطبیقی در سطح مشترک برای مدل‌سازی جوشش فیلم بکار گرفتند.

۴. روش‌های ترکیبی

شو و همکاران [۵۱] روش حجم سیال و روش سطوح هم‌تراز را ترکیب کردند تا از مزایای این دو روش برای شبیه‌سازی جوشش بهره بگیرند. این مدل‌سازی برای هندسه‌ی سه بعدی ارائه شد اما روش ارائه شده تنها امکان اعمال در شبکه سازمان‌یافته را داشت. تومار و همکاران [۵۲] از روش CLSVOF برای مدل‌سازی جریان جوشش فیلم در فشارهای نزدیک به فشار بحرانی استفاده کردند. هم چنین فرایند تغییر فاز برای روش‌های میدان فاز [۵۳] و VOSET [54] پیاده‌سازی شده است و به ترتیب برای شبیه‌سازی جریان جوشش فیلم و جوشش استخری بکار رفته است.

۵. روش لتیس بولتزن

ابتدا پالم و رکتور [۵۵، ۵۶] روش لتیس بولتزن را برای شبیه‌سازی فرایند تبخیر توسعه دادند و با آن تبخیر از فیلم نازک مایع کنار دیواره‌ی داغ و نیز تبخیر یک قطره تنها را مدل کرده‌اند. سپس ژانگ و چن [۵۷] مدلی برای حل معادله‌ی انرژی به روش لتیس بولتزن ارائه دادند. دانگ [۵۸] رشد و تغییر شکل خیزش حباب بخار در مایع فراگرم و نیز رشد و ترک حباب از دیواره‌ی فراگرم را با روش لتیس بولتزن شبیه‌سازی کرد در این مطالعه از معادله‌ی چان-هیلارد برای ردیابی فصل مشترک

1 Non-Orthogonal Body-Fitted
2 Smearing out

استفاده شده است. در شبیه سازی‌های اولیه‌ی با روش لیتیس بولتزمن تنها به مقایسه کیفی اکتفا شده است. از مشکلات این روش‌ها می‌توان به ناپایداری عددی در نسبت چگالی و ویسکوزیته های بالا اشاره کرد. لی [۵۹] یک مدل کارآمد لیتیس بولتزمن برپایه‌ی سطح مشترک پخشی چان- هیلارد ارائه داده است که بسیار از مشکلات روش‌های پیشین را ندارد. در این مدل جریان پارازیته‌ی بسیار کاهش یافته است و حل عددی برای شبیه‌سازی با نسبت چگالی‌های بالا (مثلاً ۱۰۰۰) نیز پایدار است. اخیراً صفری و همکاران [۶۰] روش لی را برای شبیه سازی فرآیند تغییر فاز توسعه داند و با آن تبخیر دوبعدی قطره را شبیه سازی کردند. سپس بیگ محمدی و همکاران [۶۱] جدایش تناوبی حباب در جوشش استخری و نیز عباسی حطانی و همکاران [۶۲] میعان حباب را با این روش شبیه‌سازی کردند.

جدول ۳-۱: مروری بر روش‌های عددی تغییر فاز و ویژگی‌های آن

ردیابی سطح	پایستاری جرم	۳ بعدی	شبکه بی سازمان	شبکه تطبیقی	مدل انتقال جرم
LS	خیر	بله	خیر	خیر	فوریه
FT	خیر	بله	خیر	خیر	فوریه
VOF-PLIC	بله	خیر	خیر	خیر	فوریه
VOF	بله	بله	بله	بله	فوریه تقریبی و تاناسوا

۴-۱- مروری بر خیزش حباب در مایع ساکن

در دهه‌های گذشته خیزش تک حباب در سیال ساکن مورد مطالعه‌ی متعدد آزمایشگاهی بوده است جنبه‌های مختلف حرکت حباب همچون اندازه، شکل، خط سیر، سرعت حباب در شرایط مختلف بررسی شده‌است. از کارهای اولیه در این زمینه می‌توان به رژیم جریان گریس در شکل ۲-۱ [۶۳] اشاره کرد. مروری بر مطالعات آزمایشگاهی و روابط تجربی در این زمینه در مرجع [۶۴] یافت می‌شود. همانطور که در شکل ۲-۱ دیده می‌شود، مشخصات رژیم جریان تک حباب در جریان آدیاباتیک با اعداد بی‌بعد سنجیده می‌شود. عدد رینولدز Re ، عدد باند Bo و عدد مورتون Mo اعداد بی‌بعد حاکم بر هیدرودینامیک خیزش تک حباب در مایع ساکن هستند و بصورت زیر تعریف می‌شوند.

$$Re = U_t D_0 / \nu_L \quad (۱-۲)$$

$$Bo = g(\rho_L - \rho_g) D_0^2 / \sigma \quad (۱-۳)$$

$$Mo = g(\rho_L - \rho_g) \mu_L^4 / \rho_L^2 \sigma^3 \quad (۱-۴)$$

1 Dhir

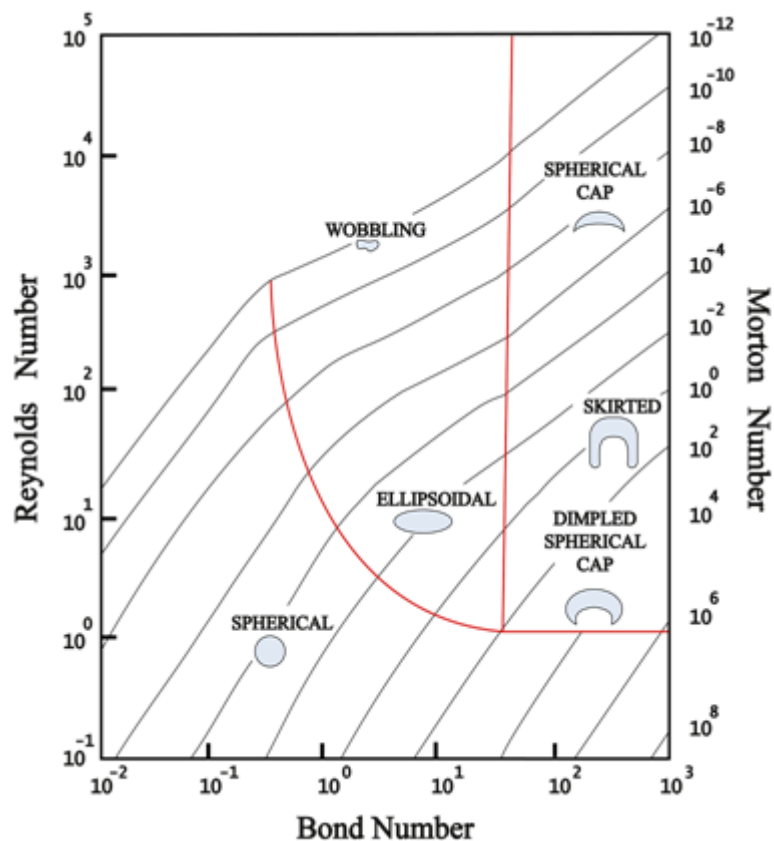
2 Tryggvasson

3 Welch

4 Stephan

علاوه بر اعداد بی بعد فوق، از آنالیز ابعادی دو عدد بی بعد نسبت چگالی ρ_L/ρ_G و نسبت ویسکوزیته ν_L/ν_G بدست می آید. همانطور که در شکل ۱-۲ دیده می شود. شکل حباب را می توان در ۳ دسته زیر گنجانند:

- حباب کروی^۱
- حباب بیضوی^۲
- حباب دامنه دار^۳



شکل ۱-۲: رژیم جریان حباب [۶۳]

۱-۴-۱- رژیم کروی

در رژیم کروی نیروی کشش سطحی و ویسکوزیته حاکم است. اندازه اصلی این حباب ها کوچک و معمولاً قطر آن از mm ۱/۳ کمتر است. شکل حباب در هنگام صعود کروی یا تقریباً کروی باقی می ماند. معمولاً تغییر شکل محور اصلی (در راستای

-
- 1 Spherical
 - 2 Ellipsoidal
 - 3 Spherical Cap

حرکت) نسبت به محور فرعی کمتر از ۱۰ درصد است. در این رژیم سرعت نهایی به اندازه حباب وابسته است. در یک سیستم خالص مقدار سرعت نهایی می‌تواند با استفاده از معادله ریپسزینسکی [۶۵] تشریح شود:

$$U_t = \frac{gD_0\Delta p}{6\mu_L} \times \frac{1+K_1}{2+3K_1}, \quad K_1 = \frac{\mu_G}{\mu_L} \quad (1-5)$$

که در آن D_0 قطر اولیه حباب است.

۱-۴-۲- رژیم بیضوی

کشش سطحی عمدتاً بر این رژیم حاکم است. اندازه این حباب متوسط و قطر آن معمولاً از ۱/۳ mm تا ۶/۰ mm بوده و محدوده عدد باند از ۰/۲۵ تا ۴۰ است. شکل نهایی آن از بغل پهن شده و اگر از داخل به سطح مشترک آن نگاه شود محدب به نظر می‌رسد. عموماً جلو و پشت آن کاملاً متقارن نیستند. این رژیم مقاومت ویسکوزی کوچکی در برابر چرخش داخلی^۱ دارد بنابراین نیروی پسا و سرعت نهایی خیلی به ناخالصی حساس هستند. سرعت نهایی در یک سیستم خالص تقریباً با رابطه‌ی مندلسون [۶۶] که بر پایه تئوری موج استخراج شده است محاسبه می‌شود:

$$U_t = \sqrt{\frac{2.14\sigma}{\rho_L D_0} + 0.505 g D_0} \quad (1-6)$$

۱-۴-۳- رژیم کلاه کروی

نیروی اینرسی بر این رژیم حاکم است. اندازه حباب بزرگ و معمولاً قطر آن از ۶/۰ mm بیشتر و نیز در این الگو عدد باند از ۴۰ و عدد رینولدز از ۱/۲ بزرگ‌تر است. سرعت نهایی حباب متناسب با اندازه حباب است. به خاطر اینرسی بزرگ در این رژیم، تغییر شکل‌های بزرگی در حباب دیده می‌شود و دلیل آن این است که جلو و پشت حباب دارای اختلاف فشار بالا و در طرفین حباب اختلاف فشار کم است. سرعت به وسیله تئوری پیشنهادی توسط داویس و تیلور [۶۷] طبق تعریف زیر به دست می‌آید:

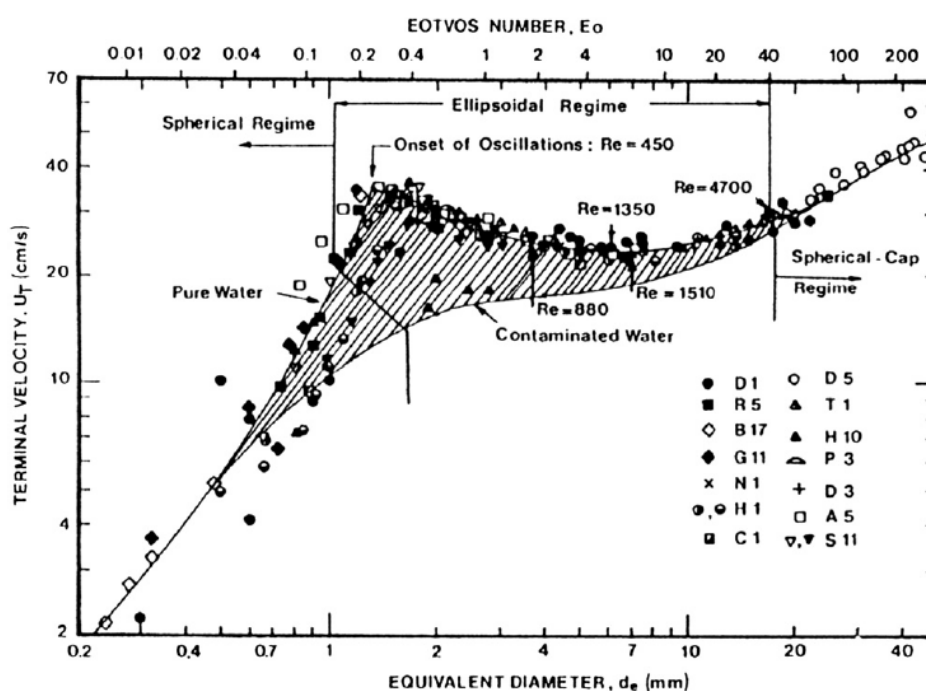
$$U_t = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{gD_0}{2} \frac{\Delta\rho}{\rho_L}} \quad (1-7)$$

سرعت حدی وابسته به پارامترهای فیزیکی سیستم و نرخ انتقال جرم است. شکل ۱-۳ سرعت حدی حباب برای سیستم آب- هوا در رژیم‌های مختلف را نشان می‌دهد. سرعت حدی تابع کشش سطحی، ویسکوزیته‌ی مایع و حضور یا عدم حضور ناخالصی است. این عوامل باعث ایجاد گردش درونی در حباب، تغییر شکل سطح مشترک و نوسان آن می‌شود.

1 Internal circulation

در سال‌های اخیر با افزایش توان محاسباتی و بهبود روش‌های شبیه‌سازی، مطالعات عددی بسیاری در زمینه‌ی خیزش تک حباب صورت گرفته است. با افزایش توان محاسباتی حرکت تک حباب در مایع ساکن به روش مستقیم با روش‌های مختلف ردیابی سطح همچون ردیابی جبهه [۱۹، ۶۸، ۶۹]، روش سطوح همتراز [۷۰]، روش حجم سیال [۷۱، ۷۲] و روش‌های ترکیبی [۷۳، ۷۴] ارائه شده است.

حرکت تک حباب و برخورد دو حباب [۷۵]، محاسبه‌ی نیروهای سطحی همچون نیروهای برا و پسا در خیزش حباب، حرکت در مایع غیرنیوتنی [۷۶] و مایع یونی [۷۷] با این روش‌های ردیابی سطح شبیه‌سازی شده‌است. بررسی مقالات در این زمینه نشان می‌دهد که مساله‌ی انتقال جرم در خیزش حباب به بررسی وجود ناخالصی، مواد انفجالی و یا گازهای انحلال یافته در مایع پرداخته است [۷۸-۸۱] و انتقال حرارت نیز بیشتر محدود به اثر حرارت بر روی کشش سطحی و حرکت حباب تحت اثر کشش سطحی و در محیط با گرانش کم صورت گرفته است [۸۲، ۸۳].



شکل ۱-۳: سرعت حدی سیستم دوفازی آب - هوا [۶۳]

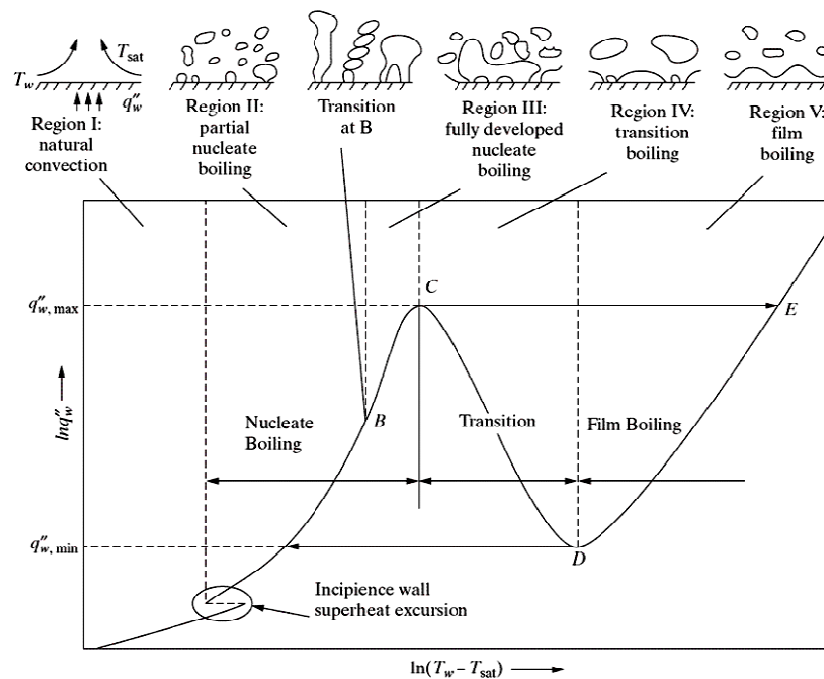
۵-۱- اهمیت مطالعه حاضر

جوشش را می‌توان به دو زیر شاخه‌ی جوشش استخری^۱ و جوشش جریان^۲ تقسیم بندی کرد. هرگاه جوشش در تماس مایع ساکن (بدون حضور جریان اجباری) با سطح داغ روی دهد جوشش استخری است مهم‌ترین پارامتر موثر در جوشش

1 Pool Boiling
2 Flow Boiling

استخری اختلاف دمای سطح داغ با دمای اشباع مایع است. نمودار شار حرارتی برحسب دما در شکل ۴-۱ آمده است. با افزایش دمای سطح در جوشش استخری، رژیم‌های جابجایی آزاد، جوشش هسته‌ای^۱، حالت گذرا و جوشش فیلم^۲ روی می‌دهد.

اگر دمای مایع در ظرف در حدود دمای اشباع باشد، آنگاه جوشش استخری از نوع اشباع خواهد بود، در این حالت حباب‌هایی که در تماس با سطح داغ شکل گرفته‌اند تحت تاثیر نیروی شناوری^۳ به سمت بالا حرکت می‌کنند. چنان که دمای مایع از دمای اشباع کمتر باشد جوشش استخری را جوشش فروسرد^۴ می‌نامند در این حالت ممکن است حباب‌های تشکیل شده در نزدیکی سطح داغ در لایه‌های بالاتر دوباره به مایع تبدیل شوند.



شکل ۴-۱: جوشش استخری [۲]

جوشش جریانی از جوشش استخری بسیار پیچیده‌تر است و این پیچیدگی ناشی از ترکیب شدن فرایند انتقال حرارت جوششی با هیدرودینامیک جریان است. در این حالت رژیم حاکم بر جریان، ساختار و ویژگی‌های آن به شدت به عدد رینولدز وابسته است. در این نوع جریان در صورت حرارت‌دهی کافی سطوح داغ، مایع هنگام خروج از کانال کاملاً به حالت بخار

-
- 1 Nucleating Boiling
 - 2 Film Boiling
 - 3 Buoyancy
 - 4 Subcooled Boiling

در خواهد آمد. زاویه‌ی بردار جاذبه به راستای حرکت جریان در جریان دو فاز بر روی تعادل نیروها، شکل‌گیری حباب و چگونگی خروج از حفره و توزیع آن در جریان موثر است.

در فرآیند جوشش (استخری یا جریانی) حباب‌ها پس از شکل‌گیری در سطح دیواره از آن جدا می‌شوند. پس از جدا شدن، حباب‌ها الزاماً در یک مسیر مستقیم حرکت نمی‌کنند. رفتار این حباب‌ها اثر گسترده‌ای بر عملکرد سیستم‌های دوفازی دارد و بر روی ویژگی‌های انتقال حرارت، افت فشار و ناپایداری‌های سیستم اثر می‌گذارد. از این‌رو برای درک مکانیزم حاکم بر رفتار سیستم‌های دوفازی همراه با تغییر فاز و نیز پیش‌بینی رفتار جریان‌های دوفازی مطالعه و درک فرآیند انتقال جرم و انتقال حرارت در خیزش تک حباب دارای اهمیت است. اما بررسی مقالات موجود در این زمینه نشان می‌دهد علی‌رغم مطالعه‌ی گسترده در زمینه‌ی خیزش حباب که در بخش قبل به تعدادی از آن‌ها اشاره شد. در پیشنه‌ی تحقیق خیزش تک حباب بخار در مایع (اشباع یا فرسرد) که انتقال جرم و حرارت هم‌زمان صورت می‌گیرد کم‌تر مورد توجه بوده است و جنبه‌های مختلف رژیم حرکت تک حباب بخار در این زمینه کمتر شناخته شده است. برای مثال، اطلاعات ما از رفتار تک حباب بخار در فرآیند میعان محدود به تعداد اندکی از مطالعات تجربی [۸۴-۸۷] استوار است. در این مطالعات تجربی که بیشتر از طریق تصویرنگاری بوده است مواردی چون رفتار کلی حباب، تاریخچه‌ی اندازه‌ی حباب، شکل و زمان فروپاشی حباب اشاره شده است، اما به دلیل زمان بسیار کوتاه آزمایش در حد چند میلی ثانیه، درک بیشتر بر جزییات حاکم بر فرآیند تغییر فاز همچون میدان‌های فشار، سرعت و دما بدون استفاده از شبیه‌سازی‌های عددی تقریباً غیرممکن است. بنابراین در مطالعه‌ی حاضر روش عددی برای شبیه‌سازی فرآیند تغییر فاز توسعه داده شده است.

۱-۶- محدوده‌ی پژوهش حاضر

در این مطالعه روش عددی برای حل معادلات حاکم بر جریان در فرآیند تغییر فاز ارائه شده است. در این مطالعه سطح مشترک با استفاده از روش حجم سیال تابع رنگ (CF-VOF) ردیابی می‌شود. کشش سطحی بین دوفاز به روش نیروی پیوسته‌ی سطح (CSF) محاسبه شده است. سه مدل لی، تاناسوا و فوریه برای محاسبه‌ی انتقال جرم در فرآیند تغییر فاز پیاده‌سازی شده است. این روش عددی در حلگری با نام phaseChangeHeatFoam تحت نرم افزار اپن فوم پیاده‌سازی گردیده است. بسته‌ی متن باز دینامیک سیالات محاسباتی اپن فوم [۸۸] مجموعه‌ی غنی از کتابخانه‌ها به زبان C++ است که امکاناتی چون حل معادلات مشتق جزیی را فراهم می‌کند و از قابلیت‌هایی چون اعمال حلگر بر روی شبکه‌ی بی‌سازمان و پردازش موازی پشتیبانی می‌نماید. از آنجا که روش حجم سیال از جریان پارازیتی در مجاورت سطح مشترک رنج می‌برد و این جریان‌های غیرفیزیکی منجر به تخمین اشتباه در اندازه‌ی انتقال حرارت از سطح و در نتیجه در اندازه‌ی انتقال جرم می‌شود، اندازه‌ی جریان پارازیتی با بکارگیری و اعمال دو روش فیلتر و کوپل روش حجم سیال با روش سطوح هم‌تراز کاهش پیدا کرده است.

برای اعتبارسنجی روش عددی حاضر مساله‌ی یک بعدی استفان، جوشش فیلم دو بعدی، میعان فیلم بر روی صفحه‌ی افقی و میعان فیلم بر روی صفحه‌ی قائم مورد ارزیابی قرار گرفته است. سپس این روش عددی برای پیش‌بینی رفتار خیزش تک حباب در جوشش استخری استفاده شده است.

این رساله در ادامه در ۶ فصل ارائه می‌شود.

در فصل دوم معادلات حاکم بر جریان دوفازی ارائه می‌شود، سپس برای کاهش جریان پارازیتی در اطراف سطح مشترک ناشی از اعمال ترم کشش سطحی، دو راهکار استفاده از فیلتر و کوپل روش حجم سیال با روش سطوح هم‌تراز ارائه و مورد ارزیابی قرار می‌گیرد.

در فصل سوم خیزش حباب شبیه‌سازی می‌شود و نتایج شبیه‌سازی با نتایج تجربی بهاگا و نتایج عددی موجود در پیشینه‌ی تحقیق مقایسه می‌شود.

در فصل چهارم معادلات حاکم بر جریان دوفازی در فرآیند تغییر فاز ارائه می‌شود. نحوه‌ی تدوین و پیاده‌سازی این روش عددی در نرم‌افزار اپن فوم شرح داده می‌شود. سپس عملکرد این روش عددی با شبیه‌سازی چهار مساله‌ی نمونه با حل‌های تحلیلی و یا حل‌های عددی موجود در پیشینه‌ی تحقیق مقایسه و اعتبارسنجی می‌شود.

در فصل پنجم این روش عددی برای شبیه‌سازی خیزش تک حباب بخار اشباع در مایع فروسرد بکار می‌رود. نتایج شبیه‌سازی با نتایج آزمایشگاهی مقایسه می‌شود و مکانیزم فرآیند میعان در خیزش حباب در مایع مادون سرد شرح داده می‌شود.

در فصل ششم خیزش حباب فراگرم در دو حالت با تغییر فاز و بدون تغییر فاز شبیه‌سازی می‌شود و مکانیزم خیزش حباب بخار فراگرم در مایع اشباع شرح داده می‌شود.

در فصل هفتم، دستاوردهای این پژوهش اشاره می‌شود و برخی پیشنهادها برای ادامه‌ی کار ارائه می‌شود.

فصل ۲ جریان پارازیتی

۲-۱- مقدمه

جریان پارازیتی از مهم‌ترین چالش‌های مدلسازی جریان‌های دوفازی به روش ردیابی سطح است. به دلیل نقش مهم جریان پارازیتی در کاهش خطاهای عددی در شبیه‌سازی جریان دوفازی، در این فصل راهکارهایی برای کاهش جریان پارازیتی ارائه شده است. الگوریتم پیاده‌سازی این راهکارها در نرم افزار اپن فوم ارائه می‌شود و پس از آن عملکرد هریک از این روش‌ها در کاهش جریان پارازیتی مورد ارزیابی قرار می‌گیرد.

اینترفوم یک حلگر دوفازی به روش تک سیال است که در این فوم برای شبیه‌سازی جریان دوفازی با ردیابی سطح مشترک بکار می‌رود. در این حلگر روش حجم سیال تابع رنگ (CF-VOF) پیاده سازی شده است. به عبارت دیگر هیچ گونه روش بازسازی سطح مشترک در این حلگر تعبیه نشده است بنابراین سطح مشترک نه یک خط مشخص بلکه ناحیه‌ای بین دو تا سه سلول و از نوع پخشی است. از این حلگر تاکنون بارها برای شبیه‌سازی هیدرودینامیک جریان‌های دو بعدی و سه بعدی دوفازی که در آن تغییر شکل سطح مشترک دارای اهمیت است، استفاده شده است. نگارنده و همکاران برای شبیه‌سازی خیزش تک حباب در سیال ساکن در هندسه‌ی متقارن محوری [۸۹]، برخورد قطره به صفحه در دامنه‌ی دوبعدی و سه‌بعدی [۹۰]، برخورد حباب به صفحه‌ی مایل در دامنه‌ی دوبعدی [۹۱] و رژیم جریان اسلاگ در کانال دو بعدی [۹۲] از این حلگر استفاده کرده‌اند. دشپند و همکاران [۹۳] عملکرد این حلگر را با سایر حلگرهای حجم سیال مقایسه کردند و نشان دادند که علی‌رغم بازسازی سطح مشترک، این حلگر عملکردی قابل قبولی نسبت به سایر روش‌های حجم سیال دارد. اما این حلگر نیز همچون سایر حلگرهای حجم سیال موجود در پیشنهادی تحقیق از جریان پارازیتی رنج می‌شود. در ادامه‌ی این مطالعه معادلات حاکم بر این حلگر ارائه می‌شود، سپس برای کاهش جریان پارازیتی در این حلگر دو رویکرد استفاده از فیلتر و کوپل روش حجم سیال با روش سطوح هم‌تراز (s-CLSVOF) ارائه می‌شود.

۲-۲- معادلات حاکم بر جریان دوفازی

در روش‌های اوپلری ردیابی سطح، برای ردیابی سطح مشترک یک معادله‌ی انتقال برای تابع نشانگر فاز حل می‌شود. در روش حجم سیال، نشانگر فاز تابع پله است و بیانگر حجم یک فاز به حجم سلول است.

$$\alpha_L(\vec{x}, t) = \frac{V_L}{V} = \begin{cases} 1 & \vec{x} \in \text{Liquid} \\ 0 < \alpha_L < 1 & \vec{x} \in \text{interface} \\ 0 & \vec{x} \in \text{Gas} \end{cases} \quad (2-1)$$

پارامترهای فیزیکی مسئله چگالی و ویسکوزیته در سطح مشترک بصورت خطی تغییر می‌کند.

$$Y = \alpha_L Y_L + (1.0 - \alpha_L) Y_G, Y \in [\mu, \rho] \quad (2-2)$$

سطح مشترک با جریان حرکت می‌کند. برای حفظ سطح مشترک، باید معادله‌ی انتقال برای سطح مشترک حل گردد. معادله‌ی انتقال سطح مشترک بصورت زیر تعریف می‌شود.

$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \alpha_L = 0 \quad (2-3)$$

تابع حجم سیال α_L ، تابعی گسسته است. برای انتقال این تابع و حفظ محدوده‌ی سطح مشترک به الگوهای دقیق عددی نیاز است در روش‌های معمول حجم سیال با استفاده از چندجمله‌ای‌های خطی یا درجه دو سطح مشترک در سلول‌های حاوی آن بازسازی می‌شود. اما در اینجا تابع انتقال برای حفظ محدوده‌ی جواب و نیز محدود کردن دیفیوژن عددی در سطح مشترک بصورت زیر اصلاح می‌شود:

$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \alpha_L + \nabla \cdot [\vec{U}_r \alpha_L (1.0 - \alpha_L)] = 0 \quad (2-4)$$

ترم جابجایی اضافی تنها در محدوده‌ی سطح مشترک اعمال می‌شود و مقدار آن دو در فاز گاز و مایع صفر است. ترم جابجایی اضافی باعث فشردگی و وضوح بالاتر سطح مشترک می‌شود. برخلاف روش‌های چون CICSAM و HRIC افزودن این ترم نیاز به الگوهای ویژه‌ی عددی برای ترم جابجایی را از بین می‌برد. سرعت فشردگی \vec{U}_r تنها در ناحیه‌ی سطح مشترک و در جهت عمود بر آن در نظر گرفته می‌شود تا از انتشار عددی جلوگیری کند و بصورت زیر محاسبه می‌شود.

$$\vec{U}_r = \min(C_\alpha |\vec{U}|, \max(|\vec{U}|)) \frac{\nabla \alpha_L}{|\nabla \alpha_L|} \quad (2-5)$$

که C_α ضریب فشردگی سطح است و برای فشردگی بیشتر سطح اضافه شده است. $0 \leq C_\alpha \leq 4$ در نظر گرفته می‌شود [۹۴، ۹۵] که $C_\alpha = 0$ حالت بدون فشردگی است.

معادله برداری ناویر استوکس برای جریان دوفازی به روش تک سیال بصورت زیر تعریف می‌شود.

$$\frac{\partial(\rho \vec{U})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U} \vec{U}) = -\nabla p_{rgh} + \rho \vec{g} + \nabla \cdot T + F_\sigma \quad (2-6)$$

هر دو سیال نیوتنی و تراکم ناپذیر فرض شده‌اند. بنابراین نرخ تنش کرنش بصورت خطی با تنش (T) مرتبط است. بنابراین تانسور تنش بصورت زیر ساده‌سازی می‌شود.

$$\nabla.T = \nabla.(\mu(\nabla\vec{U}^T + \nabla\vec{U})) = \nabla.(\mu\nabla\vec{U}) + (\nabla\vec{U}).\nabla\mu \quad (2-7)$$

ترم آخر F_σ بیانگر اثر کشش سطحی بین دوفاز است. در اینجا مدل نیروی سطحی پیوسته (CSF) [۱۴] بدون لحاظ کردن ترم اصلاحی چگالی برای محاسبه‌ی کشش سطحی بکار می‌رود. این ترم بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$F_\sigma = \sigma\kappa\nabla\alpha_L \quad (2-8)$$

که κ انحنای سطح از رابطه‌ی زیر لحاظ می‌شود.

$$\kappa = -\nabla.\left(\frac{\nabla\alpha_L}{|\nabla\alpha_L|}\right) \quad (2-9)$$

۲-۳- مدل کشش سطحی و جریان پارازیتی

فارغ از نحوه‌ی تسخیر سطح مشترک در روش حجم سیال، اعمال کشش سطحی در این روش باعث جریان‌های غیرفیزیکی اطراف سطح مشترک می‌شود که به جریان‌های پارازیتی معروف هستند [۱۱، ۱۶، ۹۶-۹۹]. بر اثر این جریان گردابه‌هایی اطراف سطح مشترک تشکیل می‌شود که اگرچه اندازه‌ی آن کوچک است اما ناپایداری‌های شدید عددی ایجاد می‌کند و باعث از بین رفتن سطح مشترک و جواب‌های غیرفیزیکی می‌شود [۹۶، ۹۹، ۱۰۰]. شرط مرزی در راستای عمود بر سطح مشترک به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$p_L - p_G = \sigma\kappa + (\tau_G.\vec{n}).\vec{n} - (\tau_L.\vec{n}).\vec{n} \quad (2-10)$$

که σ کشش سطحی، κ انحنای سطح، n بردار یکه نرمال بر سطح، τ تانسور تنش و p فشار است.

مدل‌های مختلفی همچون: روش کشش سطحی پیوسته^۱ (CSS) [۹۸، ۱۰۲]، روش نیروی سطح پیوسته (CSF) [۹۷]، روش نیروی سطح تیز^۲ (SSF) [۱۸] و روش شبح^۳ [۱۵] برای اعمال نیروی کشش سطحی بر روی سطح مشترک ارائه شده است و مطالعات نشان می‌دهد که همه‌ی مدل‌های ارائه شده از جریان پارازیتی رنج می‌برند. عامل اصلی ایجاد جریان‌های پارازیتی، خطا در گسسته‌سازی عددی است. عدم برابری بین گرادیان فشار و نیروی کشش سطحی هنگام عبور از سطح مشترک و یا خطا در محاسبه‌ی دقیق بردار نرمال و انحنای سطح مشترک باعث ایجاد جریان گردابی پارازیتی می‌شود [۹۶،

1 Continuous Surface Stress

2 Sharp Surface Force

3 ghost

۱۰۱]. مطالعات نشان داده است که مقدار جریان پارازیتی در سمت سیال سبک‌تر (چگالی کمتر) بیشتر است زیرا که سیال سبک‌تر تحت تاثیر نیروی سطحی شتاب بیشتری نسبت به سیال سنگین‌تر می‌گیرد [۱۰۱]. در جریان با اعداد کاپیلاری ($Ca = \frac{\mu U}{\sigma}$) پایین همچون جریان در میکروکانال‌ها و یا جریان در محیط‌های متخلخل روش‌هایی که به کاهش جریان پارازیتی می‌انجامد دارای اهمیت بیشتری می‌شود [۱۸]. اصولاً جریان پارازیتی تا زمانی که عدد انسرگ ($Oh = (\frac{Ca}{Re})^{1/2}$) بسیار بزرگ باشد ناچیز است [۱۶].

اصلاح روش محاسبه‌ی انحنا‌ی سطح مشترک منجر به کاهش جریان پارازیتی می‌شود. برای مثال می‌توان انحنا‌ی سطح مشترک را با کمک روش مجموع سطوح هم تراز [۱۰۳] [۱۰۴] [۱۰۵] و یا تابع ارتفاع^۱ (HF) [۱۰۶, ۱۰۷] دقیق‌تر محاسبه کرد. کاهش جریان پارازیتی با این دو روش معمولاً در ازای افزایش هزینه‌ی محاسباتی است. همچنین در مورد استفاده از تابع ارتفاع زمانی که سطح مشترک بخوبی دیده نشده باشد مثلاً شعاع انحنا‌ی سطح مشترک برابر با اندازه‌ی سلول باشد، این روش تخمین اشتباهی از انحنا ارائه می‌کند [۱۰۸]. روش جایگزین و ارزان‌تر از لحاظ محاسباتی استفاده از تابع هموار کننده^۲ در ناحیه‌ی سطح مشترک در روش حجم سیال است. استفاده از تابع هموار در ناحیه‌ی سطح مشترک سبب می‌شود تا شیب گرادیان تابع علامت حجم سیال کاسته شود و انحنا‌ی سطح مشترک دقیق‌تر محاسبه شود [۱۸, ۹۸, ۱۰۹].

بررسی حلگر اینترفوم توسط کلاسترمن و همکاران [۹] در جریان خیزش حباب نشان می‌دهد که روش حجم سیال در این حلگر از جریان پارازیتی رنج می‌برد. آنان در این شبیه‌سازی به ضعف این حلگر در تخمین صحیح پرش فشار هنگام عبور از سطح مشترک و وجود جریان‌های پارازیتی در شبیه‌سازی‌ها اشاره کرده‌اند و دلایلی چون خطا در روش CSF و یا خطا در محاسبه‌ی دقیق انحنا برای ضعف این حلگر برشمردند. البدای و همکاران [۱۰۳] برای بهبود محاسبه‌ی دقیق انحنا‌ی سطح مشترک حلگر اینترفوم را با روش سطوح هم‌تراز ترکیب کردند سپس از این روش برای مدلسازی رشد و جدایش حباب استفاده کردند. هنگ و همکاران [۱۰۹] در مدلسازی عددی جریان قطره در میکروکانال با حلگر اینترفوم، برای کاهش جریان‌های پارازیتی از فیلتر هموارکننده استفاده کردند. همچنین راینی و همکاران [۱۸] برای بهبود تخمین پرش فشار هنگام عبور از سطح مشترک و نیز کاهش جریان پارازیتی در جریان‌هایی با اعداد کاپیلاری پایین مخصوصاً جریان در اجسام متخلخل، از فیلتر هموارکننده در حلگر اینترفوم استفاده کردند. بنابراین در مطالعه حاضر با پیاده‌سازی روش‌های مختلف بهبود محاسبه‌ی انحنا و محاسبه‌ی پرش فشار سعی شده است تا این جریان غیرفیزیکی در اطراف سطح مشترک کاهش یابد. در این مطالعه سه فیلتر به حلگر پایه اضافه شده است و عملکرد هریک از این فیلترها بر روی کاهش جریان پارازیتی و بهبود تخمین فشار نسبت به حلگر پایه مورد بررسی قرار گرفته است. سپس روش سطوح هم‌تراز به روش حجم سیال در حلگر اینترفوم کوپل شده است و عملکرد این روش در مقایسه با فیلترها در کاهش جریان پارازیتی مورد سنجش قرار گرفته است.

1 Height Function
2 Smoothing Function

۲-۳-۱-فیلتر

در حلگر اینترفوم بردار نرمال و انحنای سطح مشترک از روی تابع پله نشانگر فاز محاسبه می‌شود. تغییرات تند مقدار تابع پله هنگام عبور از سطح مشترک باعث ایجاد خطای عددی در محاسبه‌ی انحنای سطح و بردار نرمال است [۱۰۳]. این خطا عددی جریان پارازیتی ایجاد می‌کند. برای بهبود محاسبه‌ی انحنای سطح مشترک باید از تابع هموار برای محاسبه‌ی انحنای استفاده کرد. انحنای سطح مشترک در حلگر حاضر (smoothInterFoam) از رابطه‌ی زیر محاسبه می‌شود.

$$\kappa = -\nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha_L}{|\nabla \alpha_L|} \right) \quad (2-11)$$

که α_L با هموار کردن تابع α_L در نزدیکی سطح مشترک بدست می‌آید. در این مطالعه از هموار کننده‌ی لافاریه [۹۸، ۱۰۹] بصورت زیر استفاده شده است.

$$\widetilde{\alpha}_{lp} = \frac{\sum_{f=1}^n \alpha_{Lf} S_f}{\sum_{f=1}^n S_f} \quad (2-12)$$

که زیرنویس p بیانگر مقادیر مرکز سلول و زیرنویس f بیانگر مقادیر بر روی مرکز سطح سلول است. مقدار α_{Lf} از میانبایی خطی مقادیر α_L از مرکز سلول بدست می‌آید و S_f اندازه‌ی سطح سلول است. برای هموار شدن مقدار α_L ، این فیلتر را می‌توان n بار تکرار کرد. استفاده از تابع فوق تغییرات تند α_L را از بین می‌برد و توزیع $\widetilde{\alpha}_{lp}$ نسبت به α_L هموارتر است.

همچنین برای بهبود انحنای سطح مشترک در جهت عمود بر سطح مشترک می‌توان فیلتر زیر [۱۸] را m بار بکار برد.

$$\begin{aligned} \kappa_{s,i+1} &= 2\sqrt{\alpha_L(1-\alpha_L)}\kappa + (1-2\sqrt{\alpha_L(1-\alpha_L)})(\kappa_s^*) \\ \kappa_{s,0} &= \kappa \end{aligned} \quad (2-13)$$

که

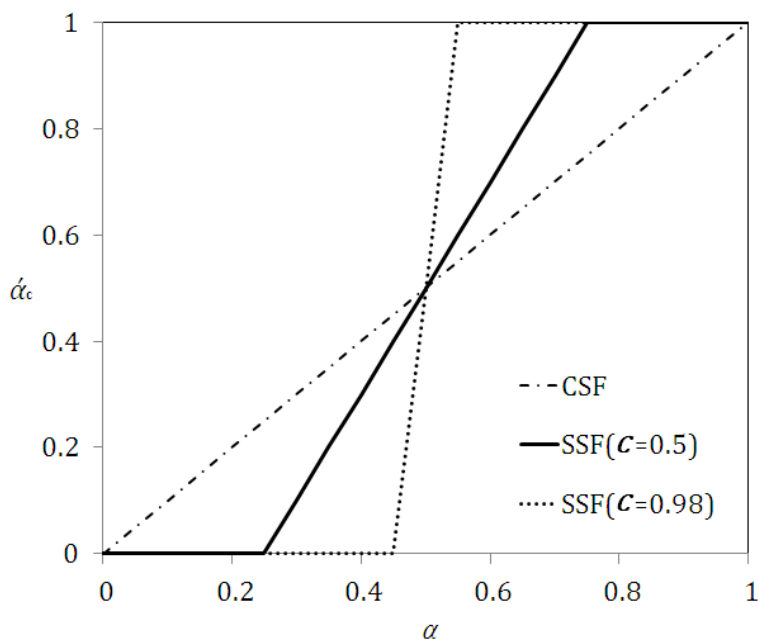
$$\kappa_s^* = \frac{\sum_{f=1}^n \kappa_f S_f}{\sum_{f=1}^n S_f} \quad (2-14)$$

برای افزایش وضوح فشار در ترم کشش سطحی در معادله‌ی ممنتیم (F_σ) بجای $\nabla \alpha_L$ از $\widetilde{\nabla \alpha_c}$ استفاده می‌شود، که α_c از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید.

$$\widetilde{\alpha_c} = \frac{1}{1-C} \left[\min\left(\max\left(\alpha_L, \frac{C}{2}\right), 1 - \frac{C}{2}\right) - \frac{C}{2} \right] \quad (2-15)$$

مقدار $C=0$ همان مدل CSF است و هرچه مقدار C به یک نزدیک‌تر شود تغییرات $\widetilde{\alpha_c}$ تندتر می‌شود و ناحیه‌ی گذار نازک‌تر می‌شود که به آن روش SSF گفته می‌شود. برای حذف جریان پارازیتی در مسائل استاتیک مقدار $C=0.9-0.99$ پیشنهاد شده است [۱۸]. در روش حجم سیال تابع رنگ، سطح مشترک نه یک خط بلکه یک ناحیه‌ی گذار است که بین دو تا

سه سلول پخش است. با استفاده از این فیلتر بر روی تابع رنگ همانطور که در شکل ۲-۱ دیده می‌شود، ناحیه‌ی گذار فشرده‌تر می‌شود.



شکل ۲-۱: اثر فیلتر بر روی تابع رنگ، رابطه ۱۵-۲

۲-۳-۲- روش ترکیبی s-CLSVOF^۱

یکی از روش‌های رایج ترکیبی، بکارگیری همزمان دو روش حجم سیال و روش سطوح هم‌تراز است. تکنیک‌های متنوعی برای کوپل بین این دو روش تاکنون ارائه شده است [۱۰۴، ۱۱۰، ۱۱۱]. در مطالعه‌ی حاضر از روش s-CLSVOF [۱۰۳] استفاده می‌شود. از مزایای روش ترکیبی s-CLSVOF بهره‌گیری توأمان از پایستاری جرم روش حجم سیال و نیز استفاده از سطح مشترک هموار در روش سطوح هم‌تراز است. در روش سطوح هم‌تراز، تابع رنگ همان تابع فاصله است و مقدار φ فاصله مرکز هرسلول از سطح مشترک را نشان می‌دهد. بنابراین $\varphi = 0$ بیانگر سطح مشترک بین دوفاز است. در اولین گام تابع φ با استفاده از تابع α_L طبق رابطه‌ی زیر مقداردهی می‌شود.

$$\varphi_0 = (2\alpha_L - 1) \times \Gamma \quad (2-16)$$

که در آن Γ تابع اندازه‌ی گام سلول Δx است و مقدار آن در مطالعه‌ی حاضر $0.75\Delta x$ در نظر گرفته می‌شود. برخلاف روش استاندارد ترکیب حجم سیال و سطوح هم‌تراز [۱۱۲]، در این مطالعه همچون مرجع [۱۰۳] برای کاهش حجم محاسبات، تابع انتقال جداگانه برای φ حل نمی‌شود، بلکه در هرگام زمانی φ توسط α_L مقداردهی می‌شود، بدین ترتیب از افزایش

1 Simple couple level set and volume of fluid

هزینه‌ی محاسباتی در این روش ترکیبی جلوگیری شده است. سپس $\varphi = 0$ با حل تابع بازگردان فاصله^۱ (۲-۱۷) بیانگر مکان سطح مشترک خواهد بود.

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = S(\varphi_0)(1 - |\nabla \varphi|), \quad \varphi(x, 0) = \varphi_0(x) \quad (2-17)$$

در این رابطه τ گام زمانی حل مساله نیست و از آن به عنوان گام زمانی مصنوعی یاد می‌شود. x بردار موقعیت و $S(\varphi_0)$ تابع علامت است. در این مطالعه $\tau = 0.1\Delta x$ است و به گونه‌ی انتخاب شده است تا تغییرات تند در تابع سطوح هم‌تراز وجود نداشته باشد. با چند بار تکرار حل رابطه‌ی (۲-۱۷) تابع فاصله در اطراف سطح مشترک مقداره‌ی می‌شود که دفعات این تکرار از رابطه‌ی زیر محاسبه می‌شود.

$$\varphi_{\text{corr}} = \frac{\varepsilon}{\Delta \tau} \quad (2-18)$$

که ε ضخامت ناحیه‌ی سطح مشترک است و در این جا $\varepsilon = 1.5\Delta x$ لحاظ شده است. تابع فاصله برخلاف تابع پله، تابعی هموار است بنابراین با کمک روش سطوح هم‌تراز می‌توان دقیق‌تر بردار نرمال بر سطح مشترک را محاسبه کرد. در این صورت نیروی کشش سطحی F_σ در رابطه‌ی برداری ناویر-استوکس (۲-۶) بصورت زیر در خواهد آمد.

$$F_\sigma = \sigma \kappa(\varphi) \delta(\varphi) \nabla \varphi \quad (2-19)$$

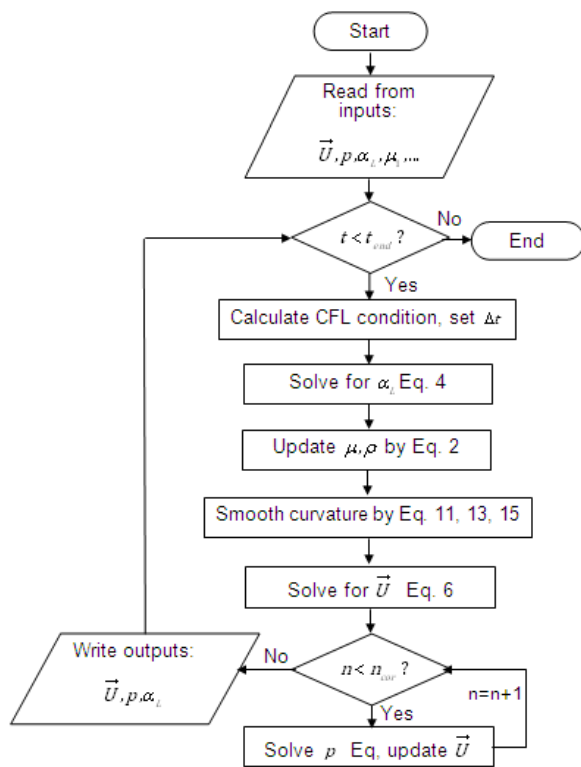
$\delta(\varphi)$ تابع دلتا دیراک است که اثر نیروی کشش سطحی را به سطح مشترک محدود می‌کند و تنها بر روی سطح مشترک دارای مقدار است. این تابع بصورت زیر تعریف شده است.

$$\delta(\varphi) = \begin{cases} 0 & |\varphi| > \varepsilon \\ \frac{1}{2\varepsilon} (1 + \cos(\frac{\pi\varphi}{\varepsilon})) & |\varphi| \leq \varepsilon \end{cases} \quad (2-20)$$

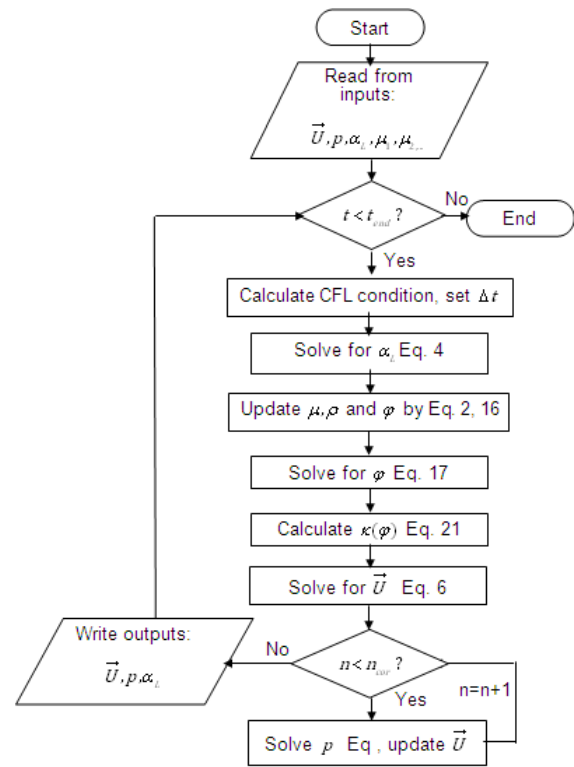
تابع انحنای سطح $\kappa(\varphi)$ از رابطه‌ی ۲-۲۱ محاسبه می‌شود. از آنجا که تابع انحنا از تابع هموار فاصله φ محاسبه می‌شود، تخمین بهتری از انحنا نسبت به تابع پله حجم سیال α_L ارائه می‌کند.

$$\kappa(\varphi) = \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \varphi}{|\nabla \varphi|} \right) \quad (2-21)$$

در شکل ۲-۲ الگوریتم‌های روش حجم سیال با استفاده از فیلتر و روش ترکیبی s-CLSVOF با هم مقایسه شده است.



ب: حجم سیال با فیلتر



الف: ترکیبی (s-CLSVOF)

شکل ۲-۲: مقایسه‌ی بین الگوریتم روش حجم سیال با فیلتر و روش ترکیبی s-CLSVOF

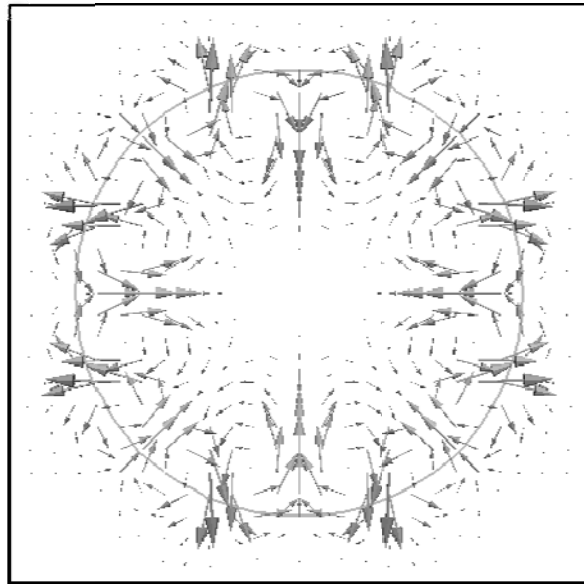
۲-۴-۲ اعتبارسنجی

در این بخش عملکرد فیلترها در مقایسه با روش s-CLSVOF در کاهش جریان پارازیتی در حلگر پایه مورد ارزیابی قرار می‌گیرد. در این بخش سه مساله‌ی حباب ساکن، تغییر شکل حباب در میدان چرخشی دوبعدی و سه بعدی مورد ارزیابی قرار می‌گیرد.

۲-۴-۲-۱ حباب ساکن

برای سنجش جریان پارازیتی حباب دایره‌ای ساکن در حالت گرانش صفر شبیه‌سازی می‌شود [۹۹، ۱۰۳]. ابعاد دامنه‌ی محاسباتی $0.05 \times 0.05 \text{ m}^2$ است و حباب به شعاع 0.005 m در مرکز آن به عنوان شرط اولیه قرار داده شده است. پارامترهای فیزیکی شبیه‌سازی در جدول ۲-۱ ارائه شده است. از شرط مرزی گرادیان صفر برای متغیرهای p, α_L و ϕ و از شرط عدم لغزش برای سرعت استفاده شده است. همانطور که در شکل ۲-۳ نشان داده شده است جریان پارازیتی اطراف سطح مشترک گردابه‌هایی را ایجاد می‌کند. در واقع در هر ربع دایره دو گردابه ایجاد می‌شود که اندازه‌ی جریان پارازیتی در سیال سبک‌تر (هوا) بیشتر است. مقدار دقیق فشار از رابطه‌ی ۲-۲۲ محاسبه می‌شود. در جریان غیرویسکوز رابطه‌ی ۲-۱۰ به رابطه‌ی معروف یانگ-لاپلاس تبدیل می‌شود که برای مسئله حاضر، مقدار پرش فشار 2 Pa است.

$$\Delta p_{\text{exact}} = p_L - p_G = \sigma \kappa = \frac{\sigma}{R} \quad (2-22)$$



شکل ۳-۲ جریان پارازیتی اطراف سطح مشترک برای شبکه با ابعاد سلول D/20

جدول ۱-۲ پارامترهای فیزیکی مساله‌ی حباب ساکن

متغیرها	ابعاد	مایع	گاز
چگالی (ρ)	kg/m ³	۱۰۰۰	۱
ویسکوزیته (μ)	kg/ms	۱۰ ^{-۳}	۱۰ ^{-۵}
کشش سطحی (σ)	N/m	۰/۰۱	

قدرت جریان پارازیتی با ماکزیمم مقدار مطلق میدان سرعت در شبکه‌ی محاسباتی رابطه‌ی ۲-۲۳ سنجیده می‌شود.

$$L_1 = \max(|V|) \quad (۲-۲۳)$$

میزان دقت در محاسبه‌ی انحنا از طریق اختلاف بین حل عددی و تحلیلی پرش فشار سنجیده می‌شود. برای محاسبه‌ی پرش فشار از حل عددی، اختلاف میانگین فشار داخل در حباب و خارج آن مدنظر قرار گرفته است و $\alpha_L = 0.5$ در روش حجم سیال و $\varphi = 0$ در روش ترکیبی به عنوان سطح مشترک در نظر گرفته شده است. میزان خطای حل عددی از رابطه‌ی (۲-۲۴) سنجیده می‌شود.

$$E_0 = \frac{|\Delta p - \Delta p_{\text{exact}}|}{\Delta p_{\text{exact}}} \quad (۲-۲۴)$$

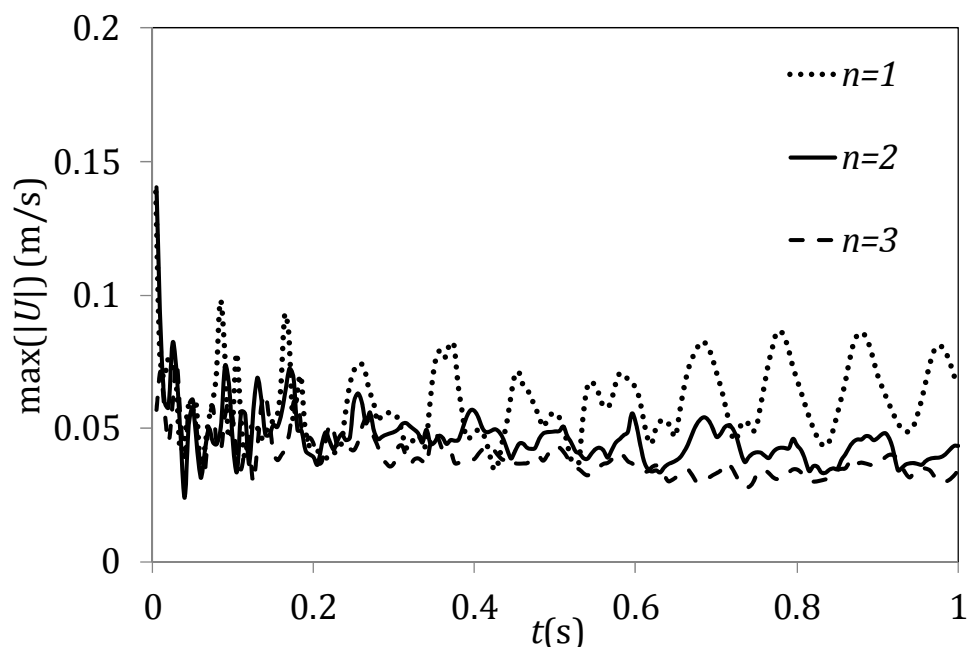
ابتدا تاثیر هر فیلتر در کاهش جریان پارازیتی بطور جداگانه مورد سنجش قرار می‌گیرد. سپس عملکرد مجموعه‌ی فیلترها نسبت به روش ترکیبی s-CLSVOF مورد بررسی قرار می‌گیرد. برای بررسی کارایی هر یک از فیلترها بر کاهش جریان پارازیتی، نسبت سرعت ماکزیمم در حلگرهای حاضر به سرعت ماکزیمم در حلگر پایه (اینترفوم) طبق رابطه (۲-۲۵) ملاک قرار داده شده است. مقدار کارایی (Ef) هر یک از این فیلترها در کاهش جریان پارازیتی در جدول ۲-۲ ارائه شده است.

$$Ef = \frac{\left(\int_t^y \max(|U|) dt \right)_y}{\int_t^y \max(|U|) dt}, \quad y \in [m, n, C] \quad (2-25)$$

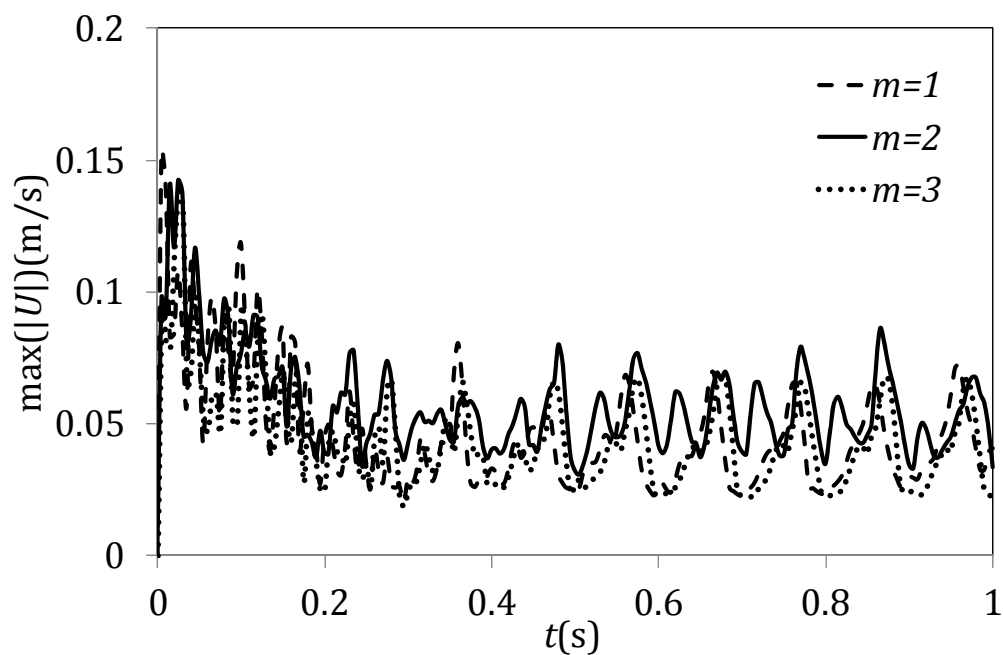
جدول ۲-۲: بررسی کارایی فیلتر بر روی جریان پارازیتی با استفاده از رابطه (۲-۲۵)

	$C = 0$	$C = 0.5$	$C = 0.98$
Ef	۱	۰/۱۸۵۳	۰/۱۷۶۴
	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$
Ef	۰/۴۵۴۵	۰/۵۶۳۷	۰/۴۳۶۸
	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$
Ef	۰/۵۸۲۱	۰/۴۴۹۷	۰/۳۸۳۲

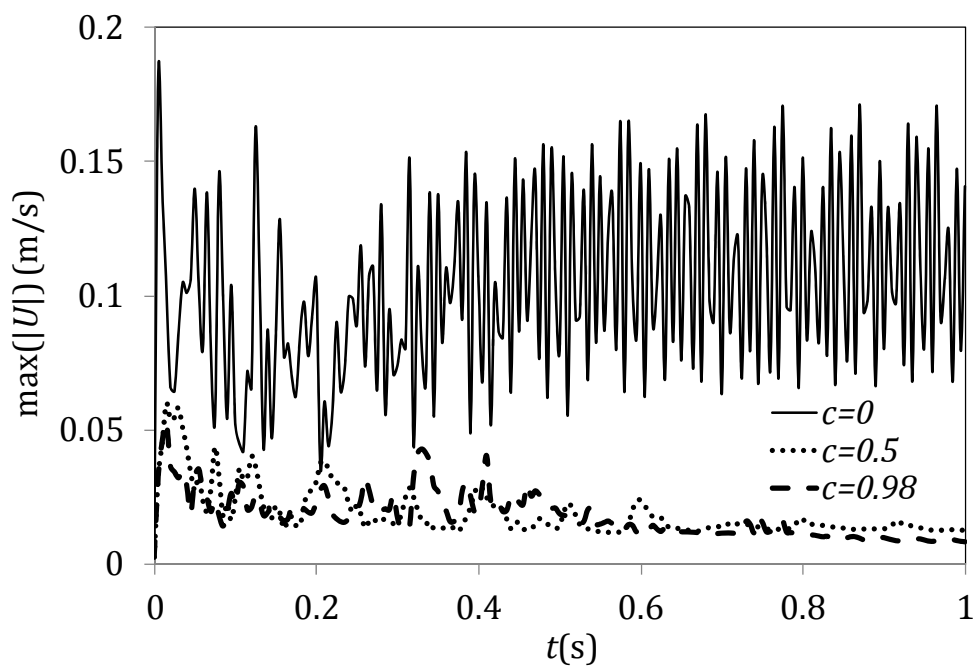
شکل‌های (۲-۴) و (۲-۵) به ترتیب اثر تکرار فیلتر در روابط (۲-۱۲) و (۲-۱۴) را بر روی جریان پارازیتی نشان می‌دهد. استفاده از فیلتر رابطه (۲-۱۲) جریان پارازیتی را ۲ تا ۳ برابر کاهش می‌دهد. ۲ بار تکرار این فیلتر ($n=2$) برای کاهش جریان پارازیتی کفایت می‌کند. یک بار استفاده از فیلتر رابطه (۲-۱۴) $m=1$ جریان پارازیتی را تا ۲ برابر کاهش می‌دهد و تکرار بیشتر این حلگر تأثیری بر کاهش جریان پارازیتی ندارد. $C=0$ بیانگر روش CSF در شکل (۲-۶) است که در این حالت جریان‌های شدید پارازیتی مشاهده می‌شود، با افزایش مقدار C وضوح ترم فشار در معادله‌ی مومنتم بیشتر می‌شود و جریان پارازیتی تا یک مقیاس در $c=0.98$ کاهش یافته است. البته لازم است اشاره شود این به معنای آن نیست که ترتیب ($C=0.98, n=2, m=1$) بهترین ترتیب فیلترها برای کاهش جریان پارازیتی است، با این وجود در ادامه‌ی این مطالعه از این ترتیب برای بررسی و مقایسه‌ی عملکرد فیلترها و روش ترکیبی s-CLSVOF نسبت به حلگر پایه استفاده می‌شود.



شکل ۲-۴: اثر فیلتر ۲-۱۲ بر روی جریان پارازیتی



شکل ۲-۵: اثر فیلتر ۱۴-۲ بر روی جریان پارازیتی



شکل ۲-۶: اثر فیلتر رابطه ۱۵-۲ بر روی جریان پارازیتی

برای بررسی اثر تفکیک‌پذیری شبکه بر روی عملکرد حلگرهای حاضر و حلگر اینترفوم شبیه‌سازی بر روی شبکه‌هایی با سلول‌های یکنواخت به ابعاد $D/10$, $D/20$, $D/40$ و $D/80$ صورت گرفته است، که D قطر حباب است. در جدول ۲-۳ و ۲-۴ به ترتیب میانگین ماکزیمم جریان پارازیتی و درصد خطا در محاسبه فشار برای بازه‌ی زمانی یک دهم ثانیه محاسبه شده است و برای سه حلگر (اینترفوم، فیلترها و روش ترکیبی s-CLSVOF) ارائه شده است.

جدول ۲-۳: میانگین ماکزیمم جریان پارازیتی (m/s) در بازه‌ی t=0.1 sec

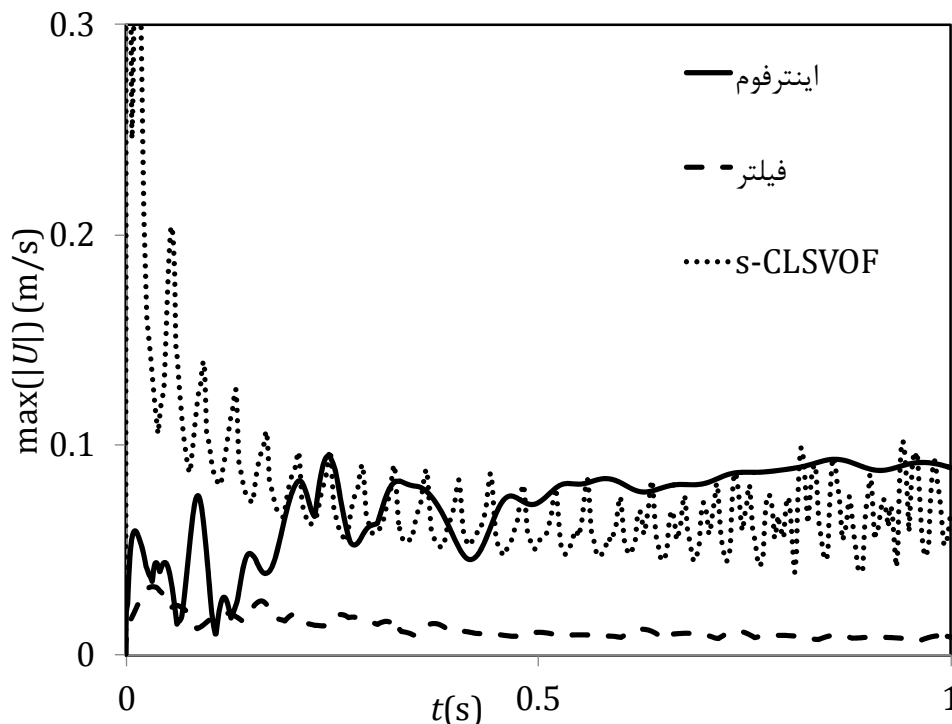
اندازه سلول	D/10	D/20	D/40	D/80
اینترفوم	۰/۰۴۵۲	۰/۰۹۹۷	۰/۱۷۴۲	۰/۱۹۷۱
فیلترها	۰/۰۲۲۳	۰/۰۳۴۶	۰/۰۴۱۱۹	۰/۰۴۷۸
s-CLSVOF	۰/۱۲۲۰	۰/۱۸۷۶	۰/۱۳۴۳	۰/۱۹۸۲

جدول ۲-۴: میانگین درصد خطا در محاسبه‌ی پرش فشار در بازه‌ی t=0.1 sec

اندازه سلول	D/10	D/20	D/40	D/80
اینترفوم	۲۴/۳۲	۱۹/۹۴	۱۵/۴۶	۱۲/۷۶
فیلترها	۹/۱۷	۶/۶۷	۶/۲۹	۵/۵۳
s-CLSVOF	۱۵/۲۵	۱۰/۰۴	۸/۶۲	۷/۲۷

نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد با افزایش تعداد سلول‌های شبکه‌ی محاسباتی و کوچک‌تر شدن اندازه‌ی سلول می‌توان سطح مشترک را با وضوح بیشتری تسخیر کرد و پرش فشار را با دقت بیشتری محاسبه کرد. بررسی جدول ۲-۳ نشان می‌دهد که در حلگر اینترفوم جریان پارازیتی وابسته به اندازه‌ی سلول است و با کاهش اندازه‌ی سلول جریان پارازیتی تشدید می‌شود. افزودن فیلتر به حلگر اینترفوم باعث کاهش شدید جریان پارازیتی می‌شود البته همچنان جریان پارازیتی وابسته به تفکیک‌پذیری شبکه است. کاهش جریان پارازیتی با استفاده از فیلتر در شبکه‌ی درشت (D/10) حداقل ۱۰۰٪ است و در شبکه‌ی ریز (D/80) به بیش از ۴۰٪ می‌رسد. همچنین نرخ رشد جریان پارازیتی به تفکیک‌پذیری شبکه، با استفاده از فیلتر کمتر از حلگر اینترفوم است. به عبارت دیگر با کاهش ۸ برابری اندازه‌ی سلول شدت جریان پارازیتی در حلگر اینترفوم تا ۵ برابر و در حلگر حاضر با استفاده از فیلتر تنها تا ۲ برابر افزایش یافته است. شکل ۲-۷ نشان می‌دهد روش ترکیبی s-CLSVOF حداقل در چند دهم ثانیه‌ی اول شبیه‌سازی در کاهش جریان پارازیتی چندان موثر نیست و حتی حلگر پایه (اینترفوم) عملکرد بهتری از حلگر ترکیبی s-CLSVOF دارد اما با مرور زمان جریان پارازیتی در حلگر ترکیبی کاهش می‌یابد اما در حلگر پایه با زمان جریان پارازیتی تقویت می‌شود. همچنین همانگونه که در جدول ۲-۳ دیده می‌شود جریان پارازیتی در حلگر ترکیبی s-CLSVOF برخلاف حلگر پایه وابسته به اندازه‌ی سلول شبکه نیست و با افزایش تفکیک پذیری شبکه مقدار آن تقریباً تغییر نکرده است.

افزایش دقت در تخمین پرش فشار (رابطه‌ی ۱-۱۰) بیانگر تخمین بهتر کشش سطحی و بهبود در محاسبه‌ی انحنا‌ی سطح مشترک است. در مقایسه با حلگر پایه (اینترفوم) هر دو رویکرد بکار رفته در این مطالعه به بهبود محاسبه‌ی پرش فشار از سطح مشترک منجر می‌شود. بررسی جدول ۲-۴ نشان می‌دهد تخمین پرش فشار با استفاده از هریک از دو روش ترکیبی s-CLSVOF و فیلتر نسبت به حلگر پایه (اینترفوم)، حداقل ۵۰٪ بهبود یافته است. همچنین نتایج ارائه شده در جدول نشان می‌دهد، بکارگیری روش فیلتر بهتر از روش ترکیبی s-CLSVOF پرش فشار را تخمین می‌زند. همچنین با افزایش تفکیک پذیری شبکه، پرش فشار در هر سه حلگر دقیق‌تر محاسبه شده است.



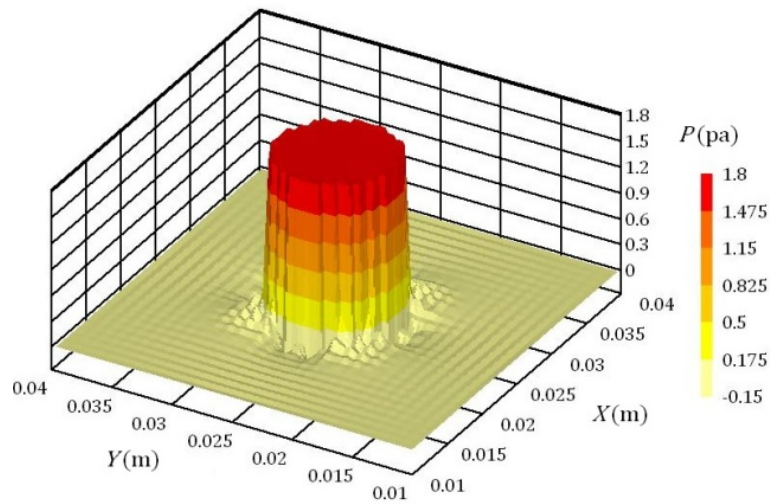
شکل ۲-۷: اندازه‌ی ماکزیمم جریان پارازیتی بر روی شبکه با سلول‌های یکنواخت به اندازه $D/10$ به مدت ۱ ثانیه

توزیع فشار برای این مساله همچون تابع پله است. به عبارتی دیگر اگر بر روی یک خط از دیواره به سمت مرکز حباب حرکت شود، هنگام عبور از سطح مشترک، فشار باید ناگهان زیاد گردد. همانطور که در شکل ۲-۸ دیده می‌شود استفاده از فیلتر در مطالعه‌ی حاضر وضوح میدان فشار را بیشتر کرده است و حل عددی به فیزیک مساله نزدیک‌تر شده است. حل ترکیبی s-CLSVOF نسبت به حل اینترفوم تخمین صحیح‌تری از پرش فشار ارائه می‌کند اگرچه دره‌ی فشار در حل ترکیبی بیش از حل با اینترفوم است و شکل از تابع پله در حل ترکیبی s-CLSVOF بیشتر فاصله می‌گیرد.

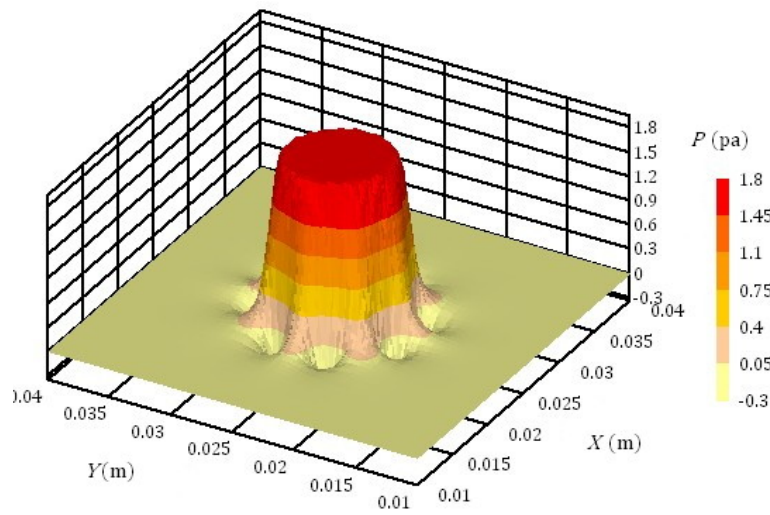
علی‌رغم کاهش اندازه‌ی جریان پارازیتی از طریق این دو رویکرد همانطور که در شکل ۲-۹ نشان داده شده است همچنان در اطراف سطح مشترک جریان پارازیتی ایجاد می‌شود. با بکارگیری فیلتر شدت جریان پارازیتی کمتر از حلگر پایه (اینترفوم) شده است. همچنین فیلتر برخلاف روش ترکیبی s-CLSVOF سبب کاهش بیشتر جریان پارازیتی و توزیع یکنواخت‌تر آن اطراف سطح مشترک شده است.

در این بخش اثر نسبت چگالی بر روی جریان پارازیتی مورد سنجش قرار گرفت. شکل ۲-۱۰ نشان می‌دهد که دو روش فیلتر و روش ترکیبی s-CLSVOF عملکرد بهتری نسبت به حلگر پایه (اینترفوم) در تخمین محاسبه‌ی فشار دارند و عملکرد حلگرها در محاسبه‌ی فشار تقریباً تابع نسبت چگالی نیست. اگرچه شکل ۲-۱۱ نشان می‌دهد که هر چه نسبت چگالی به یک نزدیک‌تر باشد شدت جریان پارازیتی بیشتر شده است اما این افزایش سرعت به این دلیل است که در اثر نیرو کشش سطحی سیال با چگالی کمتر شتاب بیشتر می‌گیرد و شدت جریان پارازیتی بیشتر تابع اندازه‌ی چگالی در هر یک از سیال‌ها و نه نسبت چگالی آن‌ها است. مجموعه‌ی این بررسی‌ها نشان داد حداقل در مساله‌ی استاتیک فیلتر عملکرد بهتری نسبت به روش ترکیبی دارد و در کاهش جریان پارازیتی و افزایش دقت محاسبه‌ی پرش فشار بهتر از روش ترکیبی s-CLSVOF عمل می‌کند.

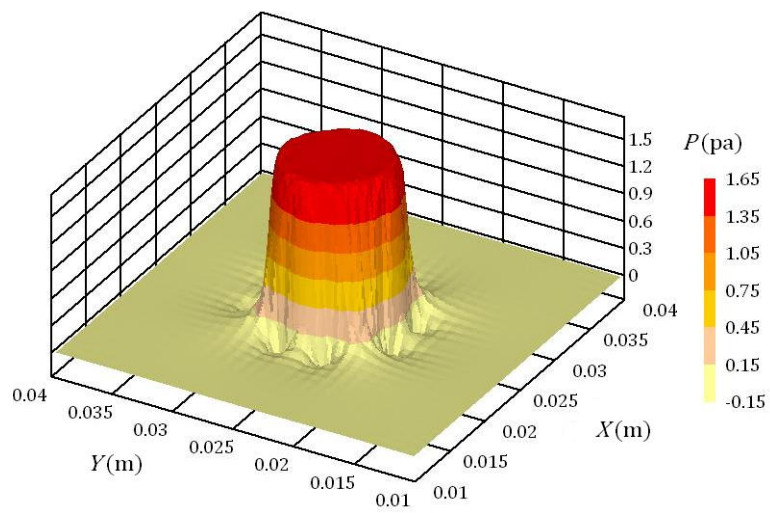
الف: فیلترها



ب: ترکیبی s-CLSVOF

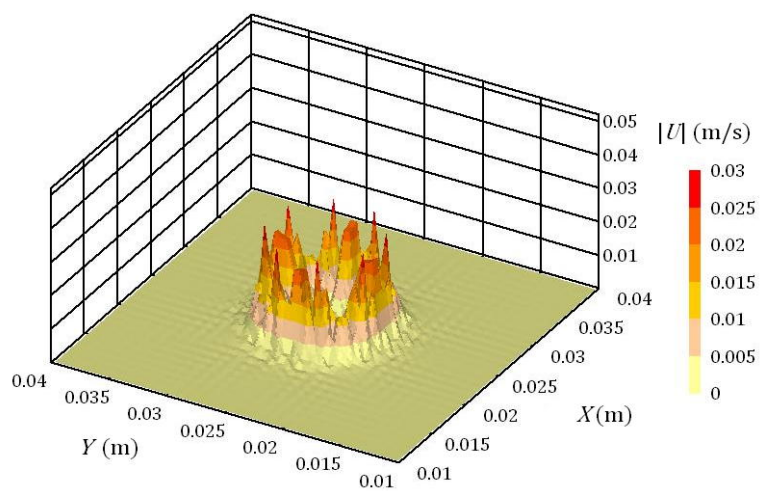


ج: حلگر پایه (اینترفوم)

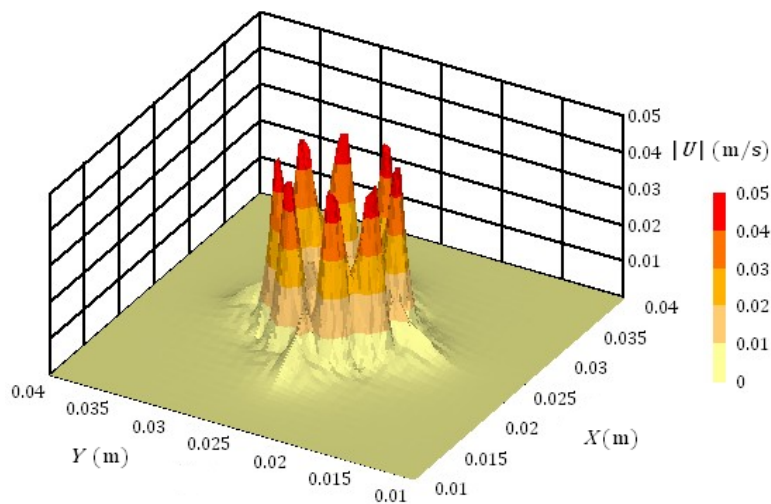


شکل ۲-۸: توزیع میدان فشار برای مساله‌ی حباب ساکن در زمان $t=0.1\text{sec}$

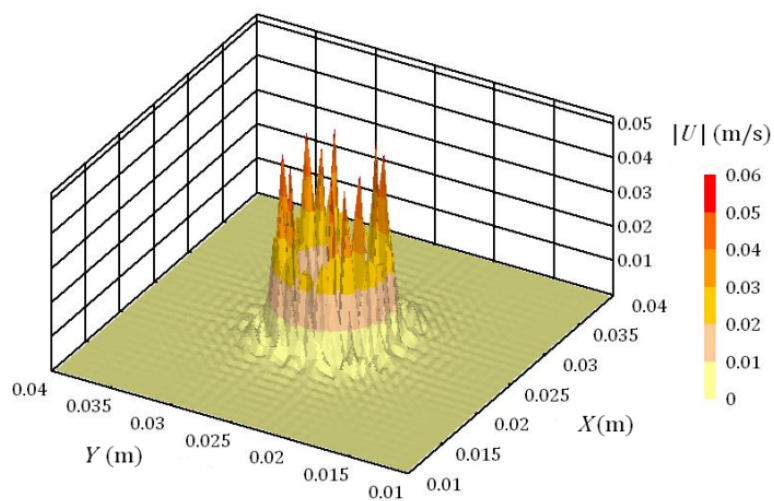
الف: فیلترها



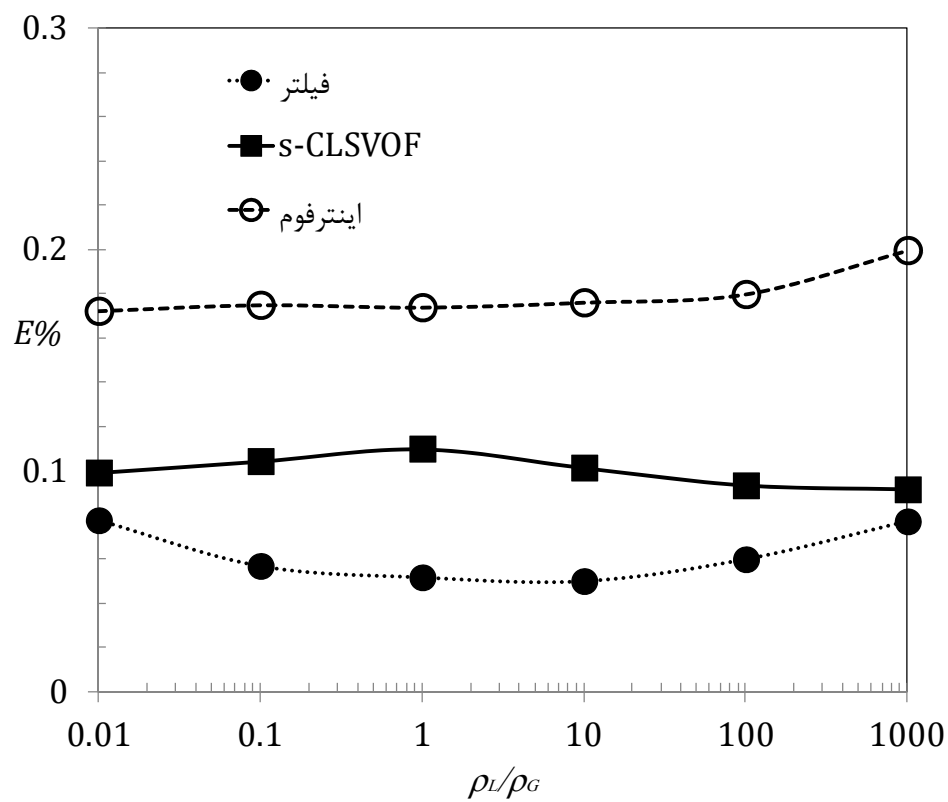
ب: ترکیبی s-CLSVOF



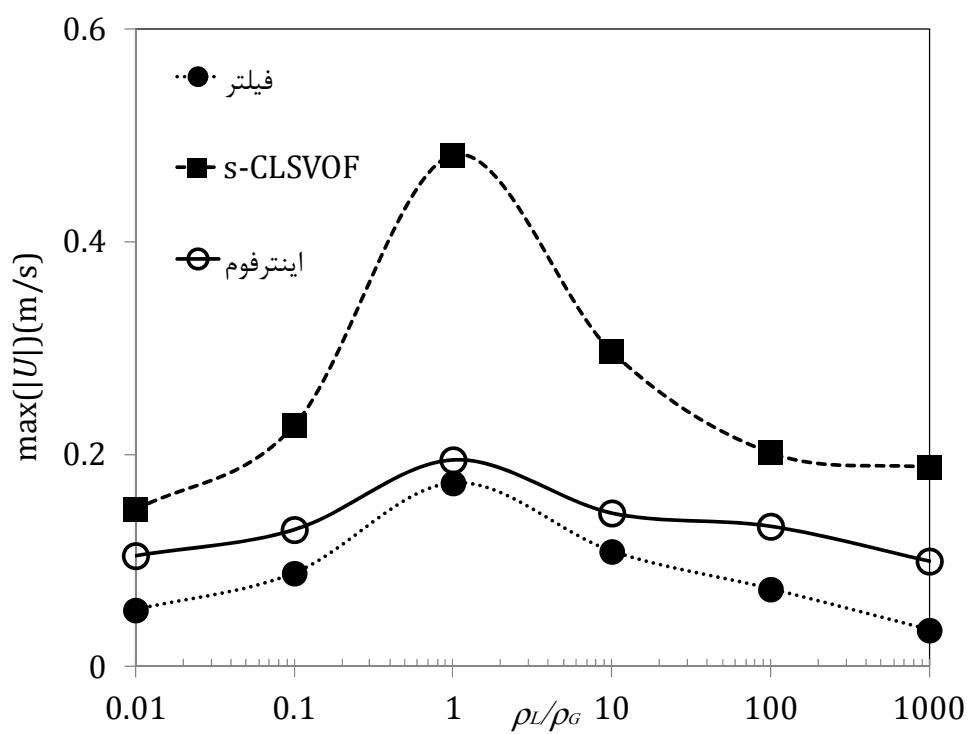
ج: حلگر پایه (اینترفوم)



شکل ۲-۹: کانتور میدان سرعت (جریان پارازیتی) در زمان $t=0.1\text{sec}$.



شکل ۲-۱: درصد خطا در محاسبه‌ی پرفشار در بازه زمانی $t=0.1 \text{ sec}$



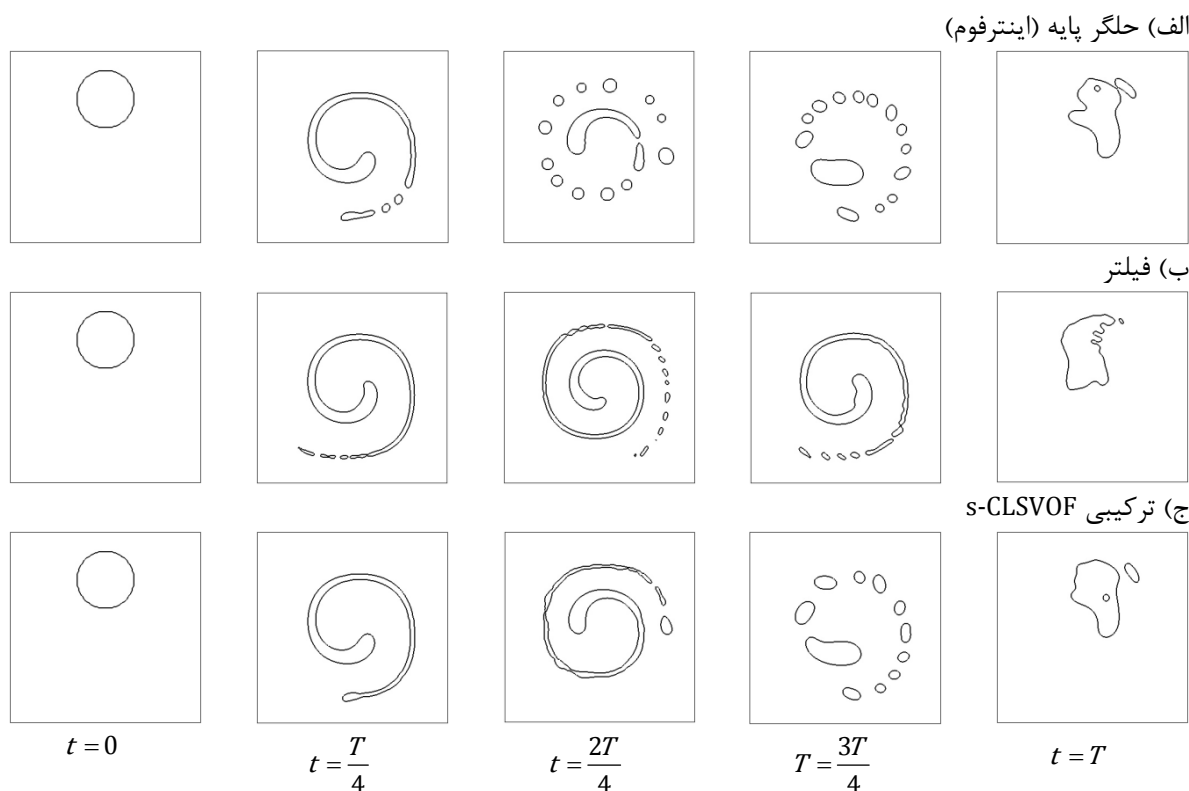
شکل ۲-۱۱: میانگین ماکزیمم جریان پارازیتی در بازه‌ی زمانی $t=0.1 \text{ sec}$

۲-۴-۲- شبیه سازی تغییر شکل حباب در جریان چرخشی دو بعدی

در این قسمت کشیدگی و نازک شدن حباب دو بعدی در میدان جریان چرخشی شبیه سازی می شود. این مساله اولین بار توسط ریدر و کوته [۱۱۳] مطرح شده است و توانایی حلگر در شبیه سازی تغییر شکل های شدید پیش از جدایش سطح مشترک ناشی از خطاهای عددی را نشان می دهد. ابتدا یک حباب دو بعدی به شعاع ۰/۱۵ m در موقعیت (۰/۷۵ و ۰/۵) در میدان محاسباتی مربع شکل به ابعاد ۱×۱ m² قرار داده می شود. در این مساله مولفه های میدان سرعت $U(u,v)$ با رابطه ۲-۲۶ با زمان تغییر می کند. در مطالعه حاضر همچون مراجع [۹۳، ۱۱۴] دوره تناوب $T=8 \text{ sec}$ در نظر گرفته شده است.

$$\begin{aligned} u &= \sin^2(\pi x) \sin(2\pi y) \cos(\pi t / T) \\ v &= -\sin^2(\pi y) \sin(2\pi x) \cos(\pi t / T) \end{aligned} \quad (2-26)$$

میدان سرعت حباب را به شکل یک روبان چرخان در می آورد که ماکزیمم تغییر شکل در $T/2$ رخ می دهد. پس از آن میدان جریان تغییر جهت می دهد و در ثانیه T شکل اولیه حباب باید دوباره بازسازی شود.



شکل ۲-۱۲: شکل حباب در میدان چرخشی دوبعدی در شبکه با ۱۲۸×۱۲۸ سلول

خطای این شبیه سازی با رابطه ی (۲-۲۷) تعریف می شود که A سطح سلول و بالانویس I و F به ترتیب بیانگر ابتدا و انتهای شبیه سازی است.

$$\varepsilon_{2D} = \sum_{j=1}^N A_j |\alpha_j^I - \alpha_j^F| \quad (2-27)$$

این مساله بر روی سه شبکه با ۳۲×۳۲ ، ۶۴×۶۴ و ۱۲۸×۱۲۸ سلول مورد آزمایش قرار گرفته است و عملکرد حلگرها در جدول ۵-۲ گزارش شده است. این جدول نشان می‌دهد میزان خطای بازسازی سطح هر سه حلگر تقریباً از یک مقیاس است البته استفاده از فیلترها و یا ترکیب آن با روش سطوح هم‌تراز باعث کاهش اندک خطا شده است. همچنین مقایسه‌ی حالت حباب در شکل ۱۲-۲ نشان می‌دهد که سطح مشترک با بکارگیری فیلتر یا استفاده روش ترکیبی s-CLSVOF به دلیل محاسبه‌ی بهتر انحنای سطح بهتر از حلگر پایه (اینترفوم) در تغییر شکل‌های شدید مقاومت می‌کند و دیرتر دچار شکست می‌شود.

جدول ۵-۲: مقایسه میزان خطا ε_{2D} و نرخ همگرایی

اندازه سلول	۳۲×۳۲	نرخ	۶۴×۶۴	نرخ	۱۲۸×۱۲۸
اینترفوم	۰/۱۲۸۷	۰/۴۷	۰/۰۹۲۹	۰/۸۷	۰/۰۵۰۷
فیلتر	۰/۱۳۱۹	۰/۶۲	۰/۰۸۵۸	۰/۷۸	۰/۰۴۹۹
s-CLSVOF	۰/۱۳۱۰	۰/۵۸	۰/۰۸۷۱۴	۰/۹	۰/۰۴۶۴

۲-۴-۳- شبیه سازی تغییر شکل حباب در جریان چرخشی سه بعدی

برای بررسی عملکرد حلگرها در تغییر شکل سه بعدی، حباب در هندسه‌ی سه بعدی شبیه‌سازی شده است و در شکل ۲-۱۳ نشان داده شده است. ابتدا یک حباب به شعاع $۰/۱۵ \text{ m}$ در موقعیت $(۰/۳۵, ۰/۳۵, ۰/۳۵)$ در میدان محاسباتی مربع شکل به ابعاد $۱ \times ۱ \times ۱ \text{ m}^3$ قرار داده می‌شود. در این مساله مولفه‌های میدان سرعت $U(u, v, w)$ با رابطه‌ی ۲-۲۸ با زمان تغییر می‌کند. در مطالعه‌ی حاضر همچون مراجع [۹۳, ۱۱۴] دوره تناوب $T=3 \text{ sec}$ در نظر گرفته شده است.

$$\begin{aligned} u &= \sin^2(\pi x) \sin(2\pi y) \cos(\pi t / T) \\ v &= -\sin^2(\pi y) \sin(2\pi x) \cos(\pi t / T) \\ w &= -\sin^2(\pi z) \sin(2\pi y) \cos(\pi t / T) \end{aligned} \quad (2-28)$$

همچون حالت دو بعدی، ماکزیمم تغییر شکل در $T/2$ رخ می‌دهد. پس از آن میدان جریان تغییر جهت می‌دهد و در ثانیه T شکل اولیه حباب باید دوباره بازسازی شود. خطای این شبیه‌سازی با رابطه‌ی (۲-۲۹) تعریف می‌شود که V حجم سلول و بالانویس I و F به ترتیب بیانگر ابتدا و انتهای شبیه‌سازی است.

$$\varepsilon_{3D} = \sum_{j=1}^N V_j |\alpha_j^I - \alpha_j^F| \quad (2-29)$$

مقایسه‌ی تغییر شکل حباب در شکل ۲-۱۳ نشان می‌دهد، استفاده از فیلتر و یا روش ترکیبی s-CLSVOF، انحنای حباب در هنگام تغییر شکل بهتر تخمین زده می‌شود و لبه‌های حباب دیرتر شکسته می‌شود. در جدول ۶-۲ میزان خطای بازسازی و نرخ همگرایی برای این سه حلگر نشان داده شده است.

الف) اینترفوم



ب) فیلتر



ج) ترکیبی s-CLSVOF



$$\frac{T}{3}$$

$$\frac{T}{2}$$

$$\frac{2T}{3}$$

شکل ۲-۱۳: شکل حباب در میدان چرخشی در شبکه با $128 \times 128 \times 128$ سلول ، $T = 8 \text{ sec}$

جدول ۲-۶: مقایسه میزان خطا ε_{2D} و نرخ همگرایی

اندازه سلول	$32 \times 32 \times 32$	نرخ	$64 \times 64 \times 64$	نرخ	$128 \times 128 \times 128$
اینترفوم	۰/۰۱۶۴	۰/۱۶۴	۰/۰۱۴۶	۰/۲۸۷	۰/۰۱۱۹۶
فیلتر	۰/۰۱۶۷	۰/۲۲۱	۰/۰۱۴۴	۰/۲۶۶	۰/۰۱۱۹۵
s-CLSVOF	۰/۰۱۶۶	۰/۲۰۶	۰/۰۱۴۴	۰/۲۵۸	۰/۰۱۲۰

در این فصل برای بهبود محاسبه‌ی ترم کشش سطحی در شبیه‌سازی جریان دوفازی و کاهش جریان‌های پارازیتی دو رویکرد استفاده از فیلترها و کوپل ساده‌ی روش حجم سیال با روش سطوح هم تراز (s-CLSVOF) ارائه و پیاده‌سازی شده است. مقایسه عملکرد این دو رویکرد با حلگر پایه (اینترفوم) در سه مساله‌ی حباب ساکن، تغییر شکل حباب در میدان چرخشی دوبعدی و سه بعدی نشان داد که هر دوی این روش‌ها باعث بهبود عملکرد حلگر پایه می‌شوند. علاوه بر این، روش فیلتر در عین سادگی پیاده‌سازی و هزینه‌ی محاسباتی کمتر، عملکرد قابل قیاس و گاه بهتری نسبت به روش s-CLSVOF در کاهش جریان پارازیتی و تخمین پرش فشار دارد. از این‌رو در ادامه‌ی این مطالعه از این رویکرد برای محاسبه‌ی ترم کشش سطحی استفاده می‌شود.

فصل ۳ شبیه‌سازی خیزش حباب در مایع ساکن

۳-۱-مقدمه

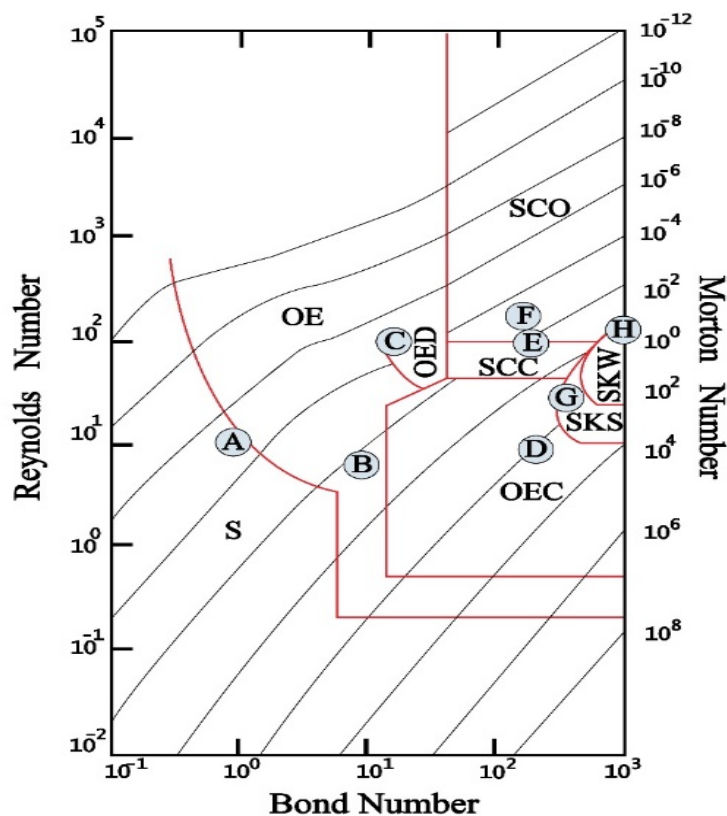
در این فصل با بکارگیری روش حجم سیال به همراه فیلتر، خیزش حباب در مایع ساکن شبیه‌سازی می‌شود. سپس نتایج حل عددی حاضر با داده‌های آزمایشگاهی و نتایج عددی در پیشینه‌ی تحقیق مقایسه می‌شود.

۳-۲-رژیم‌های خیزش حباب

رژیم‌های حاصل از خیزش حباب تحت تأثیر نیروی گرانش و کشش سطحی در یک سیال ویسکوز را می‌توان براساس شکل ظاهر به زیرگروه‌های مختلف دسته‌بندی کرد. یکی از اولین نمودارهای رژیم خیزش حباب گازی در مایع ساکن توسط کلیفت و همکاران [۶۳] ارائه شد که در شکل ۱-۳ نشان داده شده است. بهاگا و وبر [۱۱۵] جزئیات بیشتری از هریک از رژیم‌های ارائه شده توسط کلیفت و همکاران [۶۳] ارائه کردند و نمودار رژیم جریان جدیدی ارائه دادند که در شکل ۱-۳ نشان داده شده است. در این نمودار ۸ رژیم حباب ارائه شده است که در جدول ۱-۳ می‌توان اسامی این رژیم‌ها به همراه مختصر توضیحی درباره ویژگی بارز آن‌ها را مشاهده نمود.

جدول ۱-۳: رژیم‌های حباب در نمودار رژیم حباب بهاگا و وبر [۱۱۵]

رژیم	نام اختصاری	شکل حباب
Spherical	S	کروی
Oblate ellipsoid	OE	بیضوی
Oblate ellipsoid disk-like	OED	بیضوی شبیه دیسک
Oblate ellipsoid cap	OEC	بیضوی کلاه دار
Spherical cap with closed steady wake	SCC	کلاه کروی با ویک پایای بسته
Spherical cap with open unsteady wake	SCO	کلاه کروی با ویک ناپایای باز
Skirted with smooth, steady skirt	SKS	دامنه دار با دامن هموار و پایا
Skirted with wavy, unsteady skirt	SKW	دامنه دار با دامن موجدار و ناپایا



شکل ۳-۱: رژیم‌های حباب [۱۱۵] برحسب اعداد بی بعد رینولدز، باند و مورتون

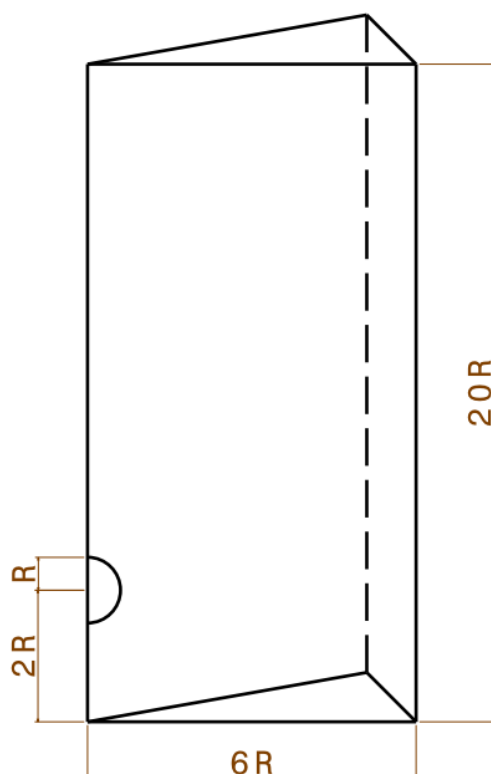
۳-۳- شبیه سازی خیزش حباب

در این بخش خیزش تک حباب در سیال ساکن برای برخی رژیم‌های نشان داده شده در شکل ۳-۱ (موقعیت‌های C, E, G و H) منطبق بر نتایج آزمایشگاهی بهاگا [۱۱۵] مورد بررسی قرار می‌گیرد. ضریب گرانش 9.81 m/s^2 است. مسیر خیزش حباب در تمامی این رژیم‌ها بصورت خطی است. بنابراین شبیه‌سازی در دامنه‌ی دو بعدی متقارن محوری صورت می‌گیرد.

شماتیک این مساله و شرایط مرزی در شکل ۳-۲ نشان داده شده است. در ابتدای سازی حبابی به قطر D در دامنه‌ی محاسباتی قرار داده می‌شود. برای حذف اثر محدودکننده شرایط مرزی بر روی حرکت حباب پهنای دامنه‌ی محاسباتی W تابعی از قطر اولیه‌ی D قرار داده می‌شود. در مطالعه‌ی حاضر پهنای دامنه‌ی محاسباتی $W = 6R = 3D$ است. دامنه‌ی محاسباتی با شبکه‌ی متعامد و با سلول‌هایی با اندازه‌ی یکنواخت ایجاد شده است.

در این شبیه‌سازی‌ها، اعداد بدون بعد متناسب با مقادیر موجود در مطالعه‌ی آمایا باور [۱۱۶] در نظر گرفته شده‌اند. مشخصات فیزیکی بکار رفته در شبیه‌سازی حاضر در جدول ۳-۲ آورده شده است. نسبت چگالی $(\frac{\rho_L}{\rho_G})$ و ویسکوزیته $(\frac{\eta_L}{\eta_G})$ در تمامی این شبیه‌سازی‌ها به ترتیب ۱۰۰ و ۱۰ است. مقدار کشش سطحی (σ) بین دو فاز $6/22 \text{ mmN/m}$ است.

$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial y} = \frac{\partial U}{\partial y} = 0, P_{rgh} = 0$$



$$\frac{\partial \alpha}{\partial r} = \frac{\partial P_{rgh}}{\partial r} = 0$$

\vec{U} : slip

$$\frac{\partial P_{rgh}}{\partial y} = \frac{\partial \alpha_L}{\partial y} = 0, \vec{U} = (0, 0, 0)$$

شکل ۳-۲: خیزش حباب در سیال ساکن

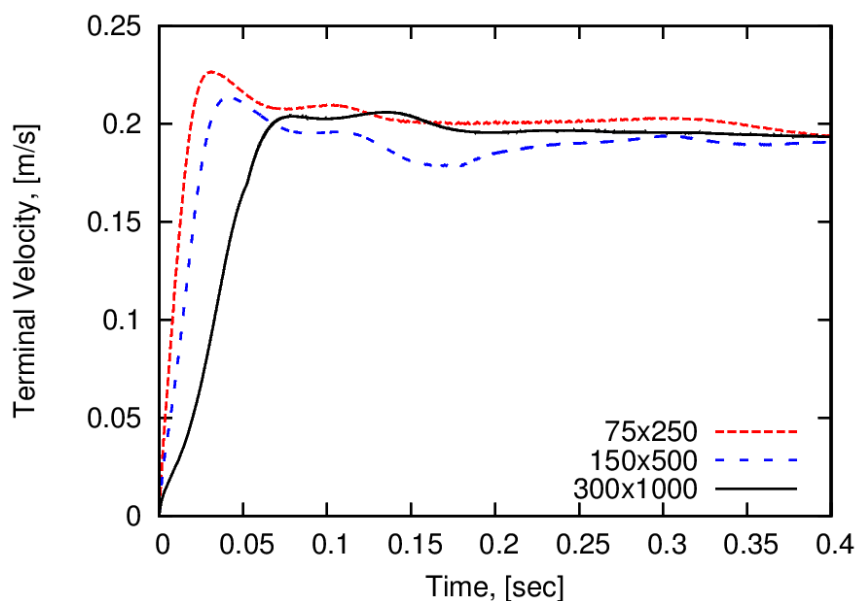
جدول ۳-۲: ویژگی‌های فیزیکی برای شبیه‌سازی هیدرودینامیک خیزش تک حباب

حالت	قطر اولیه (mm)	ویسکوزیته ($\mu \text{ m}^2/\text{s}$)	عدد مورتون	عدد باند
C	۴/۵۰۶	۱۱/۹۸	$۸/۲ \times ۱۰^{-۴}$	۳۲
D	۱۲/۳۴	۲۸۲/۷	۲۶۰	۲۴۰
G	۱۴/۶۹	۱۸۰	۴۳	۳۴۰
H	۲۰/۱۵۰	۱۸۰	۴۳	۶۴۰

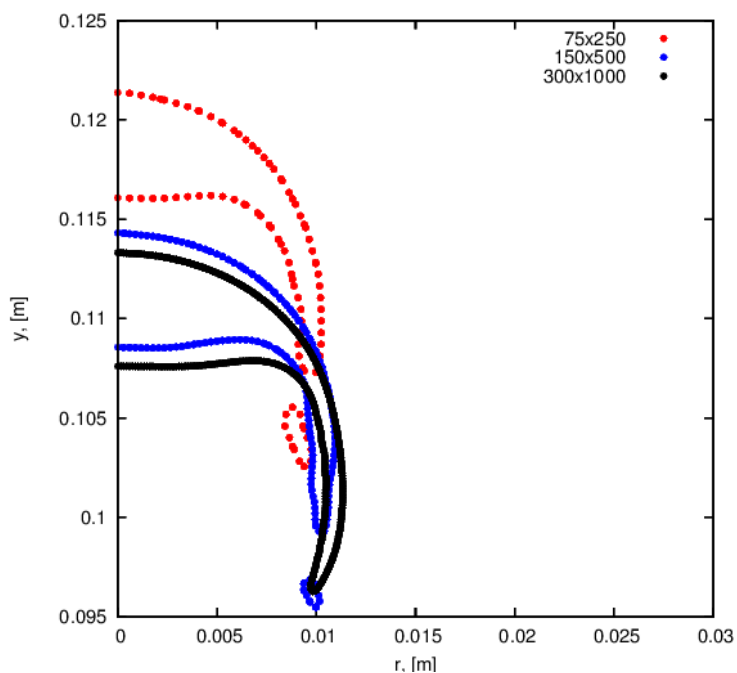
برای پیدا کردن شبکه‌ی مناسب برای این شبیه‌سازی، سه شبکه با تعداد سلول ۷۵×۲۵۰ ، ۱۵۰×۵۰۰ ، ۳۰۰×۱۰۰۰ مورد بررسی قرار گرفت که به ترتیب بیانگر ۲۵، ۵۰ و ۱۰۰ سلول به ازای قطر اولیه‌ی حباب است. در این شبیه‌سازی‌ها سرعت حدی حباب بدست آمده است. سرعت حباب از بررسی تغییرات مرکز جرم حباب در زمان از رابطه‌ی (۳-۱) محاسبه می‌شود.

$$r_c = \frac{\int r(1.0 - \alpha_L) dV}{\int (1.0 - \alpha_L) dV}, \quad U_b = \frac{r_c^{n+1} - r_c^n}{\Delta t} \quad (3-1)$$

که r_c بردار موقعیت مرکز جرم، r بردار موقعیت محلی حباب و V حجم حباب است. برای خیزش حباب در حالت G ، سرعت حدی و شکل حباب به ترتیب در شکل ۳-۳ و ۴-۳ برای سه شبکه‌ی مختلف نشان داده شده است. این بررسی نشان می‌دهد تفاوت شکل حباب بین دو شبکه 150×500 و 300×1000 ناچیز است و دو حباب تقریباً شکل یکسانی دارند و سرعت حدی یکسانی رو پیش بینی می‌کنند. بنابراین از شبکه‌ی 150×500 برای این دسته از شبیه‌سازی‌ها استفاده می‌شود.



شکل ۳-۳: سرعت حدی حباب برای حالت G و برای سه شبکه‌ی مختلف



شکل ۴-۳: شکل حباب در حالت G و برای سه شبکه‌ی مختلف

همچنین خطای گسسته‌سازی این دسته شبیه‌سازی‌ها از رابطه‌ی (۳-۲) محاسبه شده است.

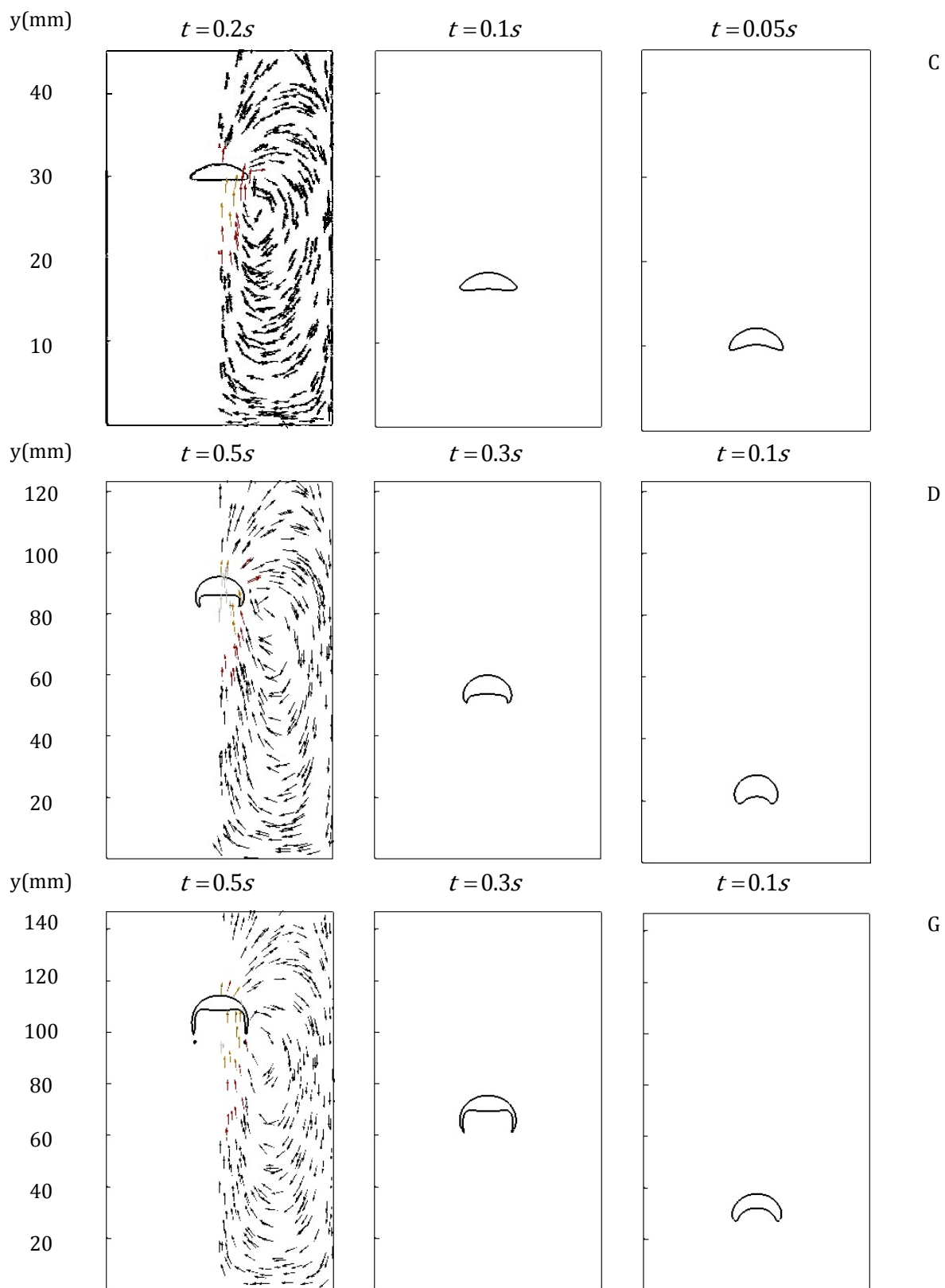
$$E_{\phi} = 100 \times \frac{|\phi_{\Delta x} - \phi_{\frac{\Delta x}{2}}|}{\phi_{\frac{\Delta x}{2}}} \quad (3-2)$$

که برای این مساله ϕ همان اندازه‌ی سرعت حدی است و زیر نویس Δx و $\frac{\Delta x}{2}$ بیانگر دو شبکه‌ی درشت و ریز است. خطای گسسته‌سازی برای دو حالت D و H در جدول ۳-۳ نشان داده شده است. خطای گسسته‌سازی E1 (بین دو شبکه‌ی ۷۵×۲۵۰ و ۱۵۰×۵۰۰) کمتر از ۱۰٪ است. با ریزتر شدن شبکه به ۳۰۰×۱۰۰۰ خطای گسسته‌سازی به زیر ۱٪ کاهش پیدا کرده است. این بررسی نشان می‌دهد که برای این دسته از شبیه‌سازی‌ها شبکه‌ی ۱۵۰×۵۰۰ که معادل ۵۰ سلول در راستای قطر حباب است مناسب است.

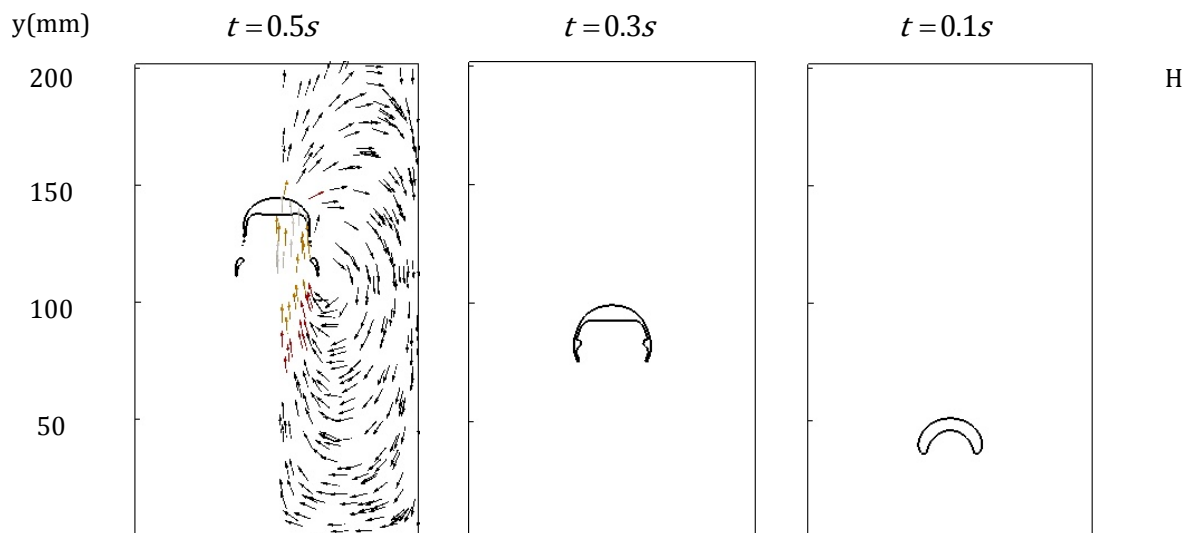
جدول ۳-۳: سرعت حدی و خطای عددی

خطای عددی		سرعت حدی (تعداد سلولها)			نوع رژیم حباب
E2	E1	۳۰۰×۱۰۰۰	۱۵۰×۵۰۰	۷۵×۲۵۰	
۰/۰۱۸۲	۶/۲۸	۰/۱۶۲۱	۰/۱۶۰۹	۰/۱۵۰۷	D
۰/۱۶۷	۲/۸۰۹	۰/۲۱۳۱	۰/۲۱۷۸	۰/۲۲۳۸	H

در شکل ۳-۵ تغییر شکل حباب و کانتورهای سرعت در بازه‌های زمانی مختلف نشان داده شده است. به دلیل اختلاف فشار بین ناحیه‌ی بالایی و پایین حباب نیروی خالص از سمت پایین به سمت بالای حباب وارد می‌شود، جهت بردارهای سرعت در پشت حباب از سمت پایین به سمت بالا است و در اطراف حباب گردابه‌هایی تشکیل می‌شود. حباب از ناحیه‌ی پرفشار پشت حباب شروع به تغییر شکل می‌کند. نیروی کشش سطحی در مقابل تغییر شکل مقاومت می‌کند. اندرکنش بین این دو نیرو شکل حباب را تعیین می‌کند، همانطور که در مقدمه اشاره شد براساس سه عدد بی بعد رینولدز، باند و مورتون رژیم‌های مختلف حباب شکل می‌گیرد. همانطور که در حالت C دیده می‌شود. ابتدا حباب از قسمت پایین شروع به تغییر شکل کرده و در نهایت شکل حباب به حالت یک دیسک در می‌آید که منطبق با رژیم حباب به‌گا است. در حالت D پایین حباب ابتدا یک حالت بیضی مانند را به وجود می‌آورد سپس تغییر شکل بیشتری می‌دهد، لبه‌ی بالایی حباب شکل کلاه می‌شود. برخلاف حالت C در شکل نهایی در حالت D انتهای حباب دارای فرو رفتگی است درحالی‌که در حالت C انتهای حباب در شکل نهایی تقریباً تخت است. در یک‌زمان مساوی حباب C به دلیل داشتن عدد رینولدز بالاتر مسیر بیشتری را در مخزن طی می‌کند. در شکل G و H حباب‌ها دارای دامن هستند. انتها این حباب‌ها به خاطر عدد باند بالا دچار تغییر شکل عمده می‌شود و یک سیستم که اینرسی به آن حاکم است ایجاد می‌کند. هرچه عدد باند بزرگتر باشد، اثر نیروی شناوری بر نیروی کشش سطحی بزرگتر می‌شود بنابراین تغییر شکل حباب بیشتر می‌شود. بنابراین در موقعیت H نسبت به موقعیت G دامن حباب کشیده تر و موج دارتر می‌شود و حتی ممکن است دامن از حباب جدا گردد.



شکل ۳-۵: تغییر شکل حباب در زمان‌های مختلف



ادامه شکل ۳-۵: تغییر شکل حباب در زمان‌های مختلف

در شکل ۳-۶ شکل نهایی حباب در حالت های C، D، G و H با نتایج عدد باور و همکاران [۱۱۶] و مطالعه‌ی آزمایشگاهی بهاگا [۱۱۵] مقایسه شده است. این بررسی نشان می‌دهد مدل‌سازی متقارن محوری حاضر شکل حباب را بهتر از حل سه بعدی باور شبیه سازی می‌کند. سرعت حدی پیش‌بینی شده در شبیه‌سازی حاضر در حدود شبیه‌سازی باور است و با نتایج آزمایشگاهی کمی تفاوت دارد. اختلاف بین رینولدز از شبیه‌سازی حاضر عددی و نتایج آزمایشگاهی مربوط به تأثیر نسبت ویسکوزیته است با افزایش نسبت ویسکوزیته مایع به گاز رینولدز نهایی افزایش می‌یابد. در نتایج شبیه‌سازی حاضر این نسبت ۱۰۰ در نظر گرفته شده است درحالی‌که در نتایج تجربی این نسبت در حدود ۱۰۰۰ است.

۳-۴- ضریب درگ

در این بخش برای بررسی دقت حلگر ارتقایافته‌ی حجم سیال، ضریب درگ از حل عددی با روابط تجربی مقایسه می‌شود. در خیزش تک حباب در سیال بی‌نهایت، نیروهای مختلفی بر حباب وارد می‌شود. دو نیروی اصلی وارد بر حباب نیروی درگ و نیروی شناوری است. بنابراین قانون دوم نیوتن بصورت زیر بر روی حباب اعمال می‌شود:

$$\sum F_{total} = F_b + F_d = m_b a_b \quad (3-3)$$

که F_d و F_b نیروی شناوری و نیروی درگ به ترتیب از رابطه‌ی (۳-۴) و (۳-۵) محاسبه می‌شوند.

$$F_b = (\rho_L - \rho_G) g V_b \quad (3-4)$$

$$F_d = \frac{1}{2} \rho_L U_{rel}^2 A_b C_d \quad (3-5)$$

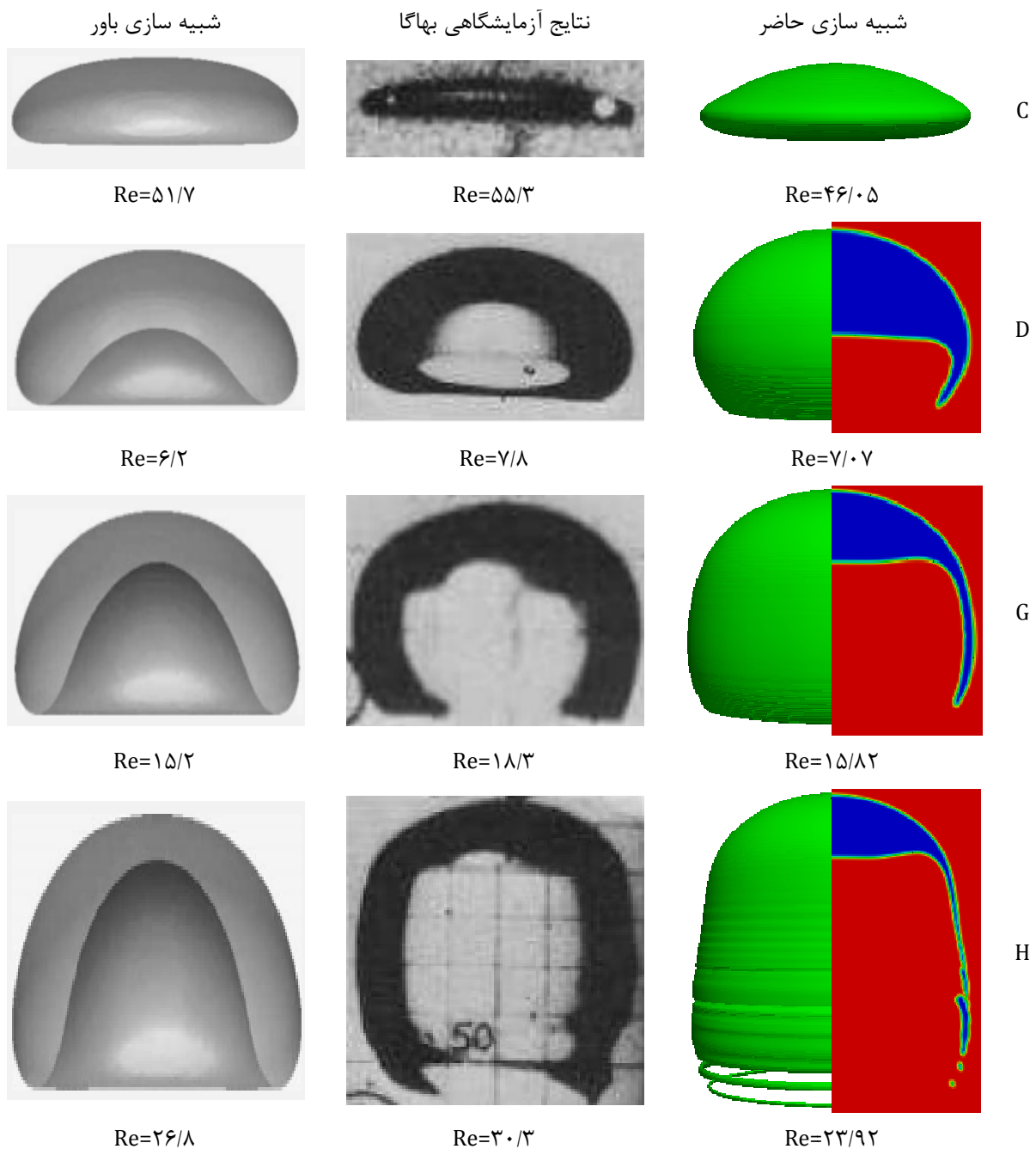
که V_b حجم حباب، A_b سطح تصویر شده‌ی حباب در جهت جریان، U_{rel} سرعت نسبی حباب و سیال است، از آنجا که در این مطالعه سیال ساکن است، U_{rel} همان سرعت حباب است و از رابطه‌ی (۳-۱) محاسبه می‌شود. با جایگذاری روابط بالا در رابطه‌ی (۳-۳) و ساده سازی، ضریب درگ بصورت زیر در خواهد آمد.

$$C_d = \frac{(\rho_L - \rho_G) g - \rho_G a}{0.5 \rho_L U_{rel}^2} \left(\frac{V_b}{A_b} \right) \quad (3-6)$$

که در حالت تعادلی ترم شتاب a صفر است. از آنجا که در این دسته شبیه‌سازی‌ها نسبت چگالی بالا است می‌توان از ترم

$$\left(\frac{V_b}{A}\right) = \frac{2}{3} D_0 \quad \text{در ضریب درگ صرف‌نظر کرد. در این محاسبات نسبت حجم به سطح برای حباب کروی} \quad \frac{\rho_g a}{0.5 \rho_L U_{rel}^2} \left(\frac{V_b}{A_b}\right)$$

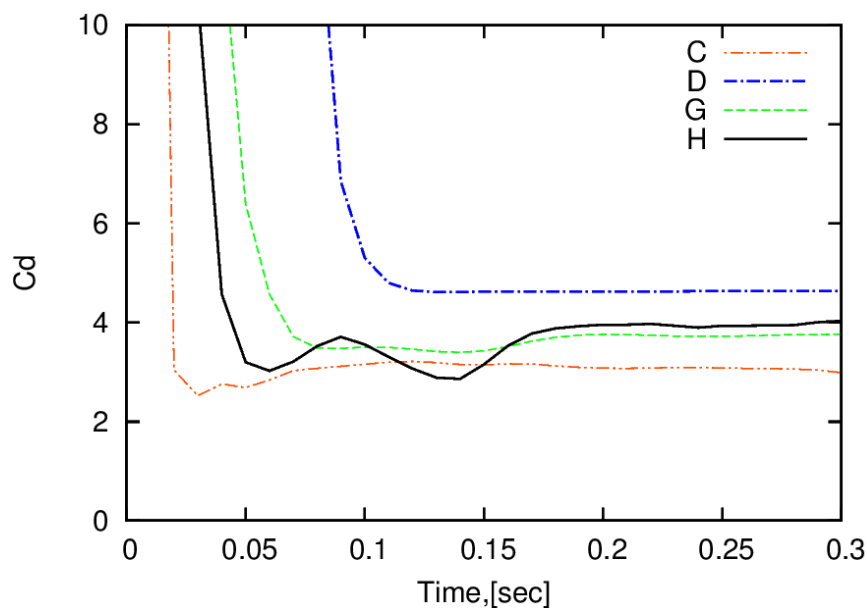
لحاظ شده است.



شکل ۳-۶: مقایسه بین شبیه‌سازی حاضر با نتایج تجربی بهاگا [۱۱۵] و شبیه‌سازی سه بعدی باور [۱۱۶]

در شکل ۳-۷ تغییرات ضریب درگ از رابطه‌ی (۳-۶) برای چهار موقعیت C, D, G و H محاسبه شده است. در ابتدای حرکت حباب در سیال ساکن، مقدار سرعت نسبی صفر است، بنابراین ضریب درگ بسیار بزرگ است. با افزایش سرعت نسبی،

ضریب درگ کاهش می‌یابد. در خیزش تک حباب در سیال ساکن، حباب در نهایت به سرعت حدی و شکل تقریباً ثابتی می‌رسد در نتیجه ضریب درگ ثابت خواهد شد.

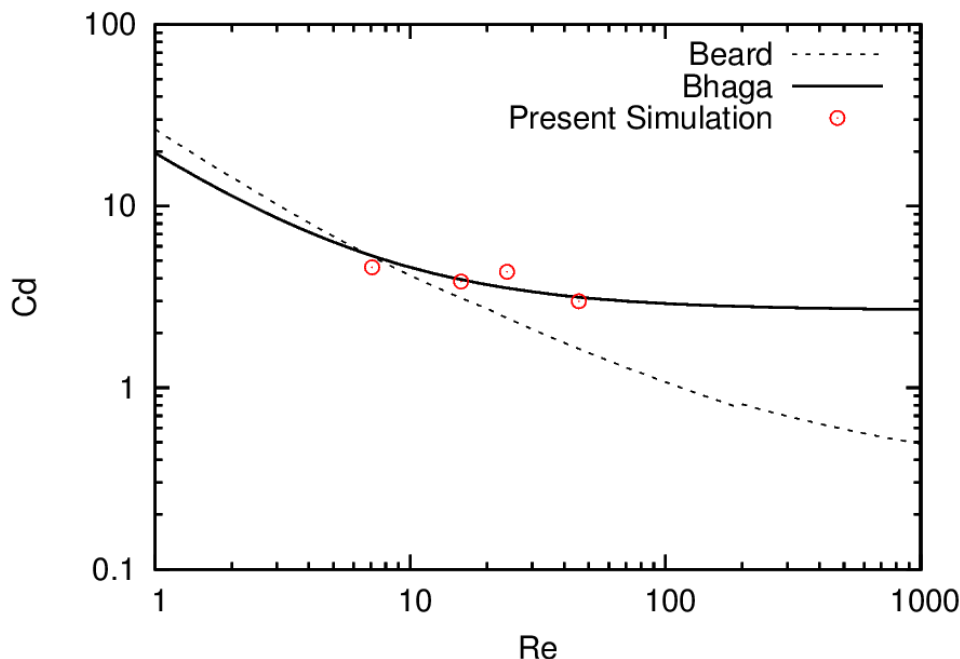


شکل ۳-۷: ضریب درگ برای حباب در چهار موقعیت (C,D,G, H)

رابطه‌ی برد [۱۱۷] (۳-۷) رابطه‌ی استاندارد درگ برای ذره جامد کروی است. در این رابطه ضریب درگ تنها تابعی از عدد رینولدز است. اما ضریب درگ حباب تابعی از رینولدز، مورتون و نسبت چگالی است. بهاگا [۱۱۵] برای اعداد مورتون بزرگتر از 4×10^{-3} رابطه‌ی تجربی (۳-۸) بین درگ و رینولدز را پیشنهاد داده است. در شکل ۳-۸ ضریب درگ نهایی حباب از چهار موقعیت C, D, G و H با این دو رابطه مقایسه شده است. این مقایسه نشان می‌دهد که ضریب درگ از شبیه سازی حاضر با نتایج بهاگا سازگار است.

$$Cd = \begin{cases} \frac{24}{Re} & Re \leq 1 \\ \frac{24}{Re} [1 + 0.102 Re^{0.955}] & 1 < Re \leq 2 \\ \frac{24}{Re} [1 + 0.115 Re^{0.802}] & 2 < Re \leq 21 \\ \frac{24}{Re} [1 + 0.189 Re^{0.632}] & 21 < Re \leq 200 \\ 0.28 + \frac{6}{Re^{0.5}} + \frac{21}{Re} & 200 < Re \leq 4000 \end{cases} \quad (3-7)$$

$$Cd = (2.67^{0.9} + (\frac{16}{Re})^{0.9})^{\frac{1}{0.9}}, \quad M > 4 \times 10^{-3} \quad (3-8)$$



شکل ۳-۸: ضریب درگ برحسب عدد رینولدز، مقایسه ی حل عددی حاضر با روابط تجربی بهاگا [۱۱۵] و برد [۱۱۷].

۳-۵- جمع بندی

در این فصل، خیزش حباب با روش حجم سیال تابع رنگ در شبکه‌ی متقارن محوری شبیه‌سازی شد. سپس شکل حباب از شبیه‌سازی حاضر با نتایج تجربی بهاگا و حل عددی سه بعدی باور مقایسه شد. این مقایسه نشان داد که محاسبات حاضر از دقت مناسبی برخوردار است. در نهایت سرعت حدی و ضریب درگ از حل عددی حاضر با مقادیر موجود در پیشینه‌ی تحقیق مقایسه شد. این مقایسه نشان داد در محدوده‌ی نتایج ارائه شده در این فصل، محاسبات حاضر سرعت حدی و ضریب درگ را با خطای قابل صرف نظر پیش بینی می‌نماید.

در ادامه این مطالعه، معادلات برای برای شبیه‌سازی جریان در فرآیند تغییر فاز (جوشش و میعان) ارائه می‌شود و روش عددی حاضر برای محاسبه‌ی جریان در فرآیند تغییر فاز توسعه داده می‌شود.

فصل ۴ معادلات حاکم بر جریان در فرآیند تغییر فاز و اعتبارسنجی

۴-۱- مقدمه

انتقال جرم و حرارت بین دو فاز گاز و مایع تحت شرایط گوناگون روی می‌دهد نمونه‌ای از انتقال جرم بین گاز و مایع پدیده حل جزئی گاز در لایه‌های زیرین سطح مشترک با مایع است. باید در نظر داشت که مکانیزم اینگونه پدیده‌ها تفاوت عمده‌ای با مکانیزم تغییر فاز جوشش و میعان دارد. در فرآیند تغییر فاز جوشش و میعان، تغییر جرم عمده در سطح مشترک بین دوفاز روی می‌دهد. در فرآیند جوشش فاز مایع با دریافت حرارت به بخار تبدیل می‌شود و در فرآیند میعان بخار با از دست دادن حرارت به مایع تبدیل می‌گردد. در این فصل معادلات حاکم بر جریان دو فازی در زمان تغییر فاز ارائه می‌شود. سپس عملکرد روش عددی پیاده شده با حل چندین مسأله‌ی تحلیلی و مقایسه با کارهای عددی موجود در پیشینه‌ی تحقیق مورد ارزیابی قرار می‌گیرد.

۴-۲- معادلات حاکم بر جریان در زمان تغییر فاز

برای مدل‌سازی جریان تغییر فاز از مدل تک سیال استفاده شده است. در این مدل تنها نیاز به حل یک دسته معادلات پایستاری برای هر دو فاز است. از آنجا که همزمان از روش حجم سیال برای تسخیر سطح مشترک استفاده شده است. کشش سطحی، انتقال جرم و گرمای نهان بصورت ترم چشمه در معادلات ظاهر می‌گردد. مقادیر این ترم‌ها بجز در سطح مشترک دو فاز صفر است. همانطور که در فصل قبل برای جریان دوفازی بدون تغییر فاز اشاره شد. در روش حجم سیال، نشانگر فاز بیانگر حجم یک فاز به حجم سلول است. در اینجا نشانگر فاز بصورت زیر تعریف می‌شود.

$$\alpha_L(\bar{x}, t) = \frac{V_L}{V} = \begin{cases} 1 & \bar{x} \in \text{Liquid} \\ 0 < \alpha_L < 1 & \bar{x} \in \text{interface} \\ 0 & \bar{x} \in \text{vapor} \end{cases} \quad (4-1)$$

پارامترهای فیزیکی مسئله همچون چگالی، ویسکوزیته، هدایت حرارتی و گرمای ویژه در سطح مشترک بصورت خطی تغییر می‌کند.

$$y = \alpha_L y_L + (1.0 - \alpha_L) y_v, y \in [\mu, \rho, k, C_p] \quad (4-2)$$

در فرآیندهای تغییر فاز، تغییر جرم بصورت محلی است و مقدار جرم کلی سیستم تغییر نمی‌کند، بنابراین معادله پیوستگی کلی جرم درون سیستم بصورت زیر است.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \nabla \cdot (\rho \vec{U}) = 0 \quad (4-3)$$

با جاگذاری چگالی از رابطه‌ی (4-2) در رابطه‌ی (4-3) و مرتب‌سازی ترم‌ها برحسب α_L معادله‌ی انتقال سطح مشترک (4-4) به دست می‌آید. از حل این معادله موقعیت سطح مشترک در هر گام زمانی تعیین می‌شود.

$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \alpha_L + \alpha_L \nabla \cdot \vec{U} = - \frac{\rho_L \nabla \cdot \vec{U}}{(\rho_L - \rho_v)} \quad (4-4)$$

در جریان تراکم‌ناپذیر و بدون تغییر فاز $\nabla \cdot \vec{U} = 0$ است. در فرآیند تغییر فاز، دیورژانس سرعت در رابطه‌ی (4-4) از معادله‌ی پیوستگی محلی محاسبه می‌شود. در فرآیند جوشش از جرم فاز مایع کاسته و بر جرم فاز بخار افزوده می‌شود، در فرآیند میعان برعکس است، یعنی از جرم فاز بخار کاسته و بر جرم فاز مایع افزوده می‌شود. بهر حال، معادلات پیوستگی محلی برای فاز مایع و بخار در فرآیند جوشش به صورت زیر است:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_L) + \nabla \cdot (\rho_L \vec{U}) = -\dot{m}''' \quad (4-5)$$

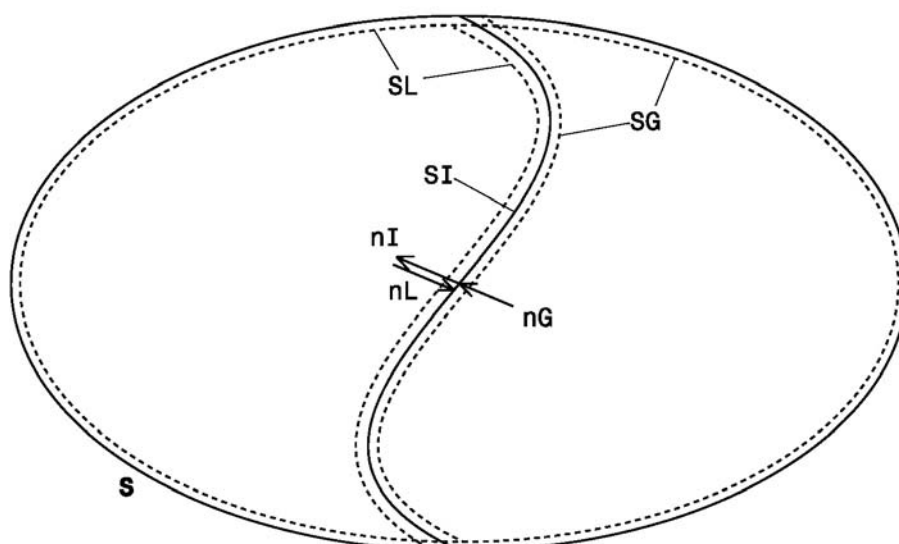
$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_v) + \nabla \cdot (\rho_v \vec{U}) = +\dot{m}''' \quad (4-6)$$

که \dot{m}''' برحسب ($\text{kg/m}^3\text{s}$) مقدار جرم انتقال یافته در واحد حجم است. دو فاز تراکم‌ناپذیر هستند بنابراین با اعمال انتگرال بر روی سطح و استفاده از قضیه‌ی دیورژانس روابط زیر حاصل می‌شود:

$$\int_L \vec{U} \cdot \vec{n}_L dS_L = -\frac{\dot{m}}{\rho_L} \quad (4-7)$$

$$\int_v \vec{U} \cdot \vec{n}_v dS_v = +\frac{\dot{m}}{\rho_v} \quad (4-8)$$

همانطور که در شکل 4-1 نشان داده شده است $\vec{n}_L = \vec{n}_I = -\vec{n}_V$ است. بنابراین از جمع روابط (4-7) و (4-8) رابطه‌ی (4-9) حاصل می‌شود:



شکل ۴-۱: سطح مشترک و انتگرال گیری بر روی دو فاز

$$\int_S \vec{U} \cdot \vec{n}_I dS = \dot{m} \left(\frac{1}{\rho_V} - \frac{1}{\rho_L} \right) \quad (4-9)$$

شکل دیفرانسیلی رابطه (۴-۹) بصورت زیر است:

$$\nabla \cdot \vec{U} = \dot{m}''' \left(\frac{1}{\rho_V} - \frac{1}{\rho_L} \right) \quad (4-10)$$

با جاگذاری رابطه‌ی (۴-۱۰) در رابطه‌ی (۴-۴) معادله‌ی انتقال سطح مشترک در فرآیند تغییر فاز به دست می‌آید:

$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \alpha_L = -\dot{m}''' \left[\frac{1}{\rho_L} - \alpha_L \left(\frac{1}{\rho_L} - \frac{1}{\rho_V} \right) \right] \quad (4-11)$$

در اینجا برای حفظ محدوده‌ی جواب و نیز محدود کردن دیفیوژن عددی در سطح مشترک از همان شیوه‌ی ارائه شده در فصل دو پیروی می‌شود و رابطه‌ی (۴-۱۱) بصورت زیر اصلاح می‌شود:

$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \alpha_L + \nabla \cdot [\vec{U}_r \alpha_L (1.0 - \alpha_L)] = -\dot{m}''' \left[\frac{1}{\rho_L} - \alpha_L \left(\frac{1}{\rho_L} - \frac{1}{\rho_V} \right) \right] \quad (4-12)$$

معادله‌ی برداری ناویر استوکس برای دو سیال نیوتنی و تراکم ناپذیر در روش تک سیال بصورت زیر است.

$$\frac{\partial (\rho \vec{U})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U} \vec{U}) = -\nabla p + \rho \vec{g} + \nabla \cdot (\mu (\nabla \vec{U}^T + \nabla \vec{U})) + F_\sigma \quad (4-13)$$

ترم آخر F_σ بیانگر اثر کشش سطحی است و در اینجا مدل نیروی سطحی پیوسته CSF [۱۴] بدون لحاظ کردن اصلاح چگالی استفاده می‌شود:

$$F_{\sigma} = \sigma \kappa \nabla \alpha_L \quad (4-14)$$

که κ انحناى سطح از فیلترهای ارائه شده در بخش ۲-۳-۱ به دست می آید، که $\tilde{\alpha}$ از فیلتر لافاریه [۹۸] بدست می آید.

$$\kappa = -\nabla \cdot \left(\frac{\nabla \tilde{\alpha}_L}{|\nabla \tilde{\alpha}_L|} \right) \quad (4-15)$$

معادلات انرژی بصورت های مختلف برای جریان دوفازی تراکم ناپذیر همراه با تغییر فاز ارائه شده است. برخی محققین یکی از فازها را در دمای اشباع در نظر می گیرند، در این صورت معادله ی انرژی تنها برای یکی از فازها حل می شود [۵۱]. در اینجا معادله ی انرژی (۴-۱۶) برای هر دوفاز حل می گردد. ترم آخر در سمت راست معادله اثر گرمای نهان در فرآیند تغییر فاز را لحاظ می کند.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho C_p T) + \nabla \cdot (\rho C_p \vec{UT}) = \nabla \cdot (k \nabla T) - \dot{m}''' h_{LV} \quad (4-16)$$

برای پایداری عددی و حفظ محدوده ی جواب دما، از رابطه ی زیر بجای رابطه ی (۴-۱۶) استفاده شده است.

$$\frac{\partial}{\partial t}(T) + \nabla \cdot (\vec{UT}) = \nabla \cdot (D_k \nabla T) - D_c \dot{m}''' h_{LV} \quad (4-17)$$

که D_c و D_k بصورت زیر تعریف می شود.

$$D_c = \frac{1.0}{\rho_L C_L \alpha_L + \rho_V C_V (1.0 - \alpha_L)} \quad (4-18)$$

$$D_k = \frac{k_L \alpha_L + k_V (1.0 - \alpha_L)}{\rho_L C_L \alpha_L + \rho_V C_V (1.0 - \alpha_L)} \quad (4-19)$$

از آنجا که هدایت حرارتی و گرمای ویژه در هر دو سیال ثابت در نظر گرفته شده است. دو رابطه ی (۴-۱۶) و (۴-۱۷) به غیر از سطح مشترک در مابقی میدان محاسباتی یکسان هستند. هنگام عبور از سطح مشترک، پارامترهای فیزیکی تغییر می کند. از آنجا که تغییر در پارامترهای فیزیکی بصورت پیوسته نیست، این پرش عددی باعث مشکلاتی در حل عددی همچون اضافه جهش^۱ در سطح مشترک می گردد که باعث ناپایداری و واگرایی حل عددی می گردد. به همین دلیل با کاهش گرادیان در دو سوی سطح مشترک، می توان به توزیع بهتری از دما رسید.

¹ overshoot

در این مطالعه فرض شده است که دما داخل فاز بخار تابع فشار است بنابراین با استفاده از رابطه‌ی ساده شده‌ی کلازیوس-کلاپرون^۱ تغییرات جزئی دما تحت تاثیر فشار محلی لحاظ شده است.

$$\ln \frac{P_{sat,1}}{P_{sat,0}} = -\frac{Mh_{LV}}{R} \left(\frac{1}{T_{sat,1}} - \frac{1}{T_{sat,0}} \right) \quad (۴-۲۰)$$

که M جرم ملکولی و R ثابت جهانی گازها است.

برای بستن معادلات پایستاری فوق نیاز است تا به کمک مدل‌های انتقال جرم، مقدار جرم انتقال یافته در واحد حجم \dot{m}''' در فرآیند تغییر فاز محاسبه گردد. در ادامه به مدل‌های رایج انتقال جرم پرداخته می‌شود.

۴-۲-۱- مدل‌های انتقال جرم و شرایط مرزی حرارتی در سطح مشترک

توضیحات تفصیلی درباره‌ی شرایط مرزی حرارتی در سطح مشترک مایع - بخار در مرجع [۲۰] ارائه شده است. اکثر مدل‌های انتقال جرمی که برای فرآیند تغییر فاز جوشش و میعان ارائه شده است، دمای سطح مشترک را دمای اشباع در نظر می‌گیرند. اما در برخی حالت‌ها انحراف دمای سطح مشترک از دمای اشباع قابل ملاحظه است. برای نمونه در جریان دوفازی در میکروکانال‌ها انحراف دمای سطح مشترک از دمای اشباع قابل ملاحظه است.

رایج ترین مدل‌های انتقال جرم عبارتند از:

۱- مدل لی^۲ [۱۱۸] [۱۱۹]

مدل لی پرکاربردترین مدل تغییر فاز است. در این مدل فرض شده است که انتقال جرم در شرایط فشار ثابت و در حالت شبه تعادل ترمودینامیکی^۳ روی می‌دهد.

$$\dot{m}''' = r\alpha_L\rho_L \frac{T - T_{sat}}{T_{sat}}, \quad T > T_{sat} \text{ evaporation} \quad (۴-۲۱)$$

$$\dot{m}''' = r(1.0 - \alpha_L)\rho_V \frac{T - T_{sat}}{T_{sat}}, \quad T < T_{sat} \text{ condensation} \quad (۴-۲۲)$$

که r با واحد s^{-1} ضریب تجربی شدت انتقال جرم است و مقدار آن 0.1 ، $[۱۲۰, ۱۲۱]$ ، ۱۰۰ [۱۲۲] و ۱۰۰۰۰ [۱۲۳]، گزارش شده است. این مدل انتقال جرم نیازی به سطح مشترک اولیه برای پیش‌بینی تغییر فاز ندارد و هر جا دما از دمای اشباع انحراف داشته باشد، تغییر فاز روی می‌دهد.

^۱ Clausius-Clapeyron

^۲ Lee

^۳ Quasi thermo equilibrium

۲- مدل تاناساوا^۱ [۶۸]

شارج [۲۳] براساس معادله‌ی هرتز-نادسن [۱۲۵] رابطه‌ی (۴-۲۴) را برای محاسبه‌ی شار جرمی پیشنهاد داده است. در این مدل دما و فشار در دوسوی سطح مشترک باهم اختلاف دارند.

$$T_{sat}(P_L) = T_L \neq T_{sat}(P_V) = T_V \quad (۴-۲۳)$$

شار جرم در سطح مشترک بصورت زیر محاسبه می‌شود.

$$\dot{m}'' = \frac{2}{2-\gamma_c} \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \left[\gamma_c \frac{P_V}{\sqrt{T_V}} - \gamma_e \frac{P_L}{\sqrt{T_L}} \right] \quad (۴-۲۴)$$

که R ثابت جهانی گاز $8/314 \text{ J/mol K}$ است و γ کسر مولکولی است که در فرآیند تغییر فاز از یک فاز به فاز دیگر منتقل می‌شود. زیرنویس e و c در رابطه‌ی (۴-۲۴) بیانگر تبخیر و میعان است. $\gamma_e = 1$ بیانگر تبخیر کامل است یعنی تمامی مولکول‌هایی که از فاز مایع به سطح مشترک برخورد می‌کنند، از آن برنمی‌گردد و به بخار تبدیل می‌شوند. معمولاً محققان از مقادیر یکسان برای γ_e و γ_c استفاده می‌کنند [۴۲] ($\gamma_c = \gamma_e = \gamma$) که مقدار آن بین $0/04$ تا $1/0$ است [۲۰].

تاناساوا [۶۸] فرض کرد سطح مشترک در دمای اشباع است و انتقال حرارت عبور از سطح مشترک رابطه‌ی خطی با اختلاف دمای سطح مشترک و دمای فاز بخار دارد. براساس این دو فرض رابطه‌ی ۴-۲۴ ساده سازی شده است:

$$\dot{m}'' = \frac{T - T_{sat}}{R_{int} h_{LV}} \quad (۴-۲۵)$$

که R_{int} مقاومت سطح مشترک از رابطه‌ی (۴-۲۶) بدست می‌آید.

$$R_{int} = \frac{2-\gamma}{2\gamma} \frac{\sqrt{2\pi R_{gas}}}{h_{LV}^2} \frac{T_{sat}^{3/2}}{\rho_V} \quad (۴-۲۶)$$

ترم انتقال جرم در معادلات برحسب $\text{kg/m}^3\text{s}$ است برای تبدیل شار جرمی به انتقال جرم در واحد حجم از رابطه (۲۷-۴) استفاده شده است.

$$\dot{m}''' = \dot{m}'' \nabla \alpha_L \quad (۴-۲۷)$$

۳- مدل فوریه (مدل سطح مشترک دقیق)

¹ Tanasawa

در این مدل فرض شده است که تمامی شار حرارتی که از سطح مشترک عبور می‌کند صرف تغییر فاز می‌شود. اگر از انتقال جرم در ابعاد میکرو صرف نظر شود و دمای سطح مشترک در حال اشباع در نظر گرفته شود. شار انتقال جرم از پایستگی انرژی طبق رابطه‌ی زیر بدست می‌آید.

$$\vec{q}_i'' = -k_{eff} \nabla T_i \cdot \vec{n} = \dot{m}'' h_{LV} \quad (4-28)$$

که می‌توان انتقال جرم در واحد حجم را از رابطه‌ی ساده شده‌ی زیر لحاظ کرد.

$$\dot{m}'' = \frac{k_{eff} (\nabla \alpha_L \cdot \nabla T)}{h_{LV}} \quad (4-29)$$

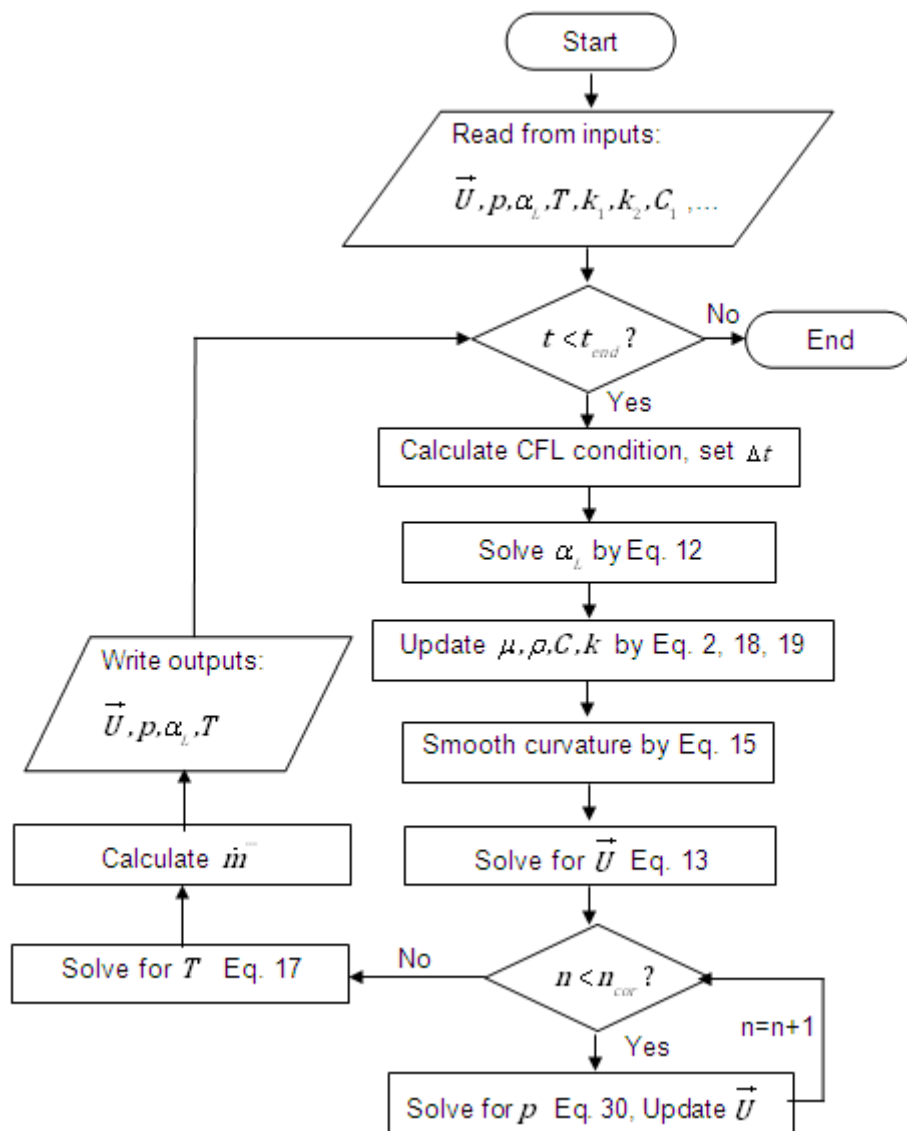
که k_{eff} ضریب انتقال حرارت هدایتی موثر است و با توجه به ضریب انتقال حرارتی هدایتی هر یک از فازها و تابع حجم سیال محاسبه می‌شود. سان و دهیر [۱۲۶]، گیبو و همکاران [۱۲۷] در روش سطوح هم‌تراز از این روش انتقال جرم برای شبیه‌سازی جوشش استخری استفاده کرده‌اند.

باید تاکید شود که پدیده‌ی انتقال حرارت و انتقال جرم از سطح مشترک مایع - بخار پدیده‌ی پیچیده‌ای است مثلاً در تبخیر کشش سطحی سبب می‌شود تا نرخ تبخیر از سطح معقر نسبت به سطح محدب بیشتر باشد [۱۲۸]. نیروهای بین مولکولی سبب می‌شوند تا در سیستم‌های کوچک مایع همچون تبخیر قطره یا تبخیر در خط تماس، ویژگی‌های فیزیکی در سطح مشترک از ویژگی‌های فیزیکی توده مایع انحراف بیابد. برخی از پارامترها که در این پدیده نقش ایفا می‌کنند در روابط ذکر شده در بالا به آن اشاره نشده است. اهمیت هریک از این پارامترها در مقاله‌ی وینر [۱۲۹] ارائه شده است.

۴-۲-۲- جزئیات حل عددی

در این مطالعه برای شبیه‌سازی جریان در فرآیند تغییر فاز جوشش و میعان، معادلات حاکم شامل پیوستگی، ممنوم، انرژی، انتقال سطح مشترک و مدل‌های انتقال جرم را تحت حلگری با نام phaseChangeHeatFoam در نرم افزار این فوم پیاده‌سازی کردیم. نرم افزار این فوم [۸۸] مجموعه کد عددی متن باز به روش حجم محدود است. کد عددی نوشته شده در آن سه بعدی است و قابلیت حل موازی را داراست. همچنین امکان اعمال این کد به شبکه سازمان‌یافته و بی سازمان وجود دارد. در این کد عددی از روش هم گره^۱ برای ذخیره‌سازی متغیرها استفاده می‌شود. به عبارت دیگر در این نرم‌افزار تمامی متغیرها اعم از سرعت و فشار در مرکز سلول‌ها تعریف می‌شوند و از الگوریتم پیرو^۲ برای حل معادلات سرعت و فشار استفاده می‌شود و مدل رای-چیو^۳ [۱۳۰] برای جلوگیری از مشکل شطرنجی شدن میدان فشار^۴ استفاده شده است. الگوریتم حلگر حاضر در شکل ۴-۲ نشان داده شده است:

1 Collocated
2 PISO
3 Rhie-Chow
4 Checker Board Effect



شکل ۴-۲: الگوریتم حل در حلگر phaseChangeHeatFoam برای شبیه سازی جریان در فرآیند تغییر فاز

همانطور که در شکل ۴-۲ نشان داده شده است، ابتدا شرط مرزی و شرط اولیه برای تمامی متغیرهای جریان چندفازی شامل متغیرهای اسکالر دما، فشار و حجم سیال و متغیر برداری سرعت و نیز پارامترهای فیزیکی از ورودی فراخوانی می‌شود.

سپس گام زمانی مساله بصورت تطبیقی محاسبه می‌شود. در این مطالعه گام زمانی به گونه‌ای تغییر می‌کند تا شرایط پایداری هیدرودینامیکی (CFL) ارضا شود. گام زمانی برحسب عدد کورانت و حداقل گام زمانی که توسط کاربر تعیین کرده است توسط حلگر مشخص می‌شوند [۹۵]. در تمامی شبیه سازی‌های صورت گرفته در این مطالعه حداکثر از عدد کورانت ۰/۱ استفاده شده است. عدد کورانت تنها مقیاس زمانی حاکم بر مساله نیست بنابراین حداقل گام زمانی به گونه‌ای تعیین می‌شود که کوچک‌ترین مقیاس زمانی حاکم بر مساله را لحاظ کند.

سپس معادله‌ی انتقال سطح مشترک حل می‌شود. در تمامی شبیه‌سازی‌های صورت گرفته در این مطالعه مقدار ضریب فشردگی در معادله‌ی انتقال سطح مشترک یک ($C_\alpha = 1.0$) لحاظ شده است. معادله‌ی انتقال حجم سیال با روش MULES^۱ حل می‌گردد. این روش به همراه قید^۲های اضافی بر پایه‌ی روش انتقال شار تصحیح شده^۳ (FCT) است. این حلگر در این فوم وجود دارد و به حل معادله‌ی انتقال هذلولی در محدوده مشخص می‌پردازد. پس از حل تابع انتقال سطح مشترک، متغیرهای فیزیکی شامل چگالی و ویسکوزیته طبق رابطه (۴-۲) و متغیرهای هدایت حرارتی و گرمای ویژه طبق رابطه‌ی (۴-۱۸) و (۴-۱۹) برورسانی می‌شوند.

سپس معادله‌ی برداری ناویر استوکس حل می‌شود و حدس اولیه‌ی سرعت براساس فشار مرحله‌ی قبلی بدست می‌آید و پس از آن حلگر وارد حلقه‌ی پیزو می‌شود. در حل جریان تراکم ناپذیر، معادله‌ی فشار از اعمال معادله‌ی پیوستگی بر معادله‌ی مومنم حاصل می‌شود. در حلقه‌ی پیزو، ابتدا شار حجمی براساس حدس اولیه‌ی میدان سرعت محاسبه می‌شود. سپس شار حجمی براساس نیروی جاذبه، نیروی کشش سطحی و شرایط مرزی تصحیح می‌شود. فشار از معادله‌ی زیر محاسبه می‌شود.

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{A_D} \nabla p_{rgh} \right) = \nabla \cdot \phi - \dot{m}^m \left(\frac{1}{\rho_V} - \frac{1}{\rho_L} \right) \quad (4-30)$$

که ϕ شار حجمی و A_D درایه‌های قطری ماتریس مومنم است. برای تصحیح میدان فشار و میدان سرعت نیاز است تا حلقه‌ی پیزو حداقل دوبار حل گردد. در این مطالعه حلقه‌ی پیزو سه بار تکرار شده است. ترم آخر در رابطه‌ی (۴-۳۰) بر اثر تغییر فاز به معادله‌ی فشار اضافه شده است. در اینجا فشار دینامیکی P_{rgh} لحاظ شده است و فشار از جمع فشار دینامیکی و ترم هیدروستاتیکی ρgh محاسبه می‌شود ($P = P_{rgh} + \rho gh$).

در انتها معادله‌ی انرژی براساس شار حجمی بدست آمده از حل حلقه‌ی پیزو حل می‌گردد. مقدار انتقال جرم در این مرحله با توجه به مدل انتخابی کاربر در ورودی، محاسبه می‌شود و به عنوان ترم‌های چشمه در معادله‌ی کسر حجمی، معادله‌ی انرژی و معادله‌ی فشار اضافه می‌گردد.

امکان اعمال حلگر حاضر بر هر دو شبکه‌ی سازمان‌یافته و بی‌سازمان وجود دارد. اما در تمامی شبیه‌سازی‌های انجام گرفته در این مطالعه، به دلیل خطای عددی کمتر روش حجم محدود در شبکه سازمان‌یافته، این شبکه مورد استفاده قرار می‌گیرد.

اختصاص الگوهای عددی در این حلگر انتخابی است و توسط کاربر پیش از حل صورت می‌گیرد. در تمام شبیه‌سازی‌های صورت گرفته در این مطالعه، از روش‌های گسسته‌سازی شده در جدول ۴-۱ استفاده شده است. برای استفاده‌ی راحت‌تر، واژه‌های بکار رفته در نرم افزار این فوم برای الگوهای عددی در این جدول ارائه شده است.

1 Multidimensional Universal Limiter with Explicit Solution
2 Limiter
3 Flux Corrected Transport

جدول ۴-۱: الگوهای بکار رفته در شبیه سازی تغییر فاز

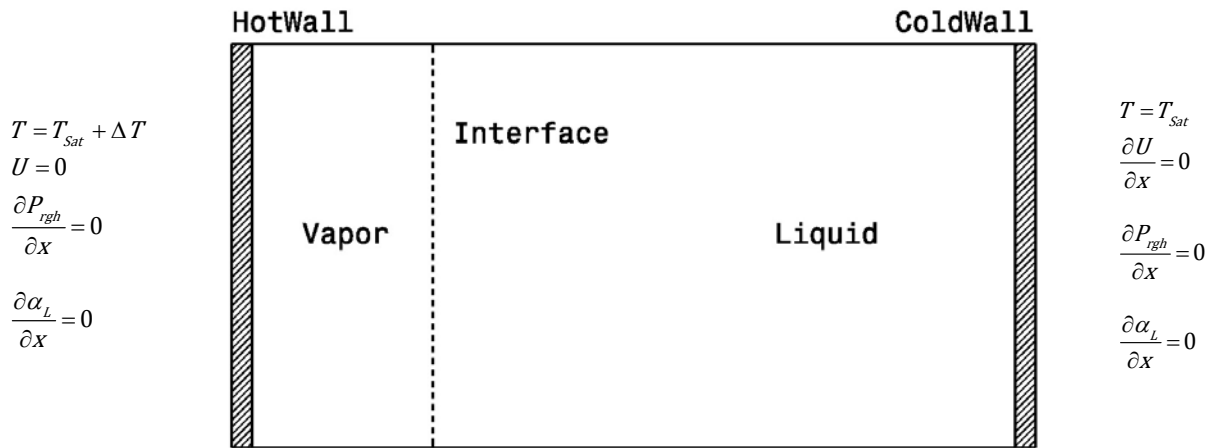
ترم	الگوی گسسته سازی در این فوم	توضیحات
$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{U}), \frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{U}T)$	Euler	مرتبه‌ی یک ضمنی
$\nabla \cdot (\vec{U} \alpha_L), \nabla \cdot (\rho \vec{U}T)$	vanLeer	رجوع شود به [۱۳۱]
$\nabla \cdot (\rho \vec{U} \vec{U})$	vanLeerV	روشی شبیه الگوی ونلیر [۱۳۱] که برای متغیر برداری اصلاح شده است
$\nabla \cdot (\vec{U}_c \alpha_L (1 - \alpha_L))$	InterfaceCompression	رجوع شود به [۱۳۲]
$\nabla \chi^*$	Linear	الگوی تفاضل مرکزی
$\nabla \frac{1}{f} \chi$	corrected	تصحیح گرادیان نرمال بر روی شبکه های غیر متعامد [۱۳۳]
$\nabla \cdot (\chi_1 \nabla \chi_2)$	Linear corrected	مقدار روی صفحه (χ_1) از الگوی تفاضل مرکزی محاسبه می شود و گرادیان نرمال بر صفحه نیز از روش تفاضل مرکزی به همراه تصحیح بر روی شبکه‌ی غیرمتعامد
ترم	روش میان یابی	توضیحات
χ_f	Linear	روش پیش فرض برای دستیابی به مقادیر روی صفحه از روی مقادیر درون سلول
χ	volScalarField و volVectorField	
χ_f	surfaceScalarField و surfaceVectorField	

۴-۳- اعتبارسنجی (فرآیند جوشش)

در این بخش عملکرد روش عددی حاضر در فرآیند جوشش با شبیه سازی دو مساله استفان و جوشش فیلم دو بعدی مورد ارزیابی قرار می گیرد.

۴-۳-۱- مساله ی استفان

اولین بار ویلچ و همکاران [۴۱] از این مساله برای صحت سنجی کد جوشش استفاده کردند. سپس این مساله به عنوان مساله ی نمونه برای کدهای تغییر فاز مطرح شد و اعتبارسنجی اکثر کدهای عددی جوشش با این مساله صورت گرفته است [۴۲, ۴۳, ۵۳]. مساله ی استفان یک مساله ی تغییر فاز یک بعدی در شرایط گرانش صفر است. در این مساله که شماتیک و شرایط مرزی آن در شکل ۴-۳ نشان داده شده است، لایه ی نازکی از بخار سطح فراگرم را از مایع اشباع جدا می کند. روی دیوار گرم شرط مرزی عدم لغزش (بردار سرعت صفر) لحاظ شده است، دمای دیوار فراگرم ۱۰ کلوین بالاتر از دمای اشباع مایع است و روی دیوار سرد گرادیان سرعت ($\frac{\partial U}{\partial x} = 0$) بر روی مرز اعمال شده است و دیوار در دمای اشباع قرار دارد.



شکل ۴-۳: شماتیک مساله‌ی استفان و شرایط مرزی؛ $P_{sat} = 1MPa$, $T_{sat} = 453.03K$, $\Delta T = 10K$

لایه‌ی بخار با دریافت حرارت از دیوار فراگرم، آن را به مایع اشباع می‌دهد و سطح مشترک از دیوار فراگرم دور می‌شود. شبیه‌سازی بر روی دامنه‌ی یک بعدی با سه شبکه ۱۲۸، ۲۵۶ و ۵۱۲ سلولی صورت گرفته است. در ابتدای شبیه‌سازی لایه‌ی نازکی از بخار کنار دیوار فراگرم قرار داده شده است. پارامترهای فیزیکی این مساله برای آب در فشار اشباع $P_{sat} = 1MPa$ است در جدول ۴-۲ آمده است.

برای تغییر مکان سطح مشترک با زمان و توزیع دما در فاز بخار حل تحلیلی وجود دارد [۴۱، ۴۲]. حل تحلیلی مسئله‌ی استفان برای ضخامت فیلم بخار و توزیع دما در فاز بخار بصورت زیر است:

$$\delta(t) = 2\eta\sqrt{d_v t} \quad (4-31)$$

$$\theta(x, t) = \frac{T(x, t) - T_{wall}}{T_{sat} - T_{wall}} = \frac{\text{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{d_v t}}\right)}{\text{erf}(\eta)} \quad (4-32)$$

که $\delta(t)$ موقعیت سطح مشترک از دیوار فراگرم، $\theta(x, t)$ توزیع دمای بی‌بعد، $d_v = \left(\frac{k}{\rho C_p}\right)_v$ ضریب پخش حرارتی بخار و $\text{erf}(\eta)$ تابع خطا است. η از رابطه‌ی زیر محاسبه می‌شود:

$$\eta \exp(\eta^2) \text{erf}(\eta) = \frac{c_{pV}(T_{wall} - T_{sat})}{\sqrt{\pi} h_{LV}} \quad (4-33)$$

که h_{LV} گرمای نهان تبخیر و C_{pV} ظرفیت ویژه‌ی گرمایی بخار است.

جدول ۲-۴: پارامترهای فیزیکی آب اشباع در فشار $P_{sat} = 1\text{Mpa}$

متغیرها	واحد	مایع	بخار
چگالی	kg/m^3	۸۸۷/۱۳	۵/۱۴۵
ویسکوزیته	kg/ms	$1/49 \times 10^{-4}$	$1/52 \times 10^{-5}$
گرمای ویژه	J/kgK	$4/4 \times 10^3$	$2/71 \times 10^3$
هدایت حرارتی	W/mK	۰/۶۷۳۳	۰/۰۳۷۴
گرانش	m/s^2	۹/۸۱	
گرمای نهان	J/kg		$276/4 \times 10^3$
کشش سطحی	N/m		۰/۰۴۲۲

۱- مقدار ضریب β در مدل انتقال جرم تاناسوا یک در نظر گرفته شده است.

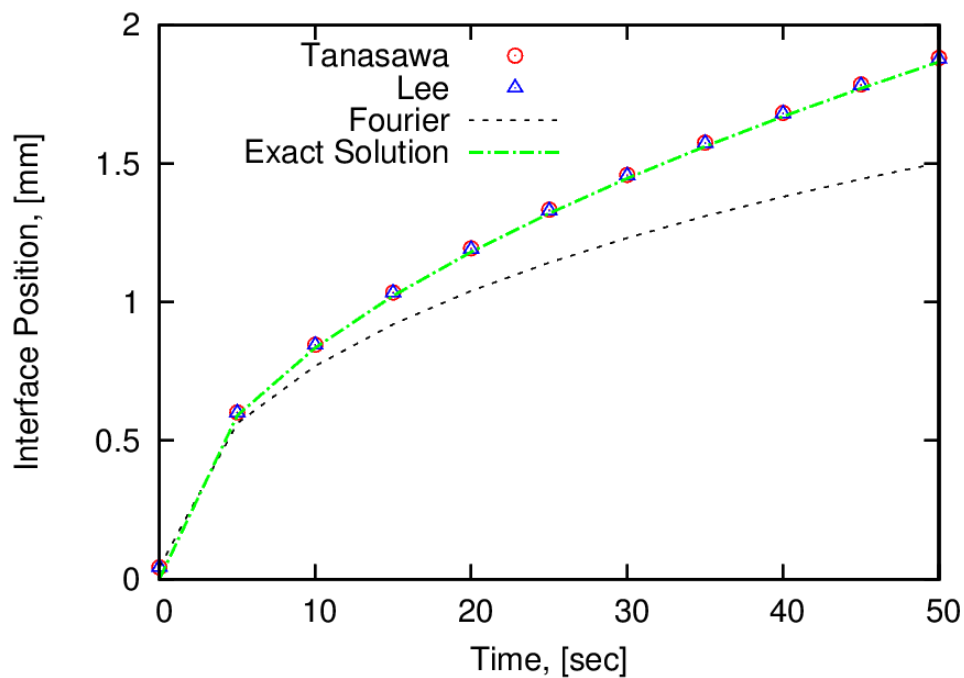
۲- ضریب شدت انتقال جرم T در مدل انتقال جرم لی 10^5 در نظر گرفته شده است.

در روش CF-VOF سطح مشترک بازسازی نمی‌شود. بنابراین در این مطالعه سطح هم‌مقدار $\alpha = 0.5$ به عنوان سطح مشترک بین دو فاز لحاظ شده است. در این بررسی هر سه مدل انتقال جرم فوریه، لی و تاناسوا مورد بررسی قرار گرفته‌اند. در شکل ۴-۴ تغییر ضخامت فیلم بخار با زمان از حل عددی حاضر با حل تحلیلی از رابطه‌ی (۳۱-۴) مقایسه شده است. خطای عددی این شبیه‌سازی اختلاف ضخامت بین حل عددی و حل تحلیلی $|\delta_{sim} - \delta_{an}|$ است. مجموع خطای این شبیه‌سازی از رابطه‌ی ۳۴-۴ محاسبه شده است و در جدول ۴-۳ نشان داده شده است.

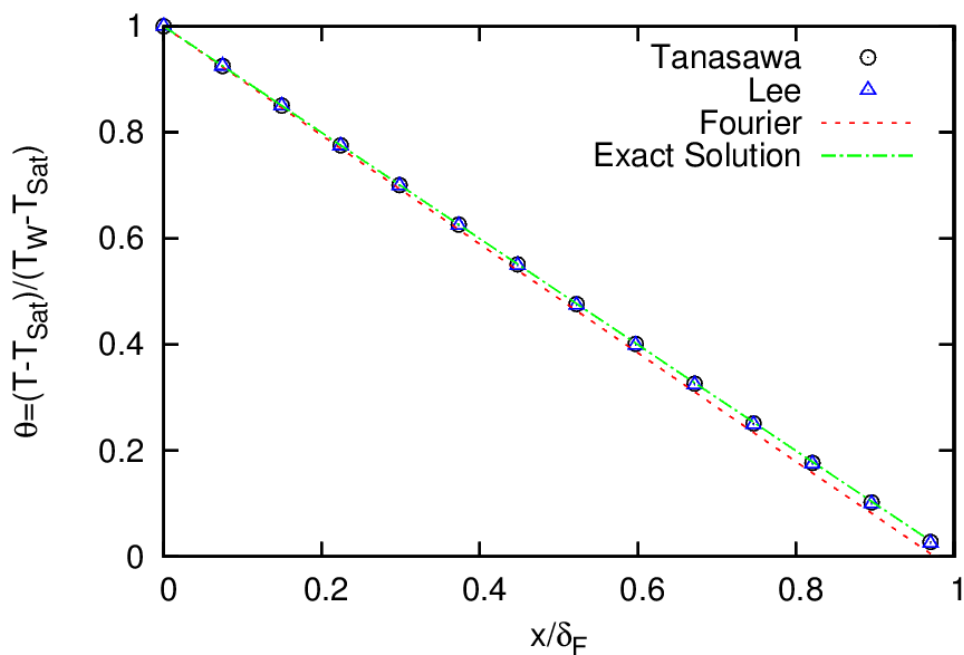
جدول ۳-۴: ضخامت فیلم و خطای عدد در مساله استفان در زمان $t=50\text{ sec}$

شبیه سازی عددی (تعداد سلول)				
حل عددی حاضر	۱۲۸	۲۵۶	۵۱۲	حل دقیق
مدل لی	۱/۸۸۵۱۵	۱/۸۸۲۱۸	۱/۸۷۷۴۳	۱/۸۶۷۲۲
	خطا (mm.s)	۰/۸۳۹۰۲	۰/۶۵۷۶۶	۰/۴۸۹۷۶
مدل تاناسوا	۱/۸۸۰۹۳	۱/۸۸۰۰۱	۱/۸۸۰۸۴	
	خطا (mm.s)	۰/۵۱۱۴۳	۰/۵۳۳۷۳	۰/۶۲۱۱۸
مدل فوریه	۱/۵۰۵۱۵	۱/۵۳۲۳۷	۱/۵۶۶۳۳	
	خطا (mm.s)	۱۵/۴۴۹۰	۱۴/۶۵۱۶۳	۱۳/۴۸۰۷۵

$$E = \sum_i |\delta_{sim} - \delta_{an}| \Delta t \quad (4-34)$$



شکل ۴-۴: تغییر مکان سطح مشترک، مقایسه حل عددی حاضر (تاناسوا، لی و فوریه) با حل تحلیلی، برای آب در $P_{sat}=1Mpa$



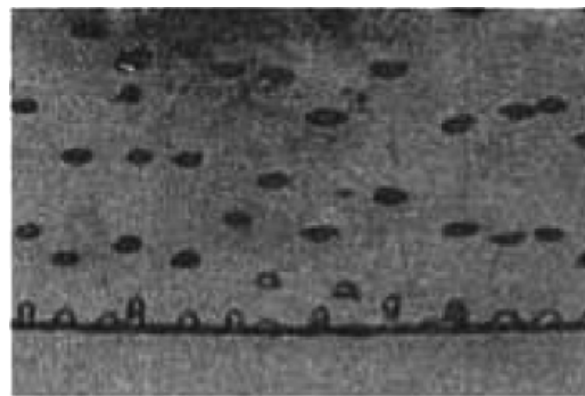
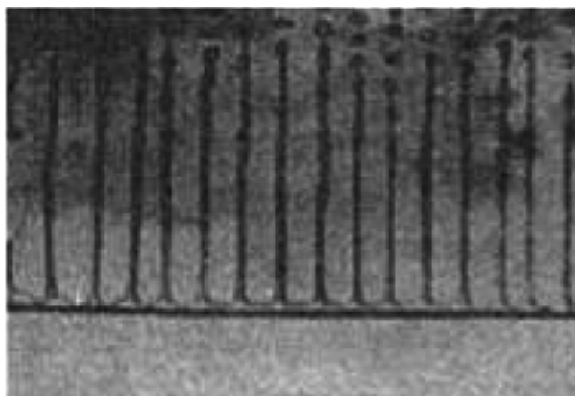
شکل ۴-۵: مقایسه دمای بی بعد از حل تحلیلی با حل عددی حاضر در مساله ی استفان برای آب در $P_{sat}=1Mpa$

در مساله ی استفان فاز مایع در حالت اشباع است و دما در ناحیه ی بخار بین دیوار فراگرم در دمای T_w و سطح مشترک در دمای اشباع T_{sat} بصورت خطی تغییر می کند، در شکل ۴-۵ دمای بی بعد از حل عددی حاضر با حل تحلیلی مقایسه شده

است. مقایسه‌ی نتایج عددی با حل تحلیلی از شکل‌های ۴-۴، ۴-۵ و جدول ۴-۳ نشان می‌دهد، نتایج دو مدل انتقال جرم لی و تاناسوا دقیقاً حل تحلیلی را پیش‌بینی کرده‌اند. در مدل انتقال جرم فوریه، مقدار جرم انتقال یافته در فرآیند جوشش از محاسبه‌ی شار حرارتی بر روی سطح مشترک محاسبه می‌شود. حل دقیق مساله وابسته به تخمین صحیح این شار حرارتی است، از این رو باید گرادیان دما در دو سوی سطح مشترک محاسبه شود. در روش سطح مشترک پخشی، سطح مشترک بازسازی نمی‌شود. بنابراین مقدار شار حرارتی بر روی سطح مشترک از رابطه‌ی تقریبی $k_{eff}(\nabla T \cdot \nabla \alpha_L)$ محاسبه می‌شود. همین تقریب دلیل انحراف حل مدل فوریه از حل تحلیلی است. در ادامه تنها مدل‌های انتقال جرم لی و تاناسوا مورد ارزیابی و سنجش قرار می‌گیرند.

۴-۳-۲- جوشش فیلم دو بعدی

به جوشش مایع ساکن در کنار دیواره‌ی داغ، جوشش استخری گفته می‌شود. جوشش هسته‌ای و جوشش فیلم از رژیم‌های مهم در جریان استخری هستند. در جوشش فیلم، مایع اشباع یا مادن سرد در تماس با سطح جامد فراگرم قرار دارد و لایه‌ی بخار کل سطح جامد را می‌پوشاند [۲۰، ۴۱، ۴۲]. چگالی مایع به بخار خیلی بزرگتر است، بنابراین اغتشاشات کوچک بر روی سطح مشترک بر اثر ناپایدار رایلی-تیلور^۱ سریع رشد می‌کنند و منجر به رشد حباب می‌شوند. شکل ۴-۶ نحوه‌ی رشد حباب از دیواره را نشان می‌دهد. در شارهای حرارتی پایین، خیزش حباب از سطح داغ بصورت تکی یا تناوبی است و در شارهای حرارتی بالا ستون حباب بوجود می‌آید.



الف) جدایش تکی یا تناوبی حباب (شار حرارتی پایین) ب) ستون حباب (شار حرارتی بالا)
 شکل ۴-۶: جوشش فیلم، نتایج تجربی ریمن و گرگول [۱۳۴]

این پدیده حل تحلیلی ندارد بنابراین نتایج شبیه‌سازی عددی با رابطه برنسان [۱۳۵] برای مقدار متوسط نوسلت بر روی دیوار فراگرم تحت مقایسه می‌شود. رابطه برنسان بصورت زیر تعریف می‌شود.

1 Rayleigh-Taylor instability

$$Nu_{Br} = 0.425 \left(\frac{\rho_V (\rho_L - \rho_V) g h_{LV}}{k_V \mu_V [T_w - T_{sat}]} \right)^{1/4} \lambda^{3/4} \quad (4-35)$$

مقدار میانگین نوسلت از حل عددی از رابطه‌ی زیر محاسبه شده است:

$$Nu_{2d} = \int_0^W \left(\frac{\lambda}{T_{wall} - T_{sat}} \times \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} \right) dx / W \quad (4-36)$$

که W عرض دامنه‌ی محاسباتی و λ در روابط (4-35) و (4-36) طول مشخصه است و از رابطه زیر محاسبه می‌شود.

$$\lambda = \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_L - \rho_V) g}} \quad (4-37)$$

مروری بر برخی مطالعات صورت گرفته در زمینه‌ی جوشش فیلم دوبعدی در جدول 4-4 ارائه شده است. این بررسی نشان می‌دهد تاکنون جوشش فیلم دو بعدی با روش سطح مشترک پخشی شبیه‌سازی نشده است. در این بخش نتایج شبیه‌سازی روش عددی حاضر با کارهای عددی پیشین که به روش سطح مشترک دقیق و مدل انتقال جرم فوریه صورت گرفته است و در پیشینه‌ی تحقیق وجود دارد مقایسه می‌شود. از آنجا که تقریباً تمامی شبیه‌سازی‌های جوشش فیلم در پیشینه تحقیق بصورت دو بعدی است. در این بخش، جوشش فیلم بصورت دوبعدی شبیه‌سازی شده است.

جدول 4-4: خلاصه‌ای از مقالات مرتبط با جریان جوشش فیلم دوبعدی

مؤلف	روش عددی	مدل انتقال جرم	الگوی حباب
تریگواسون [۲۰]	ردیابی جبهه	فوریه	ستون حباب
ویلچ [۴۱]	حجم سیال (PLIC)	فوریه	شبه تناوبی
تومار [۵۲]	ترکیبی (CLSVOF)	فوریه	شبه تناوبی / ستون حباب
گیو [۵۴]	ترکیبی (VOSET)	فوریه	شبه تناوبی / ستون حباب
هاردت [۴۲]	حجم سیال (PLIC)	تاناساوا	ستون حباب

قبل از مقایسه بین نتایج عددی شبیه‌سازی حاضر با مطالعات پیشین، چند نکته درباره‌ی شبیه‌سازی دوبعدی جوشش فیلم لازم به ذکر است. برای شبیه‌سازی دو بعدی جوشش فیلم در پیشینه تحقیق، دو سناریو ارائه شده است.

۱- جدایش شبیه تناوبی

بر اساس شبیه‌سازی‌های ارائه شده، برخی محققان جدایش حباب در جوشش فیلم را بصورت تناوبی و فقط در یک نقطه که به آن گره گفته می‌شود مشاهده کردند. برخی دیگر رفتار تناوبی بین گره و پادگره را ارائه کردند [۴۱، ۵۲، ۵۴]

۲- ستون حباب

برخی دیگر از شبیه‌سازی‌ها شکل قارچ مانند برای حباب پیش بینی می‌کند. به عبارت دیگر حباب بلند شده از سطح از طریق لایه‌ی نازک بخار به فیلم بخار متصل است و از آن جدا نمی‌شود [۱۲۷, ۲۰]. این گروه از محققان معتقدند که جوشش فیلم پدیده‌ی سه بعدی است و مدلسازی دوبعدی این پدیده‌ی سه بعدی نمی‌تواند تمامی فیزیک مساله را پوشش دهد، به عبارتی دیگر ناپایداری‌های هیدرودینامیکی ناشی از کشش سطحی به خوبی و واقع بینانه در این گونه شبیه‌سازی لحاظ نمی‌شود چون تنها بخشی از سطح مشترک که در صفحه‌ی محاسباتی واقع شده است دیده می‌شود و حتی ممکن است ناپایداری ریلی-پلاتو^۱ که نقش اساسی در جدایش حباب ایفا می‌کند در شبیه‌سازی دو بعدی دیده نشود.

از ویژگی‌های فیزیکی آب در فشار نزدیک بحرانی ($P_r = 0/99$) که برابر با فشار اشباع $P_{sat} = 21.9 \text{ MPa}$ است و در جدول ۴-۵ آمده است برای مدلسازی این بخش استفاده شده است. این پارامترهای فیزیکی منطبق با شبیه‌سازی تومار و همکاران [۵۲] و گو و همکاران [۵۴] است. تومار و همکاران [۵۲] مساله‌ی جوشش فیلم دوبعدی را با روش سطح مشترک دقیق (CLSVOF) شبیه‌سازی کرده‌اند. همچنین گو و همکاران [۵۴] با روش VOSET این مساله را شبیه‌سازی کرده‌اند، آنان سطح مشترک را با روش PLIC بازسازی کرده‌اند.

جدول ۴-۵: ویژگی‌های فیزیکی آب در فشار نزدیک به بحرانی $P_{sat} = 21.9 \text{ Mpa}$

متغیرها	واحد	مایع	بخار
چگالی	kg/m^3	۴۰۲/۴	۲۴۲/۷
ویسکوزیته	kg/ms	$1/16 \times 10^{-7}$	$1/33 \times 10^{-7}$
گرمای ویژه	J/kgk	$2/18 \times 10^5$	$3/52 \times 10^5$
هدایت حرارتی	W/mk	۰/۵۴۵	۰/۵۳۸
گرانش	m/s^2		۹/۸۱
گرمای نهان	J/kg		$276/4 \times 10^3$
کشش سطحی	N/m		۰/۰۷
طول موج بحرانی (λ_{2d})	m		۰/۱۱۱

۱- مقدار ضریب β در مدل انتقال جرم تاناساوا یک در نظر گرفته شده است.

۲- ضریب شدت انتقال جرم r^* در مدل انتقال جرم لی 10^5 در نظر گرفته شده است.

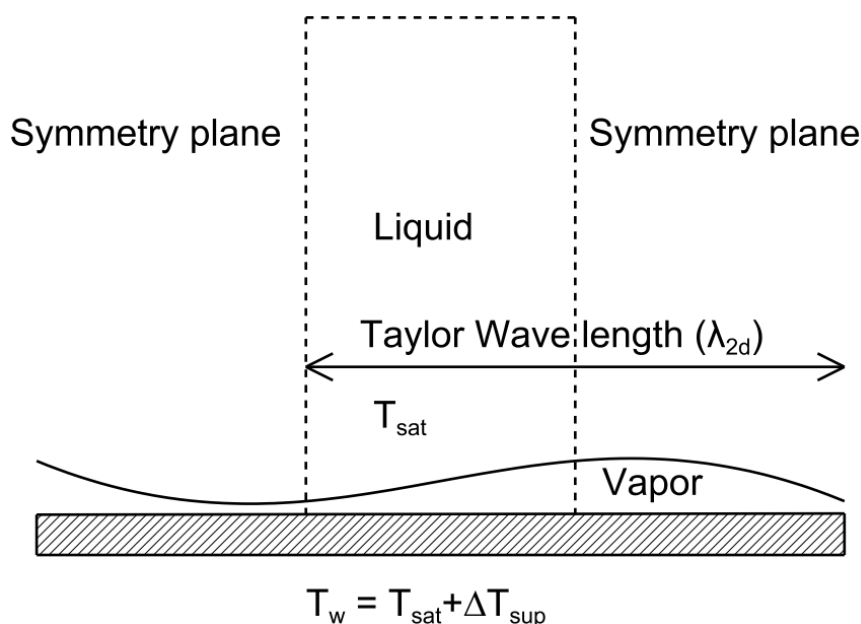
شماتیک مسالهی جوشش فیلم دو بعدی در شکل ۷-۴ نشان داده شده است. دو سری شبیه‌سازی انجام شده است. دمای دیوار فراگرم ۱۰ و ۳۰ کلوین بالاتر از دمای اشباع قرار داده شده است. در مرزها جانبی شرط مرزی صفحه‌ی تقارن^۱ اعمال می‌شود و بر روی سایر مرزها طبق تومار [۵۲] به ترتیب زیر عمل شده است:

۱- مرز دیوار فراگرم

$$\text{at } y=0: \vec{U}=(0,0), T=T_{sat}+\Delta T_{sup}, \frac{\partial P_{rgh}}{\partial y}=\frac{\partial \alpha_L}{\partial y}=0 \quad (4-38)$$

۲- مرز خروجی (اتمسفر)

$$\text{at } y=H: P_{rgh}=P_{sat}, \frac{\partial T}{\partial y}=\frac{\partial \alpha_L}{\partial y}=\frac{\partial \vec{U}}{\partial y}=0 \quad (4-39)$$



شکل ۷-۴: شماتیک جوشش فیلم دو بعدی و شرایط مرزی

در ابتدای شبیه‌سازی لایه‌ای بخار در دامنه‌ی محاسباتی قرار داده شده است. ابعاد دامنه‌ی محاسباتی $\lambda_{2d}/2 \times \lambda_{2d}$ است و موقعیت اولیه‌ی سطح مشترک طبق تابع زیر داده می‌شود.

¹ symmetryPlane

$$y = y_c + \varepsilon \cos\left(\frac{2\pi Nx}{W}\right) \quad (4-40)$$

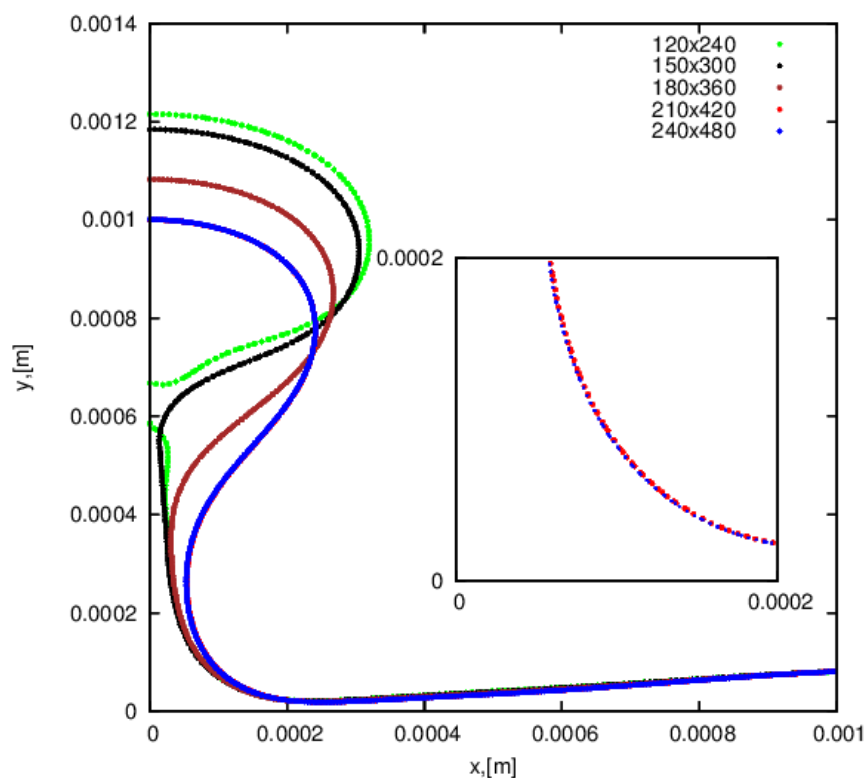
که y_c ، ε ، N و W به ترتیب ضخامت فیلم بدون اغتشاش، دامنه‌ی اغتشاش، موج اغتشاش و اندازه‌ی دامنه‌ی محاسباتی است که در این مطالعه از مقادیر زیر استفاده شده است.

$$y_c = \frac{4.0}{128} \lambda_{2d}, \quad \varepsilon = \frac{1}{128} \lambda_{2d}, \quad N = 1, \quad W = \lambda_{2d} / 2 \quad (4-41)$$

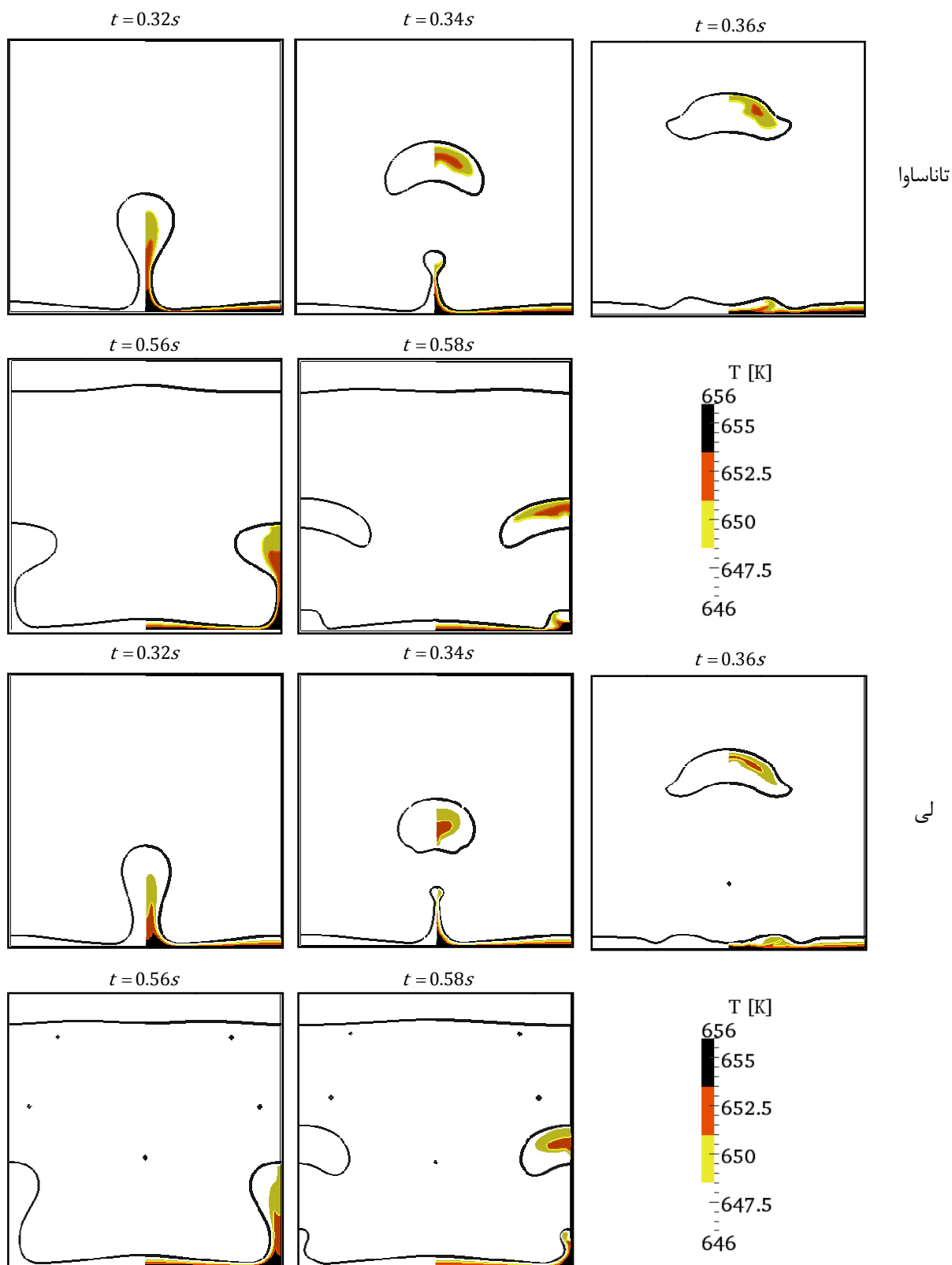
که λ_{2d} طول موج ناپایدار تیلور برای صفحه‌ی دو بعدی تخت است و بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$\lambda_{2d} = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}} \quad (4-42)$$

برای یافتن شبکه‌ی مناسب، بر روی ۵ شبکه با تعداد سلول‌های مختلف جوشش فیلم دو بعدی شبیه‌سازی شده است. در اینجا از مدل انتقال جرم تاناساوا استفاده شده است. شکل ۴-۸ لحظه‌ی خروج اولین حباب از لایه‌ی فیلم بخار را نشان می‌دهد. زمان جدایش حباب از فیلم بخار به سائز شبکه وابسته است. هنگامی که ضخامت گردن حباب از ضخامت سلول‌های مورد نیاز برای در نظر گرفتن گردن حباب کمتر می‌شود، حباب از فیلم بخار جدا می‌شود. بنابراین در شبکه‌ی درشت با ابعاد 120×240 حباب سریع‌تر از لایه‌ی فیلم بخار جدا می‌شود. شکل حباب در دو شبکه‌ی ریز 210×420 و 240×480 تفاوتی باهم ندارد. بنابراین شبکه با 240×480 سلول برای این شبیه‌سازی‌ها انتخاب شده است.



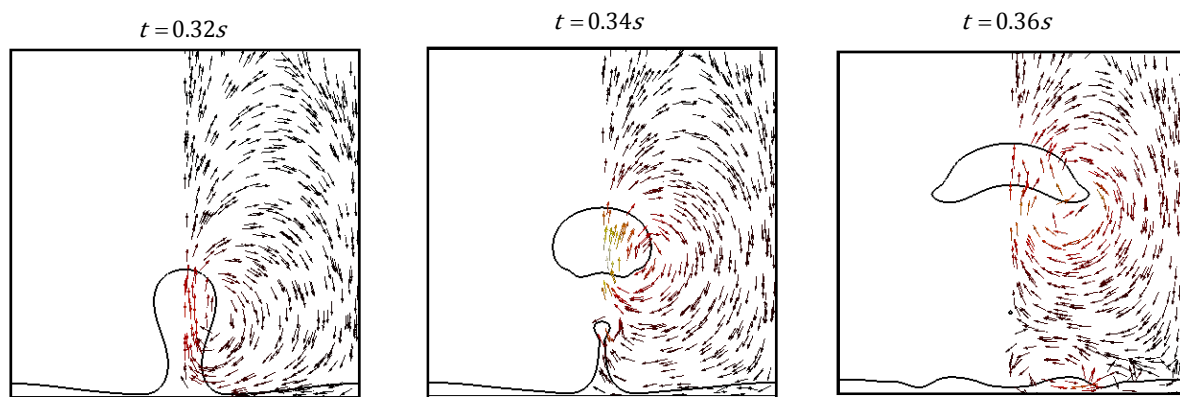
شکل ۴-۸: بررسی استقلال نتایج عددی از شبکه در شبیه‌سازی جوشش فیلم دوبعدی برای آب در $P_{sat} = 29.1 \text{ Mpa}$



شکل ۴-۹: تغییر شکل سطح مشترک و کانتور دما از حل حاضر در زمان‌های مختلف، برای آب $P_{sat} = 21.9 \text{ Mpa}$, $\Delta T_{sup} = 10 \text{ K}$

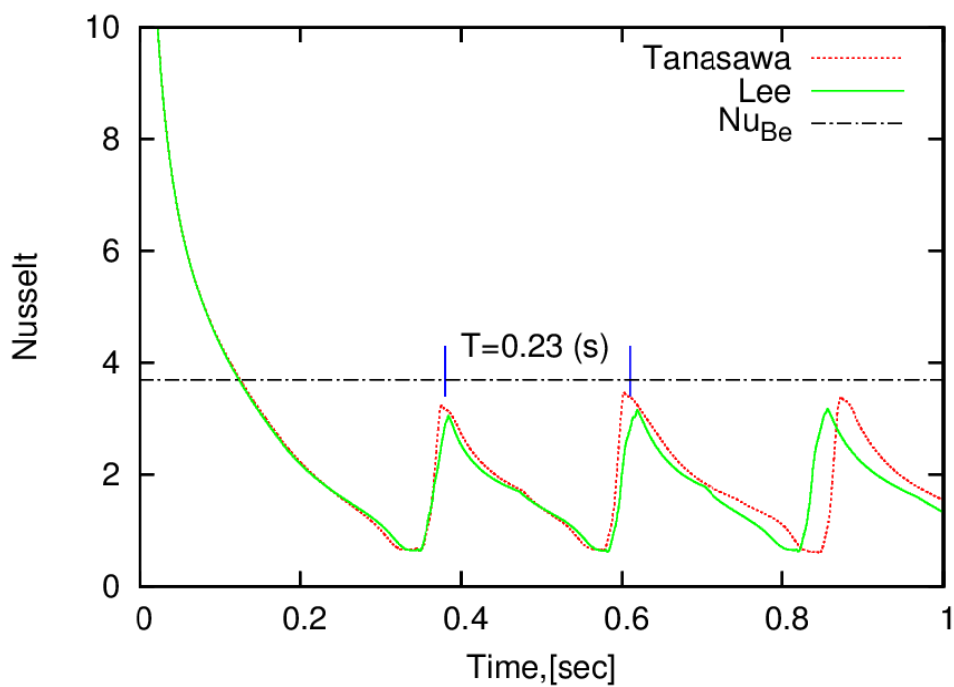
شکل حباب و کانتور دما برای جوشش فیلم دو بعدی در شکل ۴-۹ نشان داده شده است. دمای دیوار ۱۰ کلوین بالاتر از دمای اشباع است. با توجه به شکل اولیه لایه بخار، حباب در گره (مرکز) تشکیل می‌شود. سپس حباب با توجه به نیروی

شناوری به سمت بالا حرکت می‌کند و لایه‌ی بخار را ترک می‌کند. پس از جدایش حباب، بخارهای باقیمانده در گردنه‌ی حباب تحت تاثیر کشش سطحی به سمت دیواره بر می‌گردد و به سوی پادگره حرکت می‌کند و حباب در آنجا تشکیل می‌شود. توزیع دما در لایه‌ی بخار از دیوار به سمت مایع اشباع تقریباً بصورت خطی تغییر می‌کند. پس از جدا شدن حباب از لایه‌ی بخار دمای میانگین آن به تدریج کاهش می‌یابد هرچند دمای مرکز حباب همچنان فراگرم باقی می‌ماند. شبیه‌سازی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناساوا جدایش شبه تناوبی بین گره و پادگره را پیش‌بینی می‌کند. نتایج عددی حاضر درباره‌ی پیش‌بینی الگوی جدایش حباب، شکل حباب و زمان جدایش اولین حباب تطابق مناسبی با نتایج گو و همکاران [۵۴] و تومار و همکاران [۵۲] دارد. تفاوت ظریفی بین نتایج دو مدل انتقال جرم لی و تاناساوا در شکل ۴-۹ دیده می‌شود. در مدل لی تعدادی حباب ریز در داخل میدان دیده می‌شود. این اختلاف ناشی از تفاوت در نحوه‌ی محاسبه‌ی جرم انتقال یافته در این دو مدل است. برای درک بهتر جوشش فیلم دو بعدی، بردارهای سرعت در شکل ۴-۱۰ نشان داده شده است. همانطور که دیده می‌شود پیش از جدا شدن حباب از سطح، حرکت بخار از سمت پادگره به سمت گره و از لایه بخار به سمت حباب است. اما پس از جدا شدن حباب در لحظه‌ی ۰/۳۶ s، جهت بردار سرعت در لایه‌ی بخار از سمت گره به سمت پادگره است.



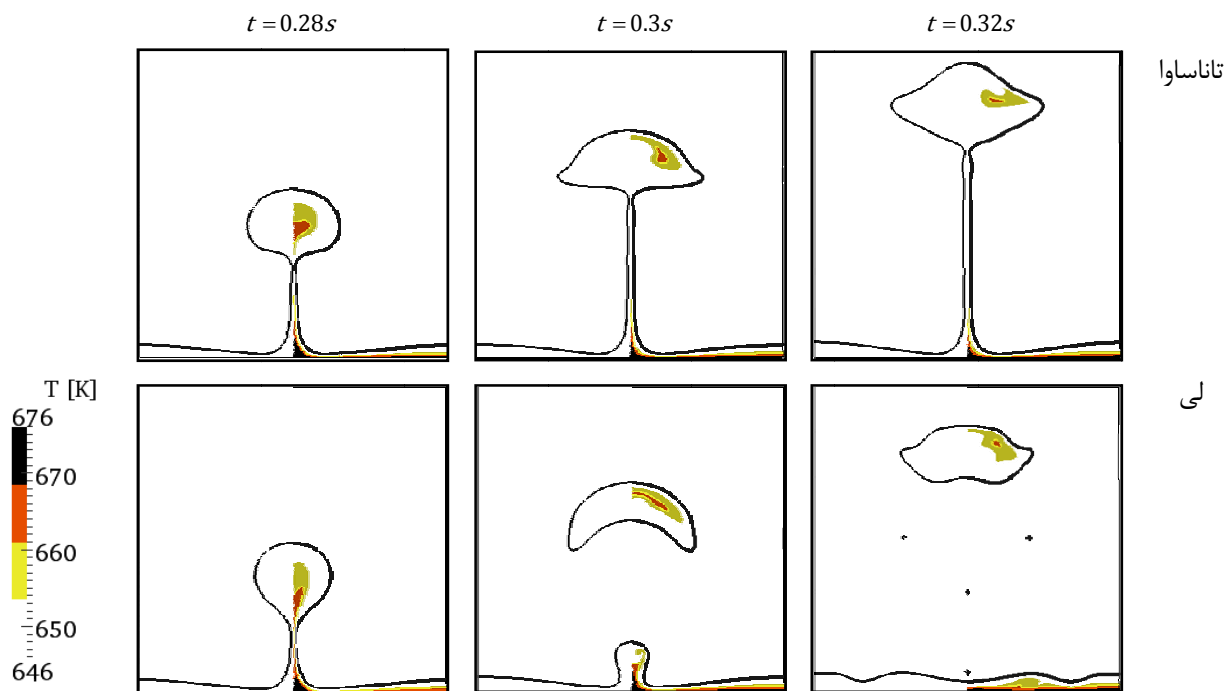
شکل ۴-۱۰: بردار سرعت برای آب در شبیه‌سازی حاضر با مدل انتقال جرم تاناساوا $P_{sat} = 21.9 \text{ Mpa}$, $\Delta T_{sup} = 10 \text{ K}$

در شکل ۴-۱۱ مقدار نوسلت میانگین صفحه نسبت به زمان نشان داده شده است. اندازه‌ی نوسلت میانگین به ضخامت فیلم بخار وابسته است. هرجایی که ضخامت فیلم بخار نازک است، شار حرارتی بیشتر است و برعکس. هنگامی که بخار از لایه‌ی فیلم بخار به سمت حباب می‌رود تا آن را پر کند، ضخامت لایه فیلم بخار کاهش می‌یابد، بنابراین میانگین شار حرارتی از سطح افزایش یافته در نتیجه نوسلت میانگین صفحه بیشتر می‌شود. بنابراین اولین ماکزیمم نوسلت میانگین صفحه، در زمان حدوداً ۰/۳۴ s هنگام جدایش حباب از لایه‌ی بخار رخ می‌دهد. با بازگشت بخار به سمت دیواره ضخامت لایه‌ی بخار کنار دیوار افزایش یافته و نوسلت میانگین دیوار کاهش می‌یابد. با ایجاد حباب در سمت پادگره دوبار نوسلت افزایش می‌یابد و مقدار ماکزیمم دوم نوسلت در زمان حدود ۰/۵۶ s هنگام جدایش حباب از پادگره اتفاق می‌افتد و این فرآیند به صورت شبه تناوبی بین گره و پادگره تکرار می‌شود. فرکانس جدایش حباب ($f = \frac{1}{T}$) از دیواره در این حالت حدوداً $4/34 \text{ s}^{-1}$ است. نوسلت میانگین صفحه از رابطه‌ی برنسان [۱۳۵] برای شرایط حاضر ۳/۶۹ است. میانگین زمانی نوسلت صفحه از حل عددی با دو مدل انتقال جرم تاناساوا و لی به ترتیب ۲/۵۷ و ۲/۶۴ است. اختلاف نتایج حل عددی با رابطه برنسان [۱۳۵] در حدود ۲۸٪ و ۳۰٪ است. گو و همکاران [۵۴] و تومار و همکاران [۵۲] به ترتیب مقدار نوسلت برای این حالت را ۴/۶۷ و ۵/۳۷ پیش‌بینی کردند که بیانگر ۲۷٪ و ۴۵٪ خطا است. این بررسی نشان می‌دهد روش حاضر خطایی در حدود روش‌های عددی پیشین داشته است.



شکل ۴-۱۱: مقایسه نوسلت میانگین مکانی از حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناساوا با رابطی برنسون برای آب در

$$\Delta T_{\text{sup}} = 10K \text{ و } P_{\text{sat}} = 21.9MPa$$

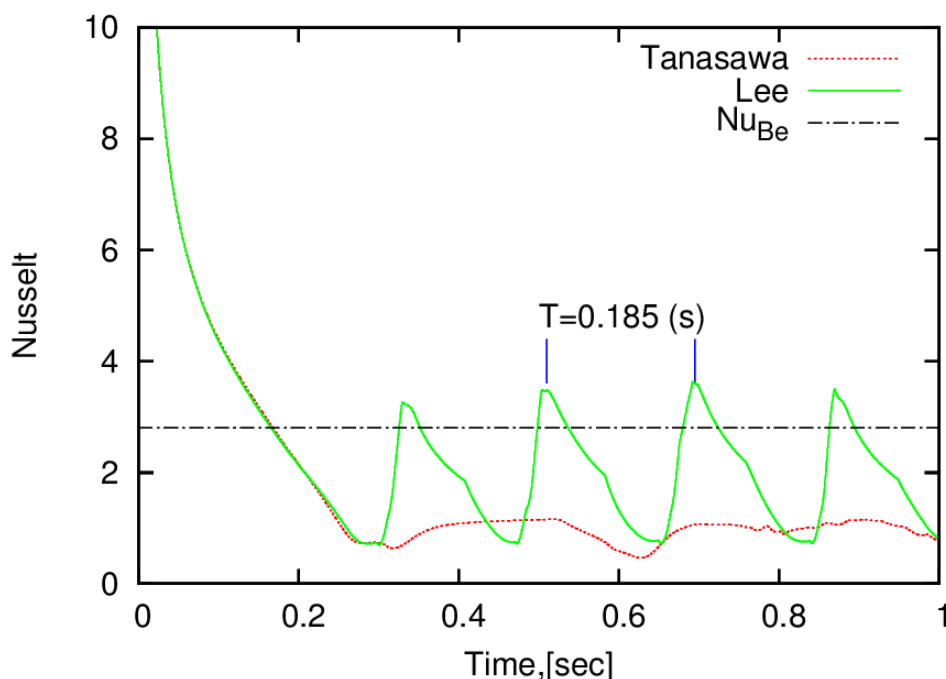


شکل ۴-۱۲: تغییر شکل سطح مشترک و کانتور دما در شبیه سازی حاضر در زمان های مختلف برای آب , $P_{\text{sat}} = 21.9Mpa$

$$\Delta T_{\text{sup}} = 30K$$

در سری دوم شبیه سازی ها دمای دیوار افزایش یافته است. در این حالت، دمای دیوار ۳۰ کلوین بالاتر از دمای اشباع آب در نظر گرفته شده است. شکل ۴-۱۲ تغییر شکل سطح مشترک و کانتور دما در زمان های مختلف را نشان می دهد. در این حالت مدل انتقال جرم لی هم چنان الگوی شبه تناوبی را پیش بینی می کند. به دلیل افزایش شار حرارتی از دیوار، سرعت تبخیر مایع و در نتیجه سرعت جدایش حباب از دیواره بیشتر شده است. در این حالت فرکانس جدایش حباب از دیواره به s^{-1} ۵/۴ افزایش یافته است. در این حالت مدل انتقال جرم تاناساوا برخلاف مدل لی ستون حباب را پیش بینی می کند. نتایج مدل انتقال جرم تاناساوا با نتایج عددی تومار [۵۲] و گو [۵۴] سازگار است. اختلاف نتیجه بین دو روش لی و تاناساوا ناشی از تفاوت این دو مدل از شرایط تغییر فاز است. در مدل انتقال جرم لی تغییر فاز و انتقال جرم نیازی به سطح مشترک اولیه ندارد و هر جا دما از دمای اشباع بیشتر باشد جوشش رخ می دهد اما در روش تاناساوا همچون روش فوریه انتقال جرم تنها از سطح مشترک از پیش تعریف شده انجام می گیرد.

مقدار نوسلت میانگین صفحه در زمان برای این حالت در شکل ۴-۱۳ نشان داده شده است. همانطور که در شکل ۴-۱۲ دیده می شود در مدل تاناساوا فیلم پایدار بخار در کنار دیوار تشکیل شده است بنابراین مقدار میانگین نوسلت صفحه در زمان نیز نسبتاً یکنواخت است. در این حالت مدل لی عدد نوسلت بالاتری را پیش بینی می کند چون در الگوی جدایش شبه تناوبی حباب، برگشت بخار و حرکت تناوبی بخار بین گره و پادگره سبب افزایش انتقال حرارت جابجایی از دیواره می شود. مقدار نوسلت در این حالت از حل رابطه ی برنسان ۲/۸۱ و از حل عددی برای مدل تاناساوا و لی به ترتیب ۲/۰۴ و ۲/۷۱ است که بیانگر ۴۴٪ و ۲۶٪ اختلاف است.



شکل ۴-۱۳: مقایسه نوسلت میانگین مکانی از حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناساوا با رابطه ی برنسون برای آب در

$$P_{sat} = 21.9 \text{ Mpa}, \Delta T_{sup} = 30 \text{ K}$$

۴-۴-۱-۴ اعتبارسنجی (فرآیند میعان)

میعان فرآیندی است که با حذف حرارت از سیستم سبب تبدیل بخار به مایع می‌گردد. میعان نقش مهمی در طبیعت ایفا می‌کند و بخش اساسی از چرخه‌ی آب در طبیعت است. علاوه بر این در صنعت، میعان در شکل‌های مختلف در بسیاری از مکان‌ها و موقعیت‌ها رخ می‌دهد. میعان را می‌توان براساس پارامترهای مختلف زیر دسته‌بندی کرد [۲]:

- حالت میعان: همگن، قطره‌ای، فیلم و تماس مستقیم
- حالت بخار: تک جزیی، چند جزیی که همه‌ی اجزای آن میعان پذیرند، چند جزیی با یک یا چند جز غیر میعان پذیر و غیره
- هندسه‌ی سیستم: سطح صاف، بیرونی، درونی و غیره

همپوشانی بین دسته‌بندی‌های مختلف وجود دارد و دسته‌بندی براساس حالت میعان معمولاً رایج‌ترین دسته‌بندی و مفیدترین شیوه‌ی دسته‌بندی است.

هرگاه دمای بخار به اندازه‌ی کافی پایین‌تر از دمای اشباع باشد تا قطره جوانه بزند میعان همگن رخ می‌دهد. میعان همگن می‌تواند از برخورد دو جریان بخار با دماهای متفاوت و یا کاهش فشار بخار ایجاد شود. بیشتر فرآیندهای میعان از نوع ناهمگن است جایی که قطرات بر روی سطح جامد تشکیل می‌شوند و رشد می‌کنند. میعان ناهمگن به دو دسته‌ی میعان قطره‌ای و فیلمی تقسیم‌بندی می‌شود. میعان قطره‌ای زمانی اتفاق می‌افتد که مایع حاصل شده از فرآیند میعان نمی‌تواند سطح را خیس و تشکیل فیلم سیال دهد. در این حالت فرایند میعان قطراتی ایجاد می‌کند که به سطح می‌چسبند. از دیدگاه انرژی، میعان قطره‌ای از میعان فیلم به صرفه‌تر است و نرخ انتقال حرارت در این میعان یک مقیاس بیشتر از میعان فیلم است [۲، ۱۳۶]. میعان فیلم رایج‌ترین حالت میعان در اکثر سیستم‌ها است. مایع حاصل از فرآیند میعان که در ابتدا بصورت قطراتی بر روی سطح هستند، بهم متصل می‌شوند و سطح را خیس می‌کنند. سپس فیلم سیال بر اثر نیروی جاذبه جریان می‌یابد. این نوع از میعان در اکثر فرآیندهای صنعتی روی می‌دهد. جریان فیلم حاصل از میعان، رژیم‌های مختلف جریان را ایجاد می‌کند. برای اعتبارسنجی روش عددی حاضر برای پدیده‌ی میعان دو مسئله‌ی میعان فیلم بر روی صفحه‌ی تخت و جریان آرام فیلم میعان بر روی صفحه‌ی قائم شبیه‌سازی شده است و ضخامت فیلم و عدد نوسلت با حل تحلیلی مقایسه شده است.

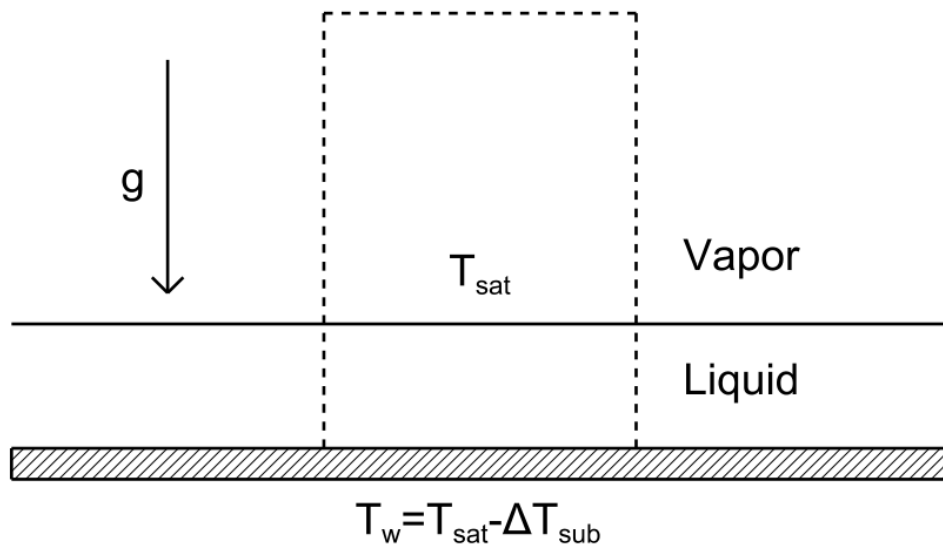
۴-۴-۱-۴ میعان بر روی صفحه‌ی تخت

مساله‌ی میعان بر روی صفحه‌ی تخت به مساله‌ی استفان بسیار نزدیک است. با این تفاوت که در این مساله گرانش نیز در شبیه‌سازی لحاظ می‌شود. در این مساله بخار اشباع در تماس با صفحه‌ی تخت خنک تبدیل به فیلم مایع می‌شود. شماتیک این مساله در شکل ۴-۱۴ نشان داده شده است.

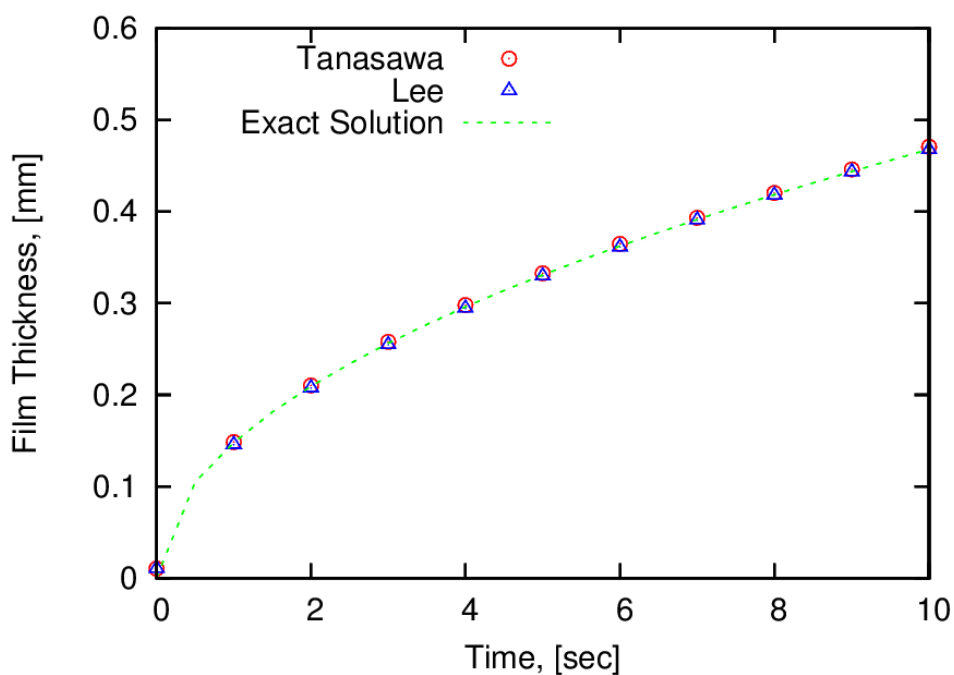
اگر فرض شود که سطح مشترک در حین فرآیند میعان تخت باقی می‌ماند می‌توان این مساله را یک مساله‌ی یک بعدی فرض کرد. همچنین با فرض توزیع خطی دما در فیلم مایع، ضخامت فیلم مایع از رابطه تحلیلی زیر استفاده می‌شود [۱۳۷].

$$\delta_{HF}(t) = \left[2t \left(\frac{k_L}{\rho_L C_{pL}} \right) \left(\frac{1}{2} + \frac{h_{LV}}{C_{pL}(T_{sat} - T_w)} \right) \right]^{1/2} \quad (4-43)$$

در این مساله از پارامترهای فیزیکی آب اشباع در فشار $P_{sat} = 1MPa$ است که در جدول ۴-۲ آمده است استفاده شده است. شبیه‌سازی بر روی شبکه با ۱۲۸، ۲۵۶ و ۵۱۲ سلول صورت گرفته است. در شکل ۴-۱۵ مقایسه‌ی بین تغییرات ضخامت فیلم میعان با زمان از حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناساوا با حل تحلیلی نشان داده شده است.



شکل ۴-۱۴: شماتیک میعان بر روی صفحه‌ی تخت ، $\Delta T_{sub} = 30K$ ، $P_{sat} = 1Mpa$



شکل ۴-۱۵: مقایسه ضخامت فیلم میعان باز حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناساوا با حل تحلیلی برای آب در

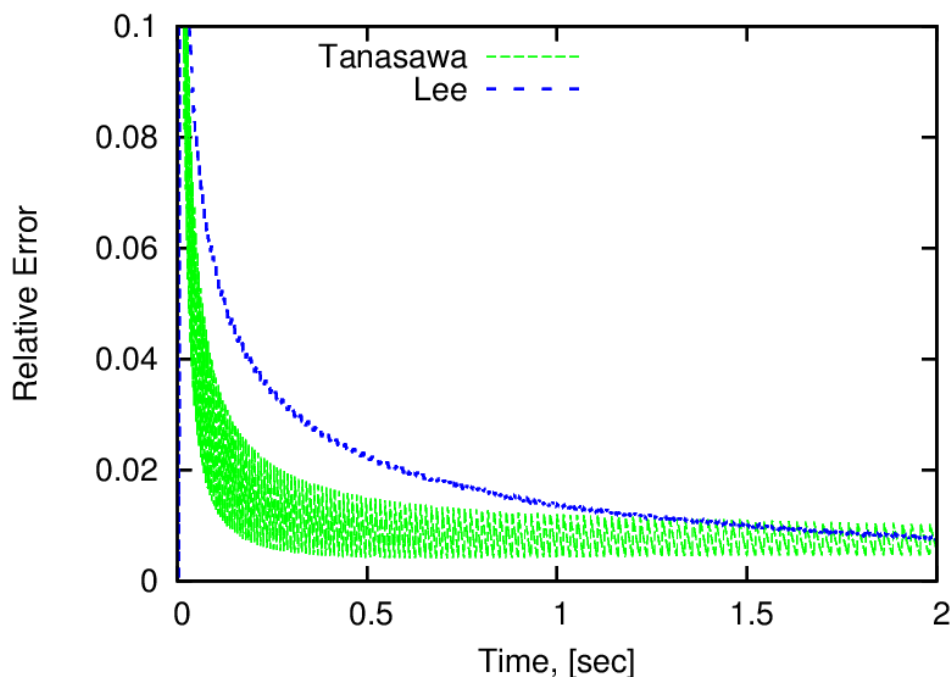
$$P_{sat} = 1Mpa , \Delta T_{sub} = 30K$$

ضخامت فیلم سیال در زمان $t = 10 \text{ s}$ ثانیه و مجموع زمانی خطای عددی این شبیه‌سازی‌ها در جدول ۴-۶ آورده شده است. این مقایسه نشان می‌دهد حل عددی حاضر از هر دو مدل انتقال جرم تاناساوا و لی می‌تواند دقیقاً حل تحلیلی را پیش بینی کنند. خطای نسبی این شبیه‌سازی از رابطه‌ی ۴-۴ محاسبه می‌شود. در ابتدا شبیه‌سازی تعداد سلول‌های شبکه برای لحاظ کردن لایه‌ی بسیار نازک فیلم میعان کافی نیستند. بنابراین همانطور که در شکل ۴-۱۶ نشان داده شده است خطای نسبی در ابتدای شبیه‌سازی خیلی بالا است که با گذشت زمان این خطا کاهش می‌یابد.

$$E_r = \frac{\delta_{num} - \delta_{an}}{\delta_{an}} \quad (4-44)$$

جدول ۴-۶: ضخامت فیلم میعان در زمان $t = 10 \text{ sec}$ و خطای عددی

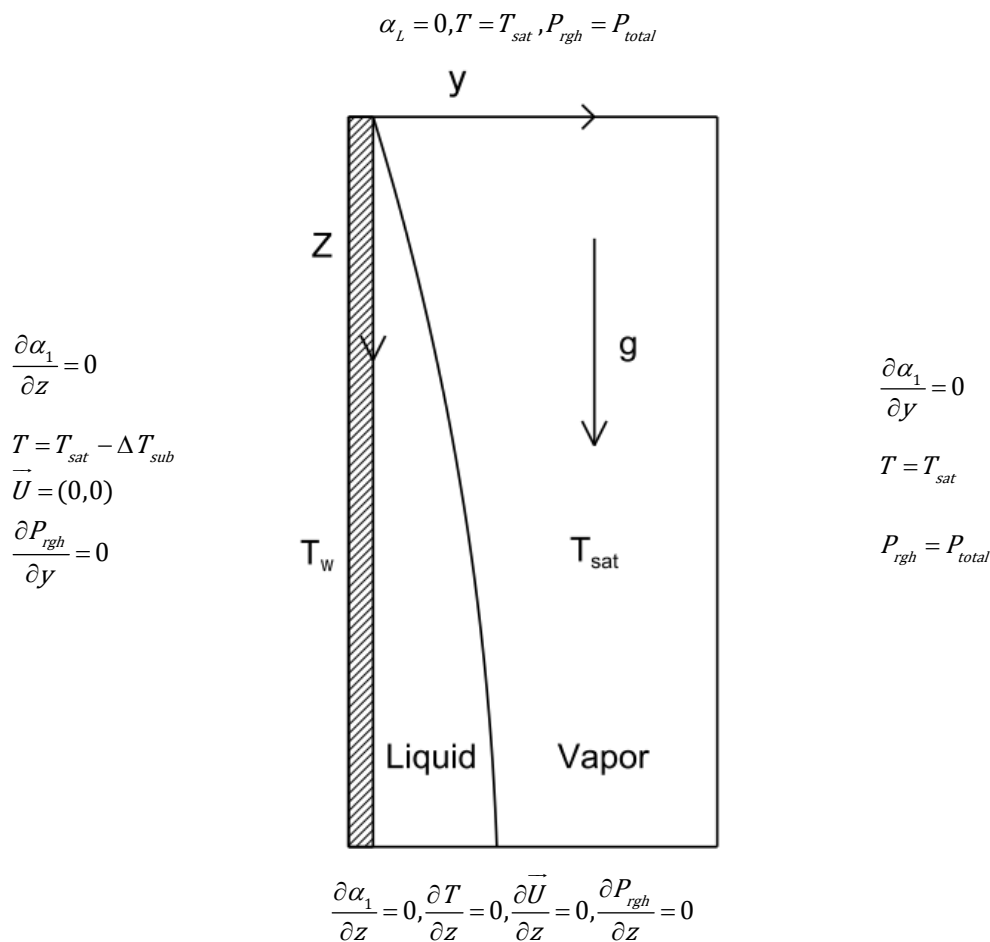
حل عددی حاضر	شبیه‌سازی عددی (تعداد سلول)			حل دقیق
	۱۲۸	۲۵۶	۵۱۲	
مدل لی	۰/۴۶۸۴۵	۰/۴۶۷۲۵۳	۰/۴۶۷۳۶۱	۰/۴۶۷۸۲۹
ضخامت فیلم (mm)				
خطا ($\mu\text{m.s}$)	۱۱/۳	۸/۸۲	۹/۰۹	
مدل تاناساوا	۰/۴۶۹۳۱۴	۰/۴۷۱۷۹۷	۰/۴۷۰۵۱	
ضخامت فیلم (mm)				
خطا ($\mu\text{m.s}$)	۲۸/۱	۲۴/۴	۲۱/۶	



شکل ۴-۱۶: خطای نسبی در شبیه‌سازی فیلم میعان بر روی صفحه‌ی تخت از حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناساوا

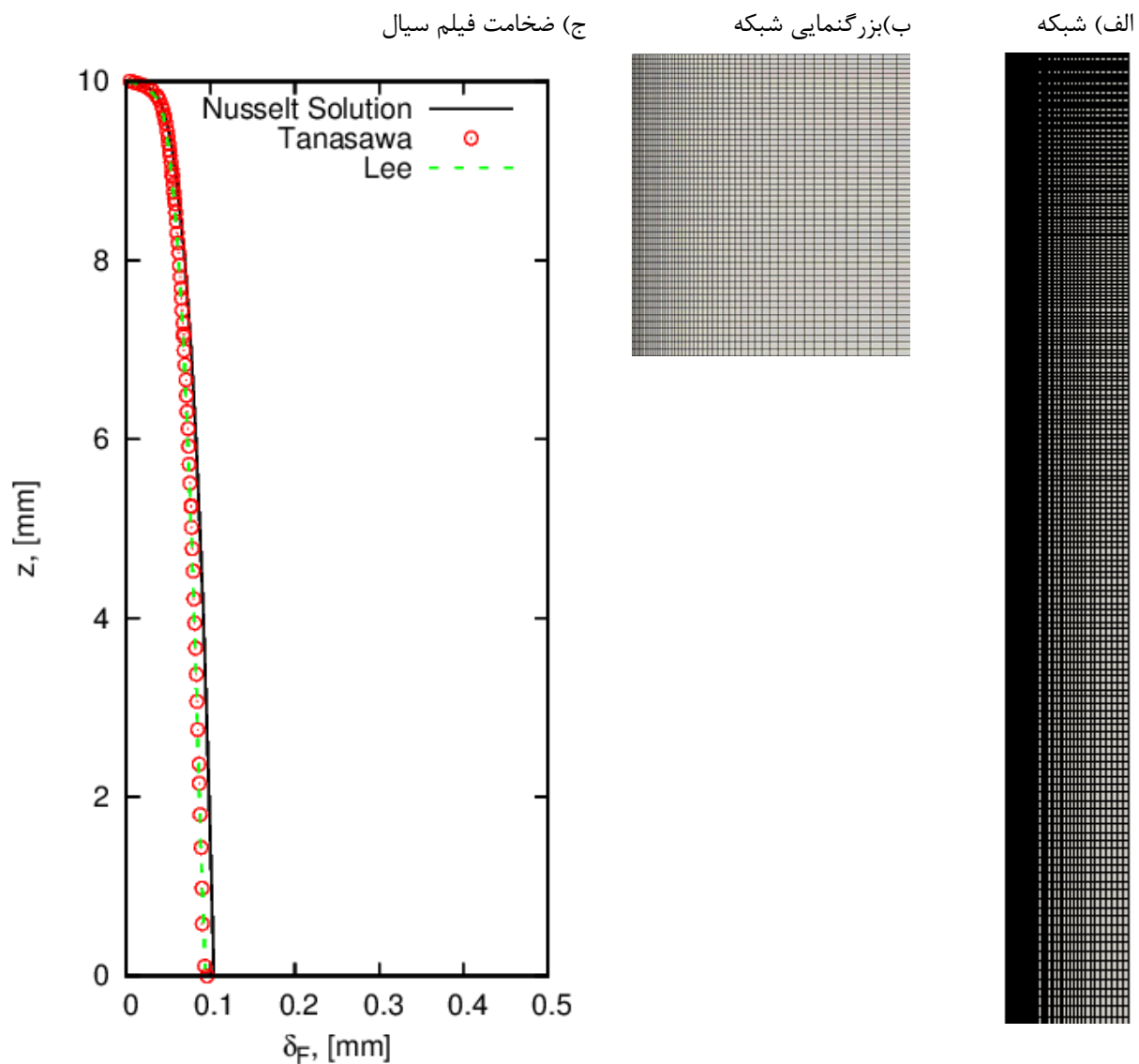
۴-۴-۲-معان بر روی صفحه‌ی قائم

در این بخش، جریان آرام میعان بر روی سطح صاف قائم شبیه‌سازی می‌شود. شماتیک این مساله در شکل ۴-۱۷ نشان داده شده است و پارامترهای فیزیکی برای آب اشباع در فشار $P_{sat} = 21.9 \text{ Mpa}$ است که در جدول ۴-۵ آمده است. ابعاد صفحه $10 \times 5 \text{ mm}^2$ است و از 100×300 سلول برای این مدل‌سازی استفاده شده است. در این شبیه‌سازی از شبکه‌ی غیریکنواخت استفاده می‌شود. سلول‌های کنار دیوار بسیار ریز هستند و هرچه سلول‌ها به جریان آزاد^۱ نزدیک می‌شوند ضخامت سلول‌ها افزایش یافته است، نسبت ضخامت دورترین سلول به دیواره به نزدیک‌ترین سلول کنار دیواره ۱۰ است. نحوه‌ی ایجاد شبکه برای این مساله در شکل ۴-۱۸ نشان داده شده است. بر روی دیواره از شرط مرزی عدم لغزش برای سرعت استفاده شده است. دمای دیواره 20 K از دمای اشباع پایین‌تر است و گرادیان فشار و کسر حجمی بر روی دیواره صفر است. فشار کل در مابقی مرزها فشار اتمسفر است و مقدار سرعت از روی فشار محاسبه می‌شود.



شکل ۴-۱۷: شرایط مرزی و شماتیک جریان آرام فیلم میعان برای آب در $P_{sat} = 21.9 \text{ Mpa}$

¹ Free stream



شکل ۴-۱۸: (الف) شبکه در شبیه سازی فیلم میعان، (ب) بزرگنمایی شبکه (ج) مقایسه بین حل تحلیلی ضخامت فیلم و نتایج عددی

حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناساوا برای آب در $P_{sat} = 21.9 \text{ Mpa}$

نوسلت [۱۳۸] برای این مساله با فرضیات زیر حل تحلیلی ارائه داده است:

- ✓ فیلم میعان آرام و پایا است.
 - ✓ دمای دیوار فروسرد ثابت است.
 - ✓ بخار در حالت اشباع است و ساکن است.
 - ✓ در سطح مشترک جریان برشی صفر است.
 - ✓ اینرسی فیلم مایع ناچیز است.
 - ✓ دمای فیلم سیال بصورت خطی از دیوار فروسرد تغییر می کند.
- ضخامت فیلم سیال در حل تحلیلی از رابطه ی (۴-۴۵) محاسبه می شود:

$$\delta_F = \left[\frac{4\mu_L k_L (T_{sat} - T_w) z}{gh_{LV} \rho_L (\rho_L - \rho_V)} \right]^{1/4} \quad (4-45)$$

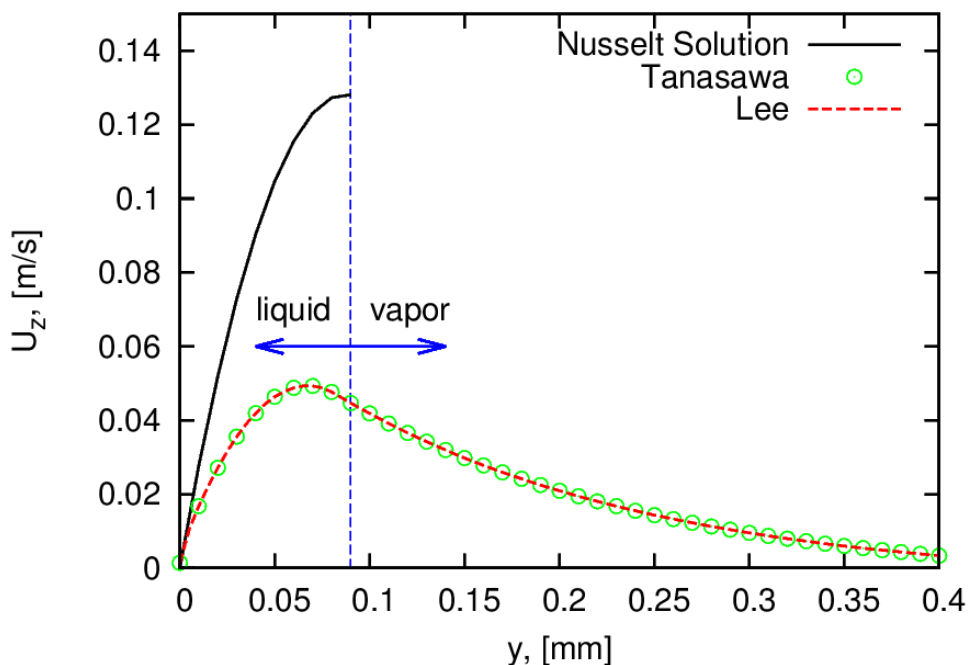
پروفیل سرعت در فیلم میعان از رابطه‌ی (۴-۴۶) محاسبه می‌شود.

$$U(y) = \frac{g(\rho_L - \rho_V)}{\mu_L} \left(\delta y - \frac{1}{2} y^2 \right) \quad (4-46)$$

ضخامت فیلم میعان بر روی صفحه‌ی قائم در شکل‌های ۴-۱۸ نشان داده شده است. حل عددی حاضر از هر دو مدل انتقال جرم لی و تاناساوا نتایج تقریباً یکسانی ارائه می‌کنند. ضخامت فیلم سیال از حل عددی حاضر تطابق قابل قبولی با حل تحلیلی نوسلت (رابطه‌ی ۴-۴۵) دارد.

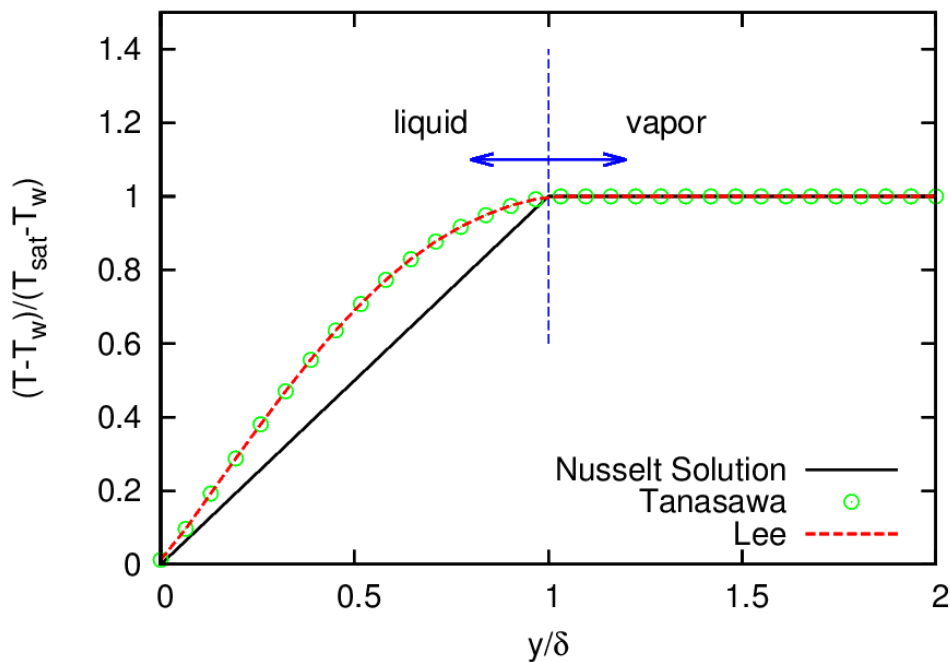
نتایج نشان می‌دهد بین پروفیل سرعت در حل عددی حاضر و حل تحلیلی در شکل ۴-۱۹ اختلاف وجود دارد. این اختلاف از آن ناشی می‌شود که در استخراج حل تحلیلی فرض شده است در سطح مشترک جریان برشی صفر است. همچنین از نیروی اینرسی و ترم‌های جابجایی در معادله‌ی ممتم در این حل تحلیلی صرف‌نظر شده است. این در حالی است که در حل عددی فاز بخار اشباع دارای ویسکوزیته است و نیروی استهلاکی برشی بر روی سطح مشترک صفر نیست. بنابراین ماکزیمم سرعتی که از حل عددی حاضر پیش بینی می‌شود کوچک‌تر از حل تحلیلی است.

علاوه بر این نوسلت در استخراج حل تحلیلی فرض کرده است دما در داخل لایه‌ی فیلم سیال بصورت خطی بین دیوار فرو سرد و سطح مشترک تغییر می‌کند. همانطور که در شکل ۴-۲۰ دیده می‌شود. پروفیل دما در داخل فیلم سیال خطی تغییر نمی‌کند.



شکل ۴-۱۹: مقایسه پروفیل سرعت در فیلم سیال بین نتایج حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناساوا و حل تحلیلی

نوسلت برای آب در $P_{sat} = 21.9 \text{ Mpa}$



شکل ۴-۲: مقایسه‌ی توزیع دمای بی بعد بر حسب طول بی بعد در فیلم سیال از نتایج حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و

$$P_{sat} = 21.9 \text{ Mpa} \text{ در } \text{آب} \text{ در } \text{تanasawa} \text{ با حل تحلیلی}$$

۴-۵- جمع بندی

در این فصل برای شبیه‌سازی جریان دوفازی در فرآیند تغییر فاز جوشش و میعان معادلات حاکم بر جریان و مدل‌های انتقال جرم ارائه شده است. در این محاسبات از روش حجم سیال تابع رنگ برای ردیابی سطح مشترک بین دو فاز بخار و مایع استفاده شده است. ترم کشش سطحی بین دوفاز با روش CSF مدل می‌شود، همچنین جریان‌های پارازیتی ناشی از اعمال کشش سطحی در معادلات ممنتم با استفاده از روش فیلتر کاهش یافته است. برای محاسبه‌ی نرخ انتقال جرم مدل‌های رایج انتقال جرم مورد مطالعه قرار گرفته است و سه مدل انتقال جرم لی، تاناسوا و فوریه پیاده‌سازی شده است. در این مطالعه تغییرات جزئی دمای اشباع با فشار اشباع از طریق رابطه‌ی کلایزیوس-کلایپرون لحاظ گردیده است.

عملکرد حلگر حاضر با چهار مساله‌ی نمونه برای فرآیند تغییر فاز مورد بررسی قرار گرفته است. این بررسی‌ها صحت عملکرد حلگر حاضر در فرآیند جوشش و میعان را نشان می‌دهد. نتایج بدست آمده از حل عددی در این روش عددی با حل‌های تحلیلی مساله‌ی استفان و میعان فیلم بر روی صفحه‌ی تخت افقی یکی است. همچنین در شبیه‌سازی مسائل پیچیده‌تر همچون جوشش فیلم دوبعدی، این روش عددی در قیاس با سایر روش‌های عددی تغییر فاز که در پیشینه‌ی تحقیق به آن اشاره شده است و از روش سطح مشترک دقیق استفاده می‌کنند عملکرد قابل قبولی را ارائه می‌دهد.

همچنین بررسی و مقایسه‌ی مدل‌های انتقال جرم فوریه، تاناسوا و لی با هم‌دیگر نشان می‌دهد مدل انتقال جرم فوریه برای روش سطح مشترک پخشی ارائه شده در این مطالعه مناسب نیست.

فصل ۵ شبیه سازی خیزش حباب اشباع در مایع فروسرد

۵-۱- مقدمه

خیزش حباب اشباع در آب فرو سرد (میعان حباب) از موضوعات حائز اهمیت در مبحث انتقال جرم و حرارت در جوشش مادون سرد است. این پدیده در بسیاری از فرآیندهای صنعتی همچون راکتورهای هسته‌ای رخ می‌دهد. در فرآیند میعان حباب، اندازه، شکل و حجم بخار بطور پیوسته تغییر می‌کند و این تغییرات بر ساختار جریان در اطراف حباب اثر می‌گذارد از این رو به منظور درک بهتر جریان جوشش مادون سرد بررسی و درک مکانیزم حاکم بر میعان تک حباب بخار دارای اهمیت است.

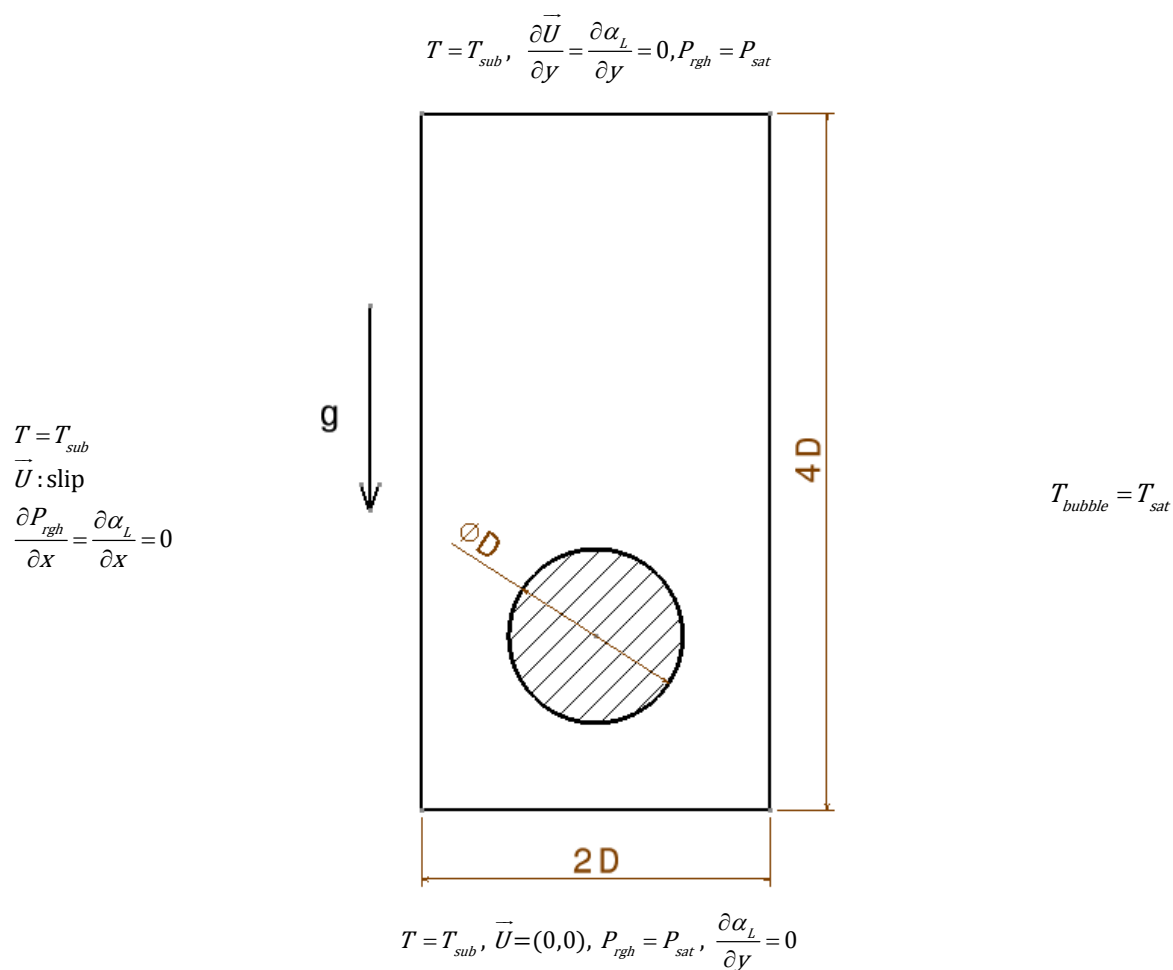
تاکنون بررسی‌ها و مطالعات اکثراً تجربی بر روی رفتار حباب در فرآیند میعان صورت گرفته است [۸۴-۸۷]. رایج ترین روش در بررسی‌های آزمایشگاهی تصویربرداری از فرآیند میعان حباب است. اندازه‌ی سطح، حجم و محتویات بخار از این بررسی‌ها بدست آمده است. سایدمن و هیراچ [۸۶] فرآیند میعان حباب ایزوپنتان در آب مادون سرد را مطالعه کردند. کامی و هیتارا [۸۴، ۸۵] تغییر شکل حباب و عمر آن را مورد بررسی قرار دادند. چن و مینگر [۱۳۹] با بررسی چهار ماده‌ی اتانول، پروپان، R113 و آب به بررسی انتقال حرارت از سطح حباب در مایع فرود سرد پرداختند. هازدا [۱۴۰] به تصویربرداری از دینامیک حباب در فرآیند جوشش مادون سرد در جوشش استخری پرداخت. در مطالعات تجربی، رفتار حباب، تاریخچه‌ی اندازه‌ی حباب، شکل، سرعت و زمان فروپاشی حباب و نیز ضریب انتقال حرارت سطحی در مایع ساکن مورد بررسی قرار گرفته است. این بررسی‌ها نشان می‌دهد زمان فروپاشی حباب و میزان مسافتی که حباب پیش از فروپاشی طی می‌کند با تغییرات فشار و اختلاف دما در مایع ساکن متناسب است. فروپاشی حباب در فرآیند میعان با دو مکانیزم اینرسی و انتقال حرارت کنترل می‌شود. در درجات بالای دمای فرو سرد مکانیزم حاکم اینرسی است و حباب به سرعت فرو می‌پاشد. در دماهای پایین فرآیند میعان از طریق انتقال حرارت کنترل می‌شود. نرخ فروپاشی حباب وابسته به مقاومت حرارتی داخلی و خارجی حباب و اختلاف دمای مابین حباب و مایع مادون سرد است. با این حال عوامل دیگری همچون سیال عامل، شکل حباب، اندازه‌ی حباب، کسر حجمی گازهای میعان ناپذیر و غیره بر روی میعان حباب و زمان فروپاشی آن موثر است. بخاطر زمان کوتاه آزمایش و پیچیدگی پدیده، درک جزییات مکانیزم حاکم بر این پدیده تنها از طریق داده‌های آزمایشگاهی وجود ندارد. بنابراین شبیه‌سازی عددی میعان حباب به عنوان مکمل بررسی‌ها و مطالعات آزمایشگاهی ضروری است. تیان و همکاران [۱۴۱] میعان حباب در آب مادون سرد را با روش شبه ضمنی ذرات متحرک (MPS) در دامنه‌ی متقارن محوری

شبیه سازی کردند. پن و همکاران [۱۴۲] رفتار تک حباب در جوشش مادون سرد را در دو کانال به روش حجم سیال (PLIC-VOF) شبیه سازی کردند. ژنگ [۱۴۳] فرآیند میعان حباب برای سائزهای مختلف حباب و دماهای مختلف فرود سرد با کوپل روش حجم سیال و سطوح هم تراز در دامنه ی سه بعدی مورد بررسی قرار دادند. در این بخش میعان تک حباب و یا چند حباب به روش حجم سیال تابع رنگ در دامنه ی دوبعدی مورد بررسی قرار می گیرد.

۵-۱-۱- هندسه و شرایط مساله

در این بخش خیزش تک حباب در آب ساکن مادون سرد شبیه سازی شده است. برای این شبیه سازی یک دامنه ی محاسباتی دوبعدی به ابعاد $2D_0 \times 4D_0$ در نظر گرفته شده است که D_0 قطر اولیه ی حباب است. در ابتدای شبیه سازی حباب در موقعیت (D_0, D_0) قرار داده شده است. شماتیک این شبیه سازی و شرایط مرزی در شکل ۵-۱ و پارامترهای فیزیکی در جدول ۵-۱ نشان داده شده است.

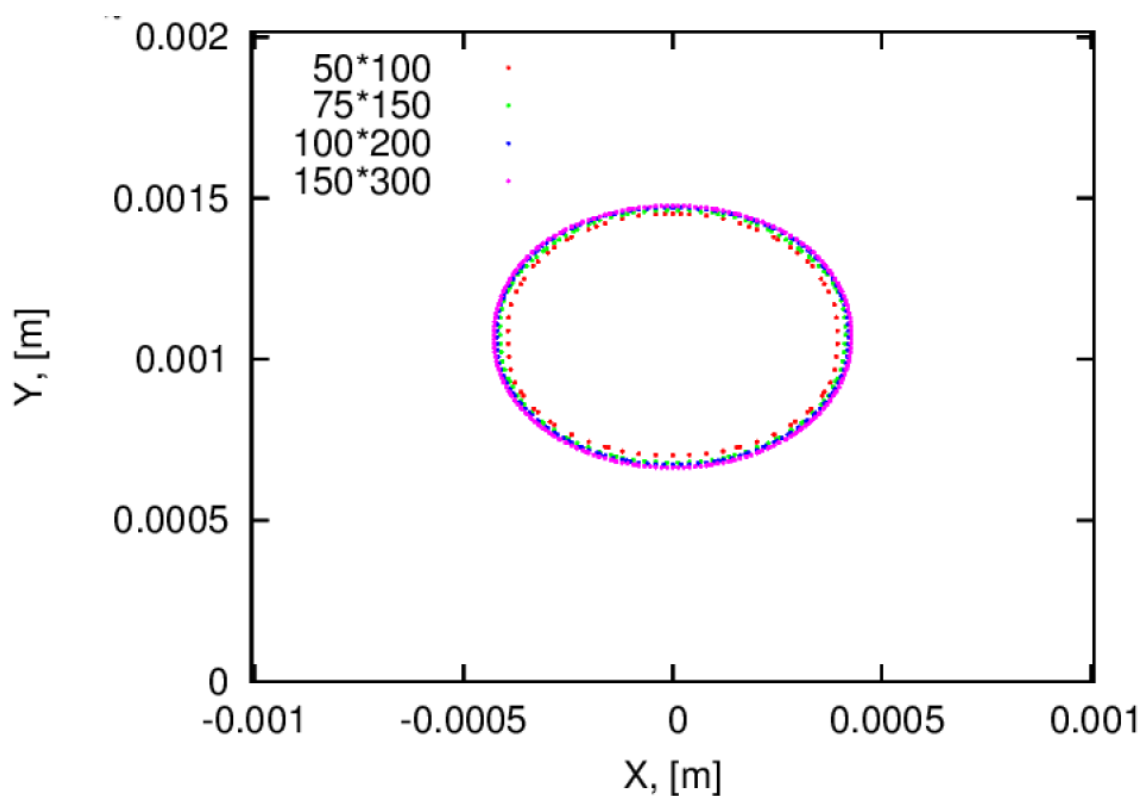
برای بررسی استقلال نتایج از شبکه، شبیه سازی بر روی ۴ شبکه ی 100×50 ، 150×75 ، 200×100 و 300×150 انجام گرفت که بیانگر ۲۵، ۳۷، ۵۰ و ۷۵ سلول در عرض حباب اولیه است. همانطور که در شکل ۵-۲ دیده می شود در دو شبکه ی ریز آخر شکل حباب با تغییر اندازه ی سلول تفاوت چندانی نمی کند. بنابراین شبکه با 100×200 سلول یکنواخت برای این شبیه سازی ها استفاده می شود.



شکل ۵-۱: شرایط اولیه و شرایط مرزی مساله ی میعان حباب اشباع در مایع فرو سرد

جدول ۱-۵: پارامترهای فیزیکی آب اشباع در فشار $P_{sat} = 0.130 \text{ MPa}$

متغیرها	واحد	مایع	بخار
چگالی	kg/m^3	۹۵۳/۱۳	۰/۷۵۴
ویسکوزیته	kg/ms	$۲/۶ \times 10^{-۴}$	$۱/۲۵ \times 10^{-۵}$
گرمای ویژه	J/kgK	$۴/۲۲۴ \times 10^۳$	$۲/۱۱ \times 10^۳$
هدایت حرارتی	W/mK	۰/۶۸۱	۰/۰۲۵۹
گرانش	m/s^2	۹/۸۱	
گرمای نهان	J/kg	$۲۲۳۷/۴۱ \times 10^۳$	
کشش سطحی	N/m	۰/۰۵۷۵۳	

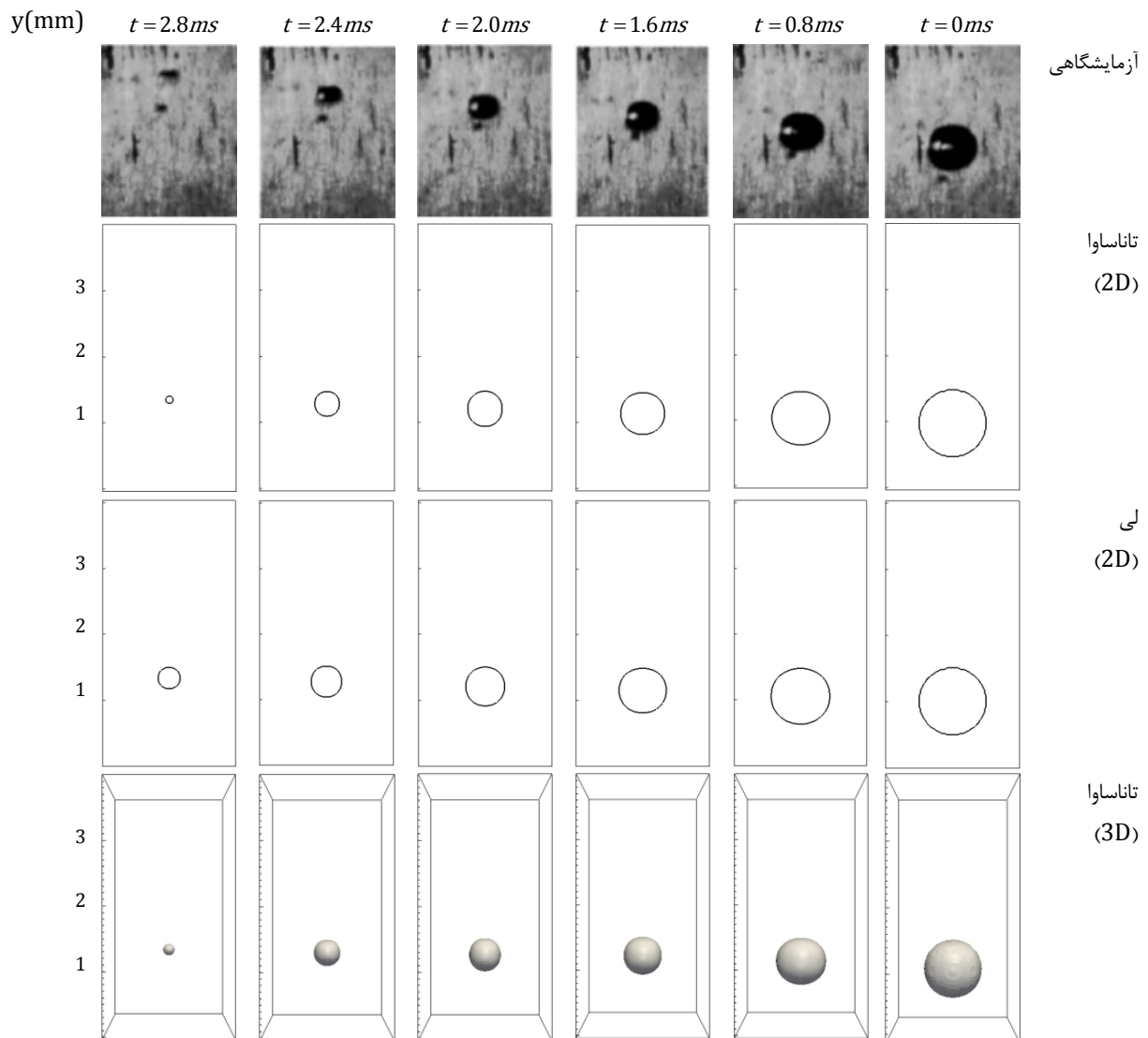


شکل ۲-۵: بررسی استقلال حل عددی از شبکه، شکل حباب بخار در زمان $t=1\text{ms}$ در فشار $P_{sat} = 0.130 \text{ MPa}$ و دمای مادون سرد

$$\Delta T_{sub} = 25 \text{ K}$$

۵-۱-۲-اعتبارسنجی

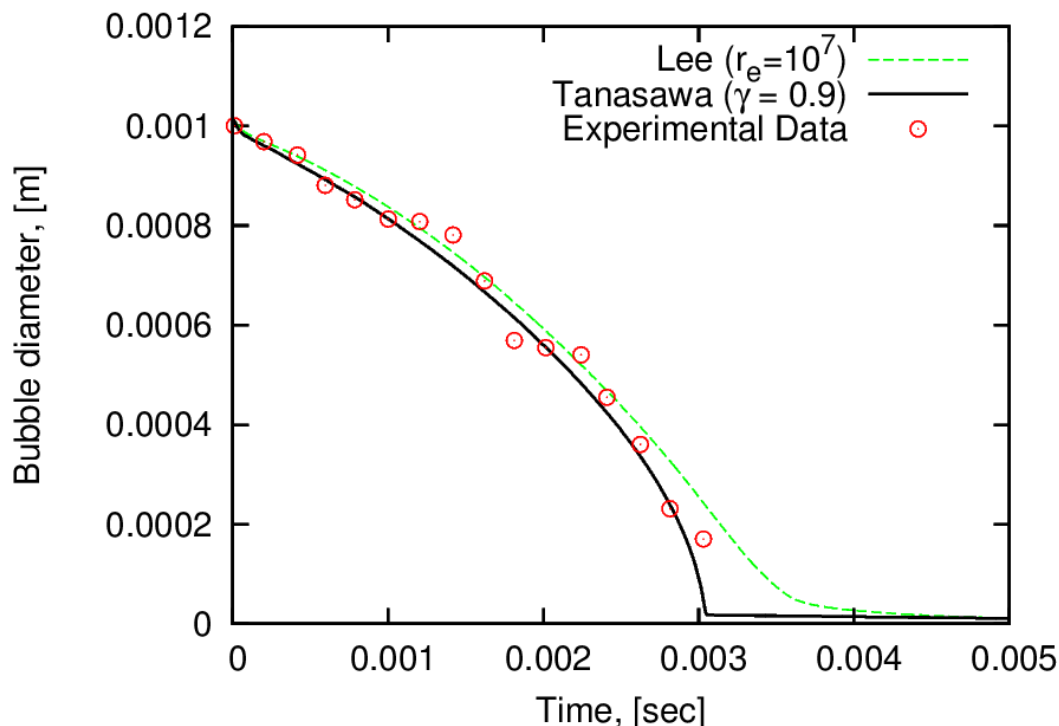
برای اعتبارسنجی نتایج میعان حباب، شکل و تاریخچه قطر حباب از حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم تاناساوا و لی با نتایج آزمایشگاهی [۸۴] برای آب اشباع تحت فشار 0.130 MPa مقایسه شده است. تغییر شکل حباب در شکل ۳-۵ و تاریخچه قطر حباب در شکل ۴-۵ نشان داده شده است. مقایسه‌ی کیفی و کمی نتایج عددی با داده‌های آزمایشگاهی نشان می‌دهد شبیه‌سازی عددی حاضر تطابق خوبی با داده‌های آزمایشگاهی دارد.



شکل ۳-۵: مقایسه بین حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناساوا و داده‌های آزمایشگاهی کامی و

$$\Delta T_{sub} = 25K \text{ و } P_{Sat} = 0.130Mpa, D_0 = 1.008mm, \text{ هیتارا [۸۴]}$$

مقایسه‌ی حل عددی حاضر با نتایج آزمایشگاهی نشان می‌دهد حل عددی حاضر با مدل انتقال جرم تاناساوا با خطای کمتری از مدل انتقال جرم لی، نتایج آزمایشگاهی را شبیه‌سازی می‌کند. بنابراین در ادامه تنها مدل انتقال جرم تاناساوا برای شبیه‌سازی استفاده شده است. همچنین مقایسه‌ی بین نتایج شبیه‌سازی دو بعدی و سه بعدی تاناساوا در شکل ۳-۵ نشان می‌دهد شبیه‌سازی دو بعدی تقریباً تمامی اطلاعات مهم در مورد مکانیزم میعان حباب را نشان می‌دهد.



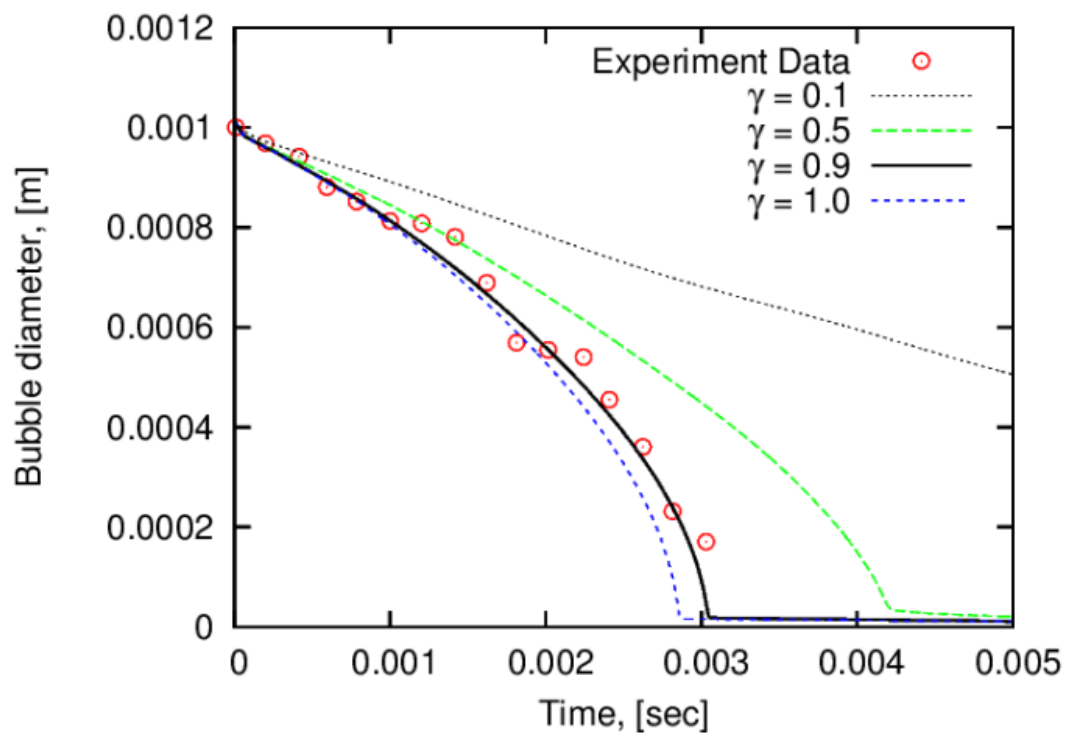
شکل ۴-۵: تاریخچه قطر حباب، مقایسه بین حل عددی حاضر با دو مدل انتقال جرم لی و تاناساوا و داده‌های آزمایشگاهی کامی و

$$\Delta T_{sub} = 25K \text{ و } P_{Sat} = 0.130MPa, D_0 = 1.008mm, [\text{هیتارا} ۸۴]$$

۵-۱-۳- اثر ضریب انتقال جرم در مدل تاناساوا

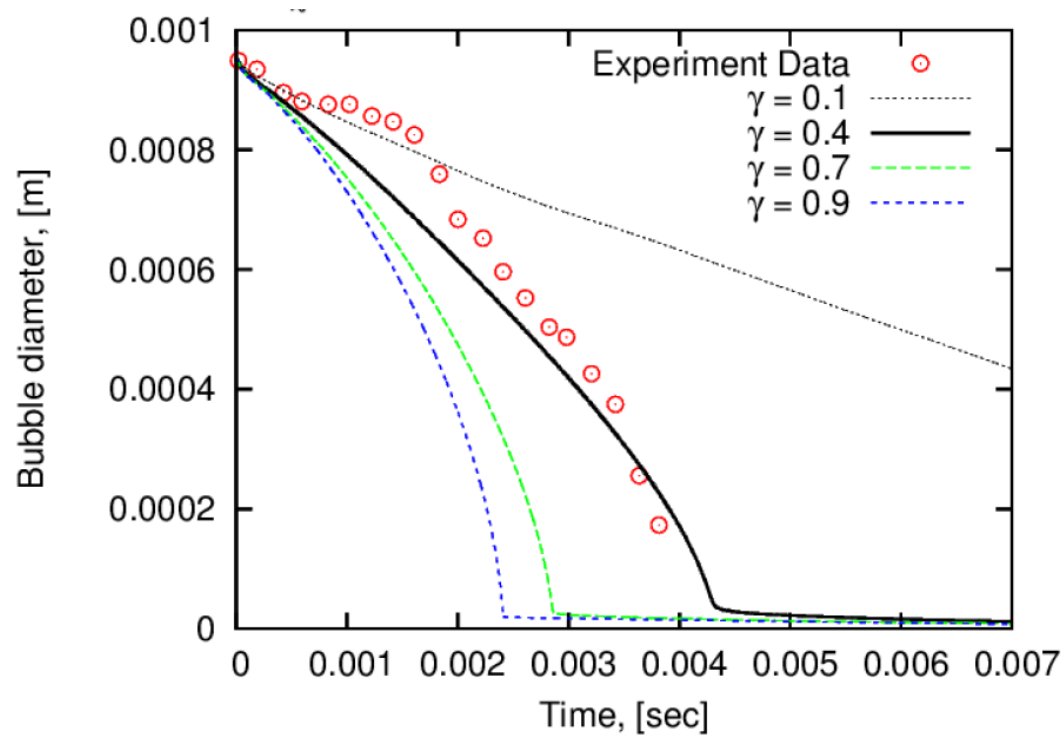
در مدل انتقال جرم تاناساوا، پارامتر γ ضریب انتقال جرم است و مقدار آن معمولاً بین ۱ تا ۰/۱ است. این مقدار باید با توجه به داده‌های آزمایشگاهی تعیین شود. همانطور که در شکل ۵-۵ دیده می‌شود مقدار $\gamma = ۰/۹$ برای این شبیه‌سازی مناسب است. در برخورد مولکول‌های بخار به سطح مشترک دو اتفاق ممکن است روی دهد، درصدی از مولکول‌های بخار پس از برخورد به سطح مشترک به آب تبدیل می‌شوند و درصدی دیگر باز می‌گردند. $\gamma = ۰/۹$ به این معناست که ۹۰٪ از مولکول‌های بخار که به سطح مشترک برخورد می‌کند به مایع تبدیل می‌شود و مابقی برمی‌گردند. نتایج نشان می‌دهد که تاریخچه قطر حباب که از نتایج عددی با مدل انتقال جرم تاناساوا بدست می‌آید شدیداً به ضریب انتقال جرم γ وابسته است. بنابراین در مساله‌ی میعان حباب، استناد به نتایج این مدل عددی در غیاب داده‌های آزمایشگاهی توصیه نمی‌شود.

یکی دیگر از معایب مدل انتقال جرم تاناساوا وابستگی ضریب انتقال جرم (γ) به دما و فشار است. همانطور که در شکل ۵-۶ دیده می‌شود ضریب مناسب انتقال جرم برای میعان بخار در فشار ۰/۱۰۱ Mpa و دمای فروسرد ۱۲/۸ K مقدار ۰/۴ است. زیرا در درجات پایین فروسرد و در فشار پایین‌تر اشباع، درصد کمتری از مولکول‌های بخاری که به سطح مشترک برخورد می‌کنند تبدیل به مایع می‌گردند. از این رو باید مقدار γ در هر شرایط آزمایشگاهی دوباره ارزیابی شود. با این وجود در شبیه‌سازی‌های این فصل که در فشار اشباع ۱۳۰ Mpa صورت گرفته است مقدار γ همان ۰/۹ لحاظ شده است و فرض شده است وابستگی γ به دمای فروسرد ناچیز است.



شکل ۵-۵: تاثیر ضریب (γ) در مدل انتقال جرم تاناساوا بر روی نتایج CFD حاضر. نتایج آزمایشگاهی در $D_0 = 1.008 \text{ mm}$

$$\Delta T_{sub} = 25[K] \text{ و } P_{sat} = 0.130[Mpa]$$



شکل ۵-۶: تاثیر ضریب (γ) در مدل انتقال جرم تاناساوا بر روی نتایج CFD حاضر. نتایج آزمایشگاهی در $D_0 = 0.95 \text{ mm}$

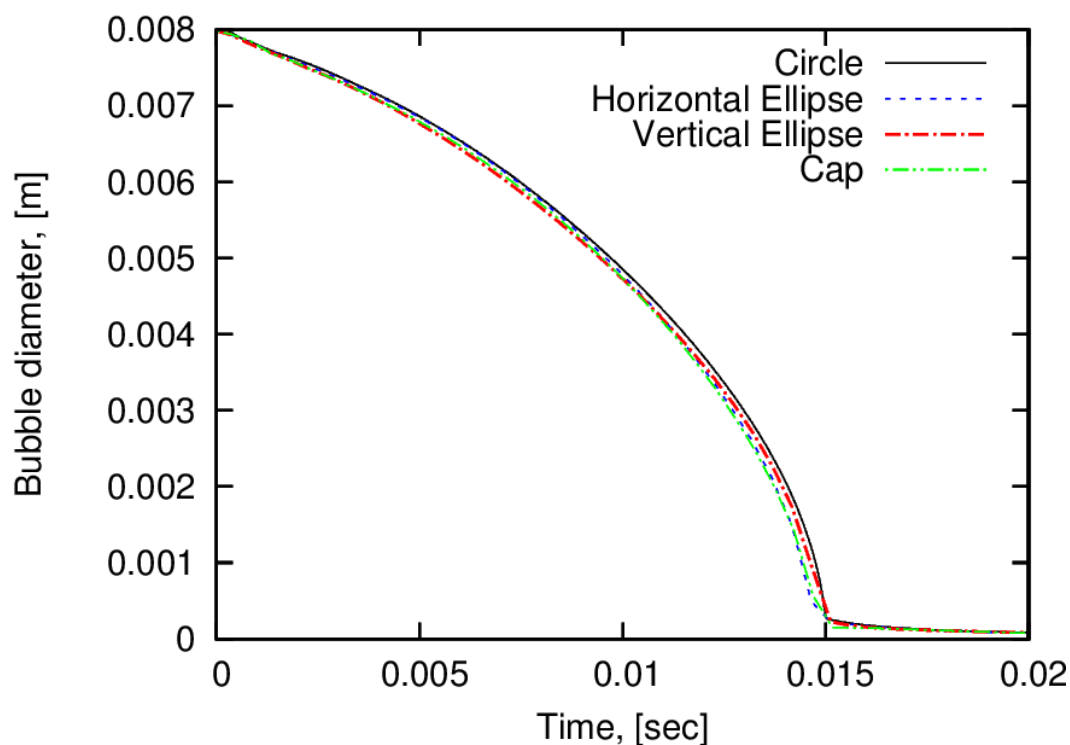
$$\Delta T_{sub} = 12.8[K] \text{ و } P_{sat} = 0.101[Mpa]$$

۵-۱-۴- تاثیر شکل اولیه

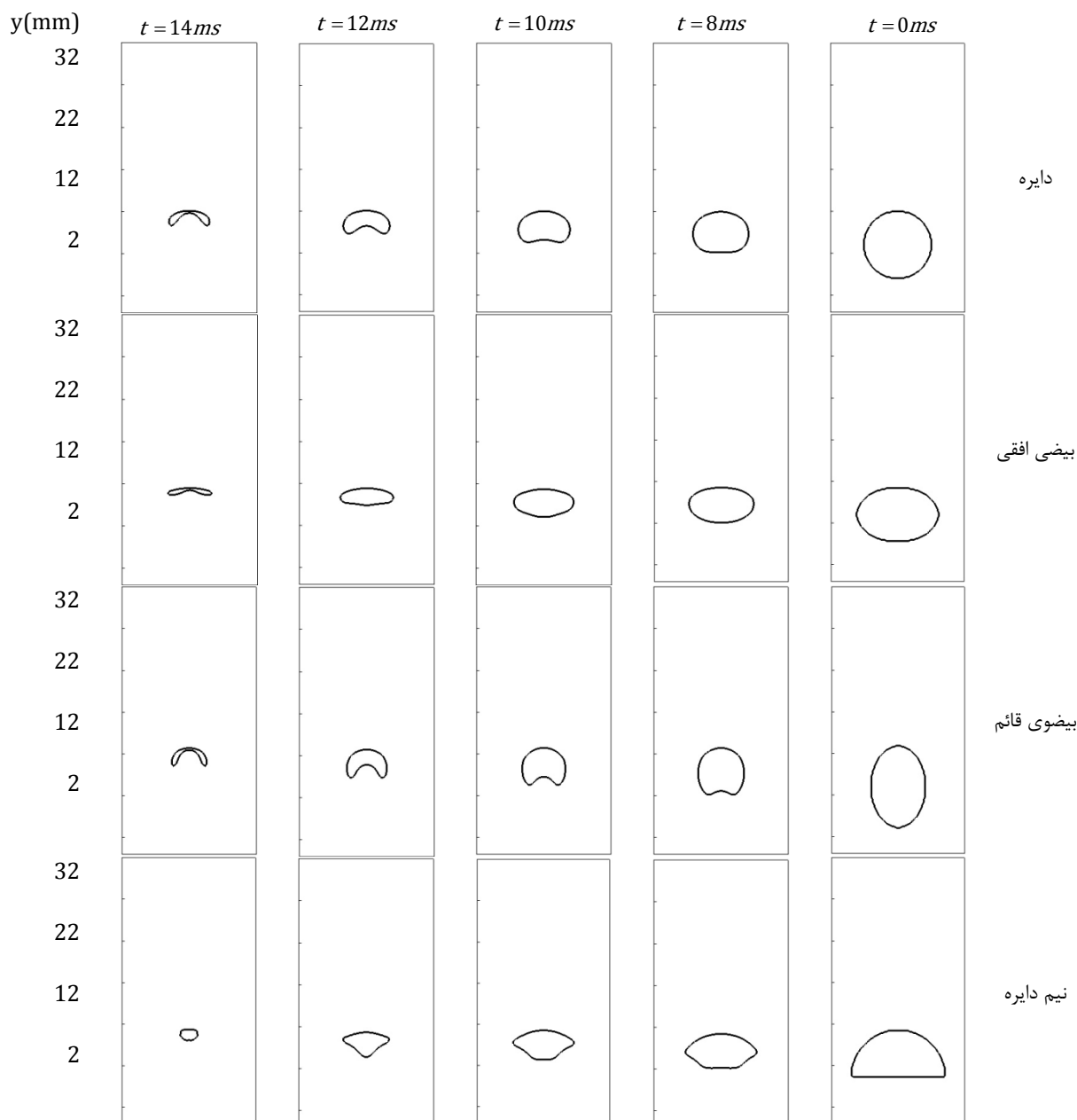
در شبیه‌سازی عددی خیزش حباب معمولاً فرض می‌شود شکل اولیه‌ی حباب کروی (دایره‌ای) است. برای حباب‌های کوچک که کشش سطحی نیروی غالب است و انحراف از شکل کروی بزرگ نیست این فرض چندان اشتباه نیست، اما در حباب‌های بزرگ، انحراف شکل حباب از حالت کروی می‌تواند بزرگ باشد. باید توجه داشت که معمولاً در مطالعات آزمایشگاهی حباب از طریق یک نازل در محیط قرار داده می‌شود و شکل حباب کاملاً کروی نیست. از آنجا که حل گذرا است، شرایط اولیه ممکن است در نتایج عددی موثر باشد و منجر به برداشت‌های اشتباه از نتایج عددی شود. در این بخش حباب با چهار شکل اولیه‌ی دایروی، بیضوی قائم، بیضوی افقی و نیم دایره مورد بررسی قرار گرفته است. قطر معادل حباب در این سری از شبیه‌سازی‌ها ۸ mm است. این چهار حباب حاوی مقدار یکسانی از بخار هستند. شکل بیضوی از رابطه‌ی (۵-۱) تعریف شده است. که برای حباب بیضوی افقی $(m=1, n=1.5)$ و برای حباب بیضوی قائم $(m=1.5, n=1)$ لحاظ شده است.

$$\frac{(x-x_0)^2}{m^2} + \frac{(y-y_0)^2}{n^2} = \frac{D_0^2}{4nm} \quad (5-1)$$

در شکل‌های ۵-۷ و ۵-۸ به ترتیب عمر حباب و تغییر شکل فصل مشترک حباب با زمان نشان داده شده است. نتایج عددی حاضر نشان می‌دهد رفتار حباب و تغییر شکل سطح مشترک حباب وابسته به شکل اولیه‌ی حباب است اما عمر حباب (تاریخچه قطر حباب) وابسته به شکل اولیه حباب نیست و تابع حجم بخار موجود در حباب است.



شکل ۵-۷: تاریخچه قطر حباب، $\Delta T = 25K$ ، $P_{sat} = 0.130Mpa$ ، $D_0 = 8mm$



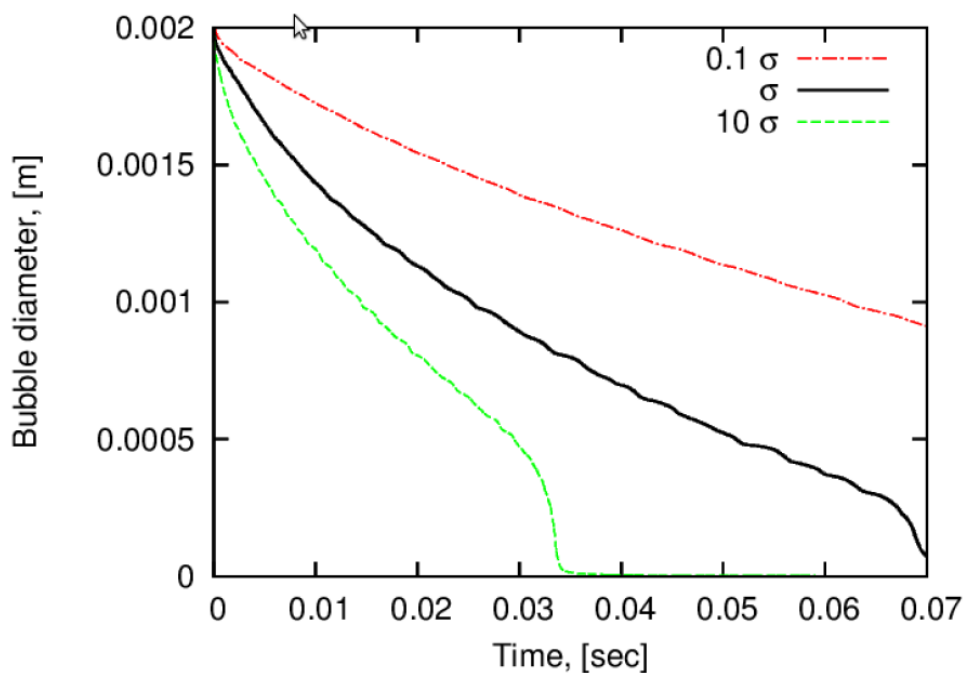
شکل ۵-۸: تغییر شکل حباب با زمان به ازای شکل اولیه‌ی متفاوت حباب، $\Delta T = 25k$, $P_{sat} = 0.130MPa$, $D_0 = 8mm$

۵-۱-۵- جریان پارازیتی

در مطالعه‌ی حاضر کشش سطحی با مدل نیروی سطح پیوسته (CSF) لحاظ شده است، اگرچه با استفاده از فیلترها جریان پارازیتی به میزان قابل توجهی کاهش یافته است اما کاملاً از بین نرفته است. جریان پارازیتی باعث ایجاد گردابه‌هایی در ناحیه‌ی اطراف سطح مشترک می‌شود که انتقال حرارت جابجایی را افزایش می‌دهد و باعث افزایش نرخ انتقال جرم در شبیه‌سازی فرآیند تغییر فاز میعان و جوشش می‌شود. برای درک بهتر اثر جریان پارازیتی بر روی نتایج عددی، میعان حباب دایره‌ای در گرانش صفر شبیه‌سازی شده است. برای حذف اثر فشار ناشی از کشش سطحی بر روی دمای اشباع، در این سری از شبیه‌سازی‌ها دمای اشباع ثابت و مستقل از فشار لحاظ شده است. شبیه‌سازی حاضر برای ۳ کشش سطحی مختلف انجام گرفته است. اندازه‌ی ماکزیمم سرعت در جریان پارازیتی از رابطه‌ی (۲-۵) به کشش سطحی وابسته است [۹۸].

$$U_{s,max} = K \frac{\sigma}{\mu} \quad (5-2)$$

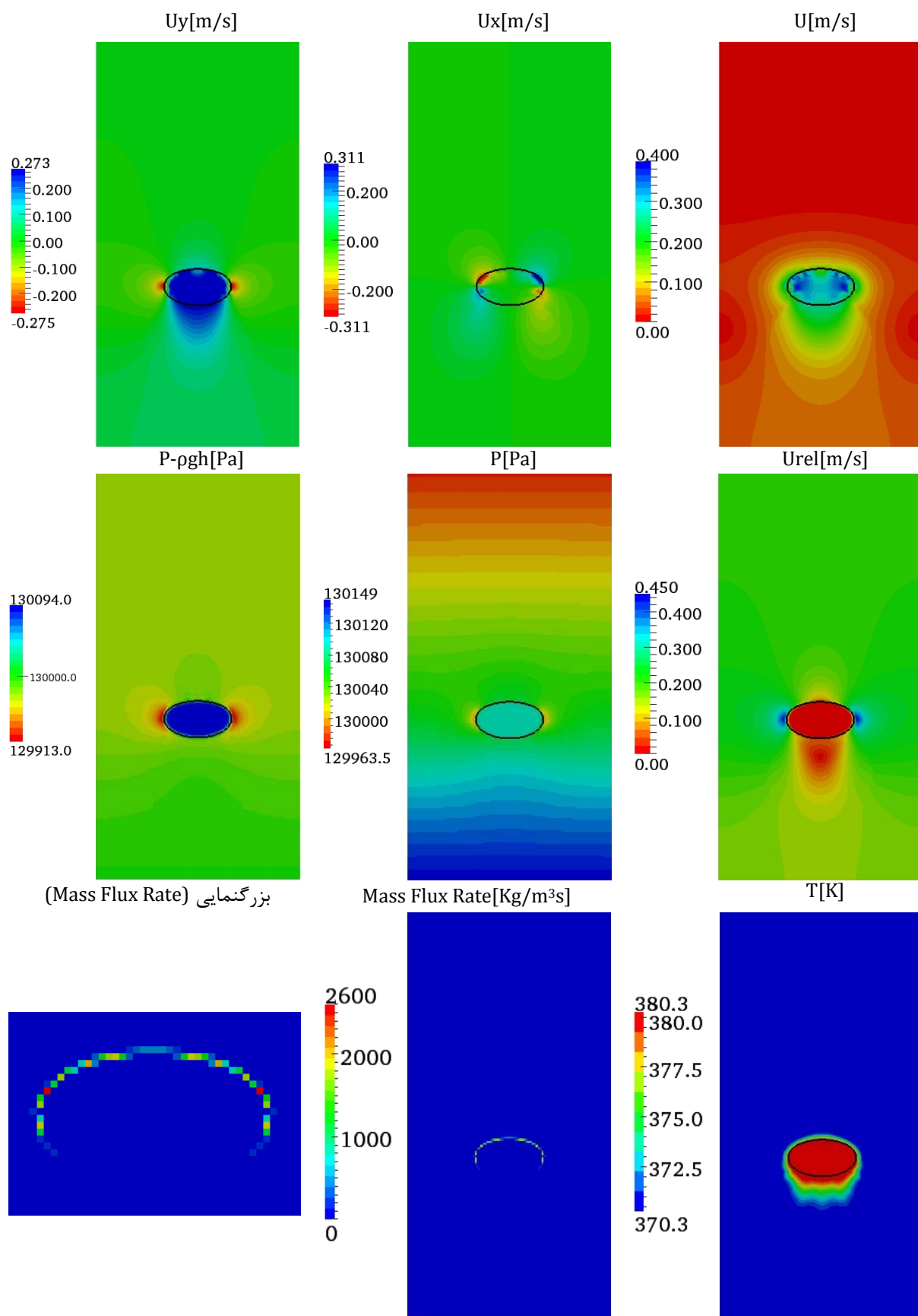
که σ کشش سطحی، μ ویسکوزیته و K یک عدد ثابت است. در حالت گرانش صفر سیال ساکن است. انتقال حرارت از حباب اشباع به مایع مادون سرد از طریق رسانش صورت می‌گیرد و انتقال جرم ناشی از میعان باعث کوچک‌تر شدن اندازه‌ی حباب می‌شود. با حذف اثر فشار بر روی دمای اشباع، تغییر در کشش سطحی نباید بر عمر حباب اثرگذار باشد، اما همانطور که در شکل ۵-۱۰ دیده می‌شود با افزایش کشش سطحی عمر حباب کاهش یافته است. چون با افزایش کشش سطحی همانطور که از رابطه‌ی (۵-۲) مشخص است اندازه‌ی جریان پارازیتی بصورت خطی افزایش می‌یابد بنابراین انتقال حرارت جابجایی اطراف سطح مشترک بیشتر می‌شود که این امر باعث افزایش انتقال جرم و کوتاه‌تر شدن عمر حباب شده است. این مثال اثر مهم جریان پارازیتی در فرآیند تغییر فاز را نشان می‌دهد. بررسی تقریباً تمامی مطالعات عددی انجام گرفته در این زمینه در پیشینه‌ی تحقیق نشان می‌دهد که محققان اثر جریان پارازیتی بر روی نتایج تغییر فاز را متأسفانه نادیده گرفته‌اند. در مطالعه‌ی حاضر همانطور که پیشتر در فصل دو اشاره شد، برای کاهش جریان پارازیتی دو روش فیلتر و کوپل حجم سیال با روش سطوح هم‌تراز ارائه شده است. با استفاده از فیلتر در حلگر حاضر اندازه‌ی جریان پارازیتی تا یک مقیاس کاهش می‌یابد، اما کاملاً از بین نمی‌رود.



شکل ۵-۹: اثر جریان پارازیتی بر عمر حباب، $\sigma = 0.05753 \text{ N/m}$

۵-۱-۶- مکانیزم حاکم بر میعان حباب

برای درک بهتر مکانیزم میعان حباب بخار اشباع در مایع مادون سرد، کانتورهای سرعت، فشار، دما و انتقال جرم در شکل ۵-۱۰ رسم شده است.



شکل ۵-۱۰: کانتورهای سرعت، سرعت نسبی، فشار، دما و انتقال جرم برای فرآیند میعان $P_{sat} = 0.130 \text{ Mpa}$, $\Delta T = 10 \text{ K}$

$D = 4 \text{ mm}$

بررسی شکل ۵-۱۰ نشان می‌دهد که حضور حباب داخل سیستم دوفازی، سبب تغییر در میدان فشار می‌شود. بر اثر ترم هیدرواستاتیک فشار (ρgh) با افزایش ارتفاع ستون آب، فشار افزایش یافته است. با حذف اثر هیدرواستاتیکی مشخص می‌شود در یک ارتفاع مشخص، به دلیل اثر کشش سطحی، فشار داخل حباب از فشار محیط اطراف بیشتر است. فشار در لبه‌ی پشتی بیشتر از لبه‌ی جلویی است و این امر باعث خیزش حباب تحت اثر نیروی شناوری می‌گردد. بنابراین بردار سرعت در داخل حباب از پایین به سمت بالا است.

در فرآیند میعان حباب در مایع فروسرد، نرخ انتقال جرم در لبه‌ی جلویی حباب بیشتر است. زیرا در لبه‌ی پشتی حباب لایه‌ی مرزی حرارتی تشکیل می‌شود. بنابراین گرادیان دما در جلوی حباب خیلی بزرگتر از لبه‌ی پشتی است و انتقال جرم بیشتری از لبه‌ی جلویی حباب صورت می‌گیرد. هم چنین در کناره‌های لبه‌ی جلویی حباب، سرعت نسبی (سرعت حباب نسبت به مایع اطراف) بیشتر است که سبب افزایش انتقال حرارت جابجایی و افزایش شار جرمی می‌شود. سرعت نسبی بصورت زیر تعریف می‌شود.

$$\vec{U}_{rel} = \vec{U} - \vec{U}_b \quad (۵-۳)$$

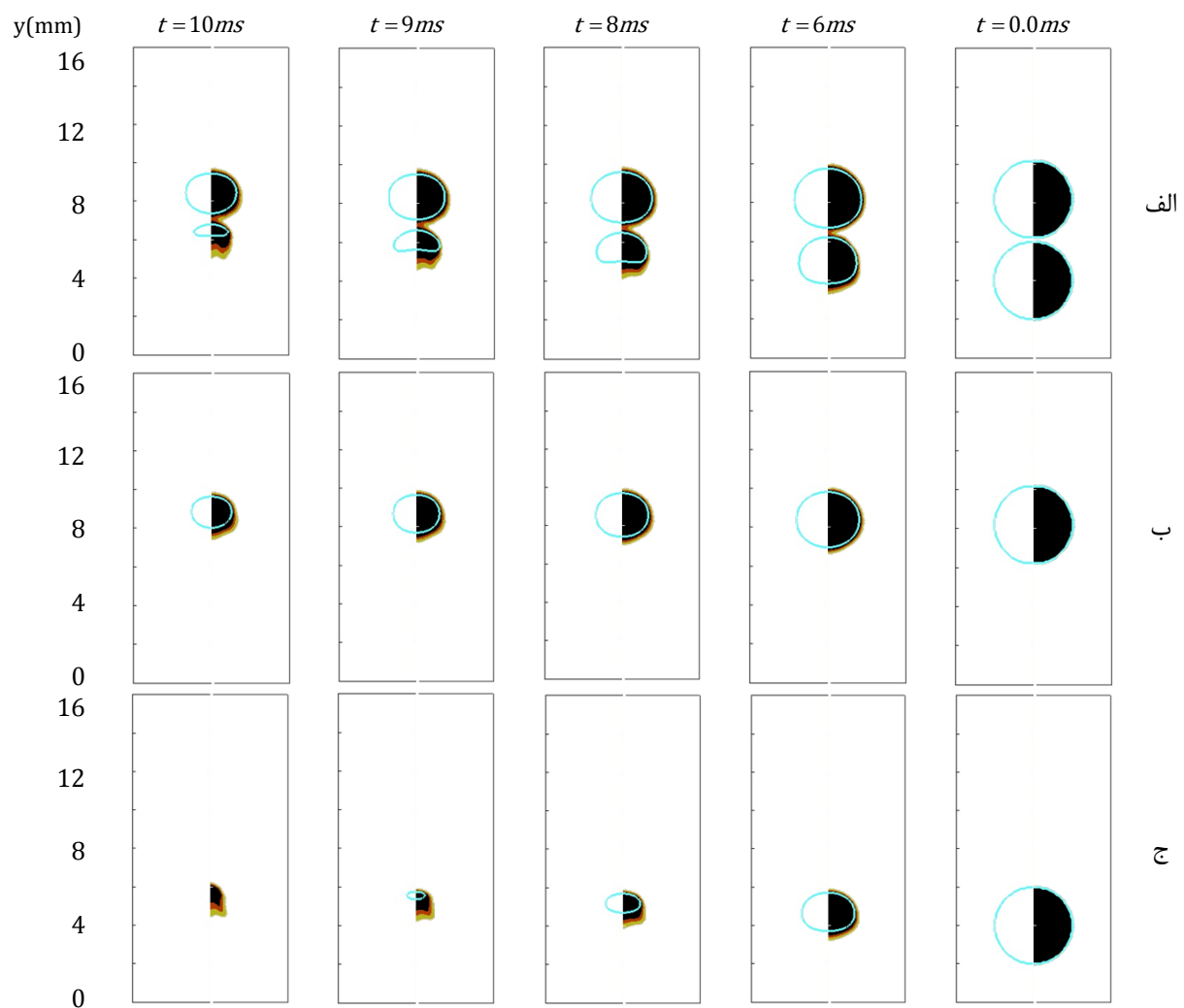
که \vec{U}_b سرعت حباب است که از تغییرات مرکز جرم حباب در زمان محاسبه می‌شود. جهت سرعت نسبی در جلوی حباب به سمت پایین است و در کناره‌های جانبی حباب، سرعت نسبی به مقدار بیشینه خود می‌رسد که این به معنای انتقال حرارت بیشتر و شار جرمی بیشتر هنگام میعان است. در لبه‌ی پشتی حباب سرعت نسبی به سمت بالا است. لایه‌ی نازک حرارتی در پشت حباب شکل گرفته است که سبب گرادیان دمایی کوچکتر در لبه‌ی پشتی حباب می‌شود.

در ادامه برای درک بهتر اثر مکانیزم میعان حباب، اثر میعان همزمان دو حباب بر روی تک تک حباب در شکل ۵-۱۱ مورد بررسی قرار گرفته است. در این شکل سه شبیه‌سازی انجام گرفته است. در شبیه‌سازی اول (حالت الف) دو حباب در فاصله D_0 از هم‌دیگر در میدان محاسباتی قرار داده شده است. سپس در شبیه‌سازی‌های بعدی (دو حالت ب و ج) هر یک از این دو حباب جداگانه مورد بررسی قرار می‌گیرند.

از آنجایی که فشار ترمودینامیکی با افزایش ستون حباب افزایش می‌یابد. دمای محلی اشباع ($T_{sat}(p)$) در حبابی که در موقعیت پایین‌تری قرار دارد بالاتر است. از این‌رو همانطور که از مقایسه دو حالت ب و ج در شکل ۵-۱۱ فهمیده می‌شود، حباب پایینی نرخ انتقال جرم بالاتری را تجربه می‌کند و سریعتر فرو می‌پاشد. مقایسه‌ی دو حالت الف و ج نشان می‌دهد هنگامی که حباب‌ها پشت سر هم حرکت می‌کنند، حباب پایین‌تر در لایه‌ی مرزی حرارتی حباب بالایی قرار می‌گیرد، بنابراین گرادیان دمایی و انتقال حرارت جابجایی کمتری را تجربه می‌کند در نتیجه انتقال جرم کمتری روی می‌دهد و طول عمر آن نسبت به حالت خیزش تکی افزایش می‌یابد.

از پارامترهای مهم در فرآیند خیزش حباب در مایع مادون سرد، طول عمر حباب پیش از فروپاشی است. عمر حباب به عوامل مختلفی چون اندازه حباب، دمای فرود سرد و نسبت چگالی بستگی دارد. حباب با اندازه‌های ۲، ۴، ۸ و ۱۶ میلی‌متر در دماهای مادون سرد ۱۰، ۲۰، ۵۰، ۷۰ و ۱۰۰ کلون مورد آزمایش قرار گرفت. شکل ۵-۱۲ نشان می‌دهد، در یک قطر مشخص با افزایش دمای مادون سرد، عمر حباب کاهش می‌یابد، همچنین در دمای مادون سرد ثابت با افزایش اندازه‌ی حباب، عمر

حباب افزایش می‌یابد، این شکل نشان می‌دهد، در دمای مادون سرد ثابت رابطه‌ی تقریباً خطی بین عمر حباب و اندازه‌ی حباب وجود دارد.

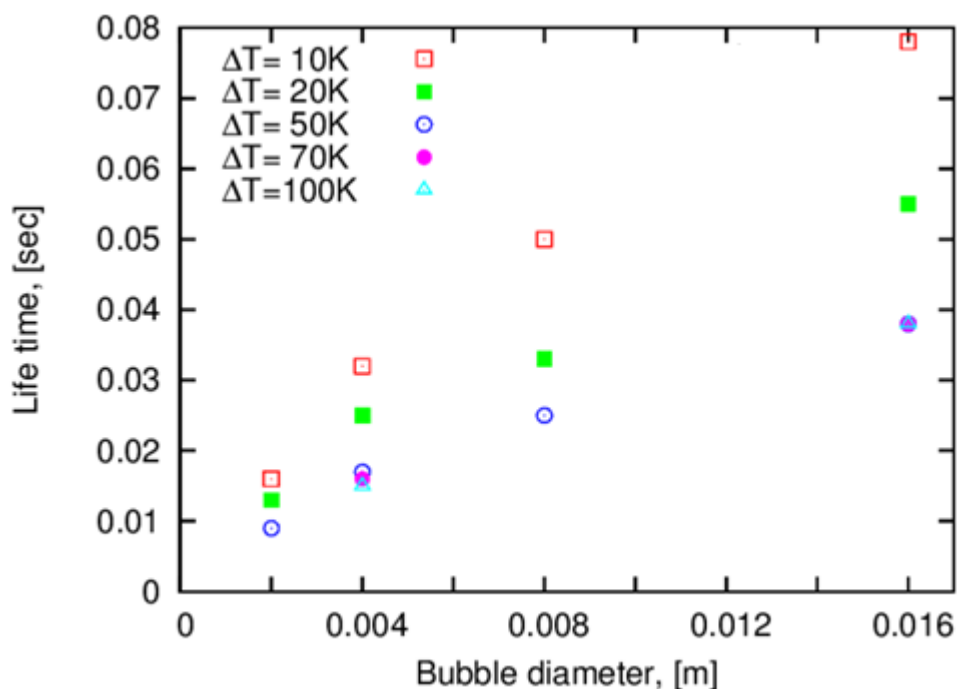


شکل ۵-۱۱: معیان حباب در فشار $P_{sat} = 0.130 \text{ MPa}$ و $\Delta T = 20 \text{ K}$ و $D = 4 \text{ mm}$

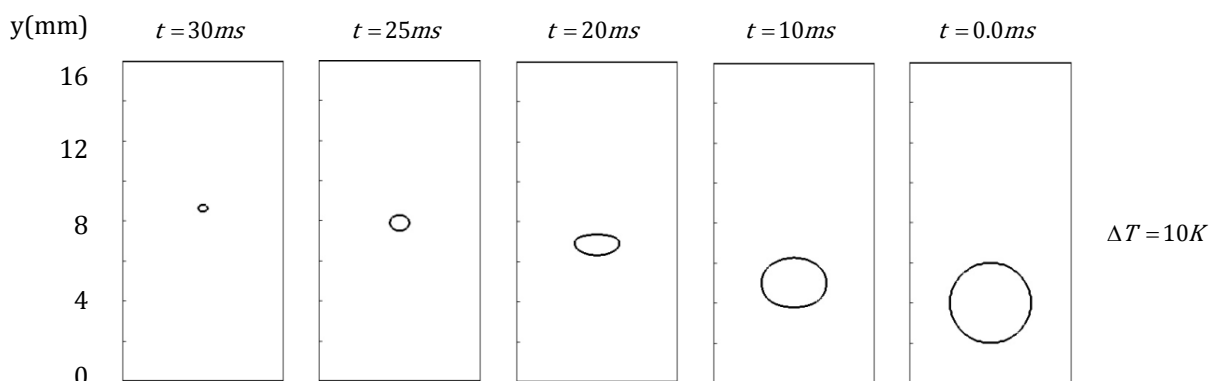
در شکل ۵-۱۳ خیزش حباب بخار با قطر ۴ mm به ازای دماهای فرو سرد (۲۰، ۱۰ و ۵۰ کلوین) شبیه‌سازی شده است. نتایج نشان می‌دهد با افزایش دمای فرو سرد، حباب در زمان کوتاه‌تری فرو می‌پاشد. بررسی مسافتی که حباب پیش از فروپاشی طی می‌کند نشان می‌دهد در دماهای فرو سرد پایین حباب مسافت بیشتری را پیش از فروپاشی طی می‌کند، اما افزایش دمای مادون سرد، سرعت خیزش حباب را بیشتر می‌کند. بنابراین همانطور که در شکل ۵-۱۴ نشان داده شده است در یک بازه‌ی زمانی یکسان، حباب بخار در سیال با دمای مادون سرد بالاتر مسافت بیشتری را طی می‌کند.

عمر حباب برای دو قطر ۴ mm و ۱۶ بر حسب دمای مادون سرد در در شکل ۵-۱۵ نشان داده شده است. دو منحنی از روی نقاط شبیه‌سازی گذرانده شده است. همانطور که دیده می‌شود رابطه‌ی غیر خطی بین کاهش عمر حباب و افزایش دمای فرو سرد وجود دارد. در دماهای پایین فرو سرد با افزایش اندک دمای فرو سرد عمر حباب شدیداً تغییر می‌کند، اما در درجات بالاتر فرو سرد، با افزایش زیاد دمای فرو سرد عمر حباب تغییر چندانی نمی‌کند. ژنگ و همکاران [۱۴۳] این رفتار غیر خطی را

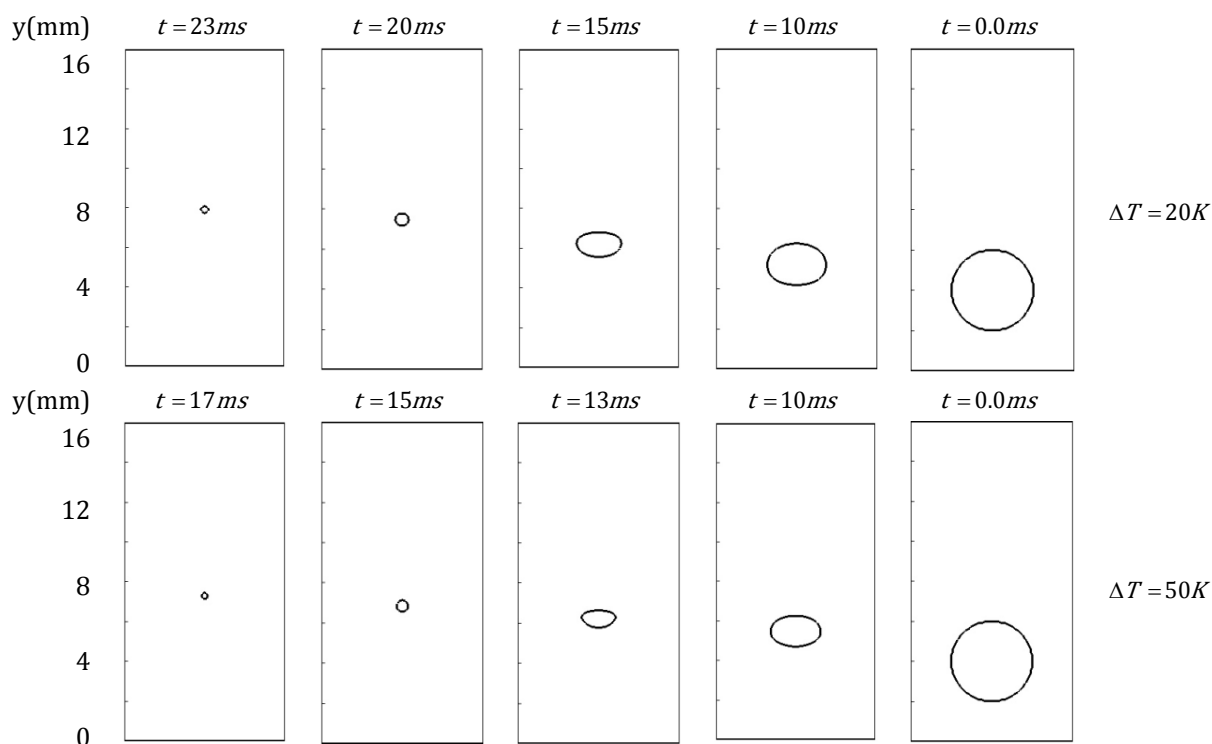
ناشی از تغییر پارامترهای ترموفیزیکی با دما می‌دانند. توجیه‌ای که با رفتار فیزیکی هماهنگ نیست زیرا حتی در شبیه‌سازی حاضر که تمامی محاسبات با پارامترهای فیزیکی همچون هدایت حرارتی و گرمای ویژه ثابت برای آب در فشار ۰/۱۳ Mpa در نظر گرفته شده است، این رفتار دیده می‌شود. دلیل این رفتار غیرخطی در واقع ناشی از مقیاس زمانی حاکم بر فرآیند میعان است. در واقع میزان کل حرارتی که در یک زمان مشخص از طریق راه‌های انتقال حرارت مثلاً رسانش و جابجایی منتقل می‌شود محدود است. در درجات پایین دمای فروسرد، افزایش دمای فروسرد منجر به افزایش انتقال حرارت و در نتیجه افزایش شار جرمی از سطح مشترک می‌شود اما در درجات فرو سرد بالا، افزایش دمای فروسرد تاثیری بر نرخ انتقال حرارت از سطح مشترک ندارد. نتایج عددی حاضر با رابطه‌ی نیمه تجربی ساده‌ف [۸۷] سازگار است.



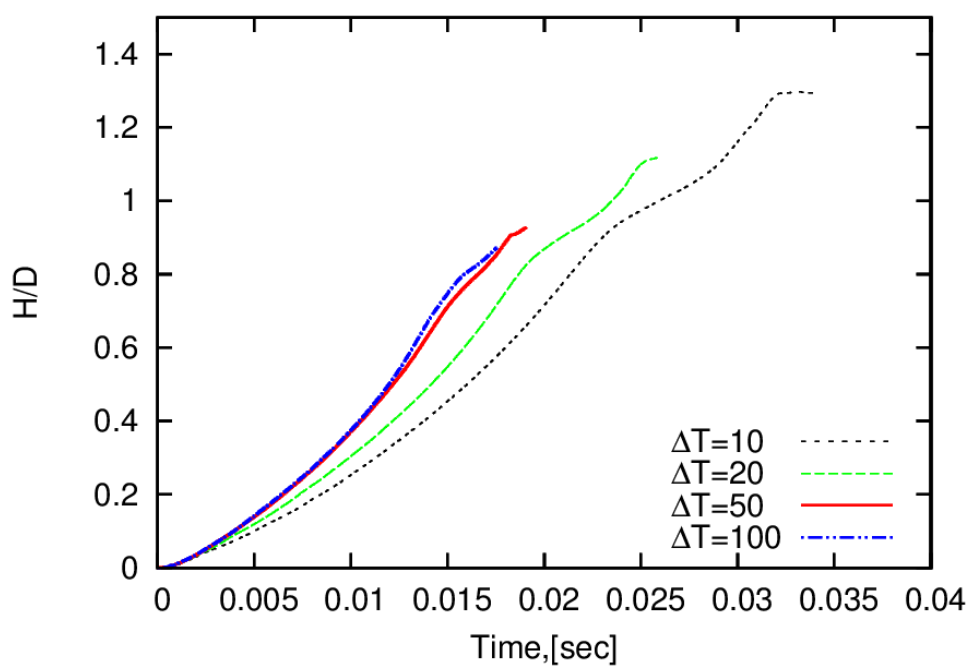
شکل ۵-۱۲: عمر حباب به ازای اندازه‌ی حباب در فشار $P_{Sat} = 0.130 \text{ Mpa}$



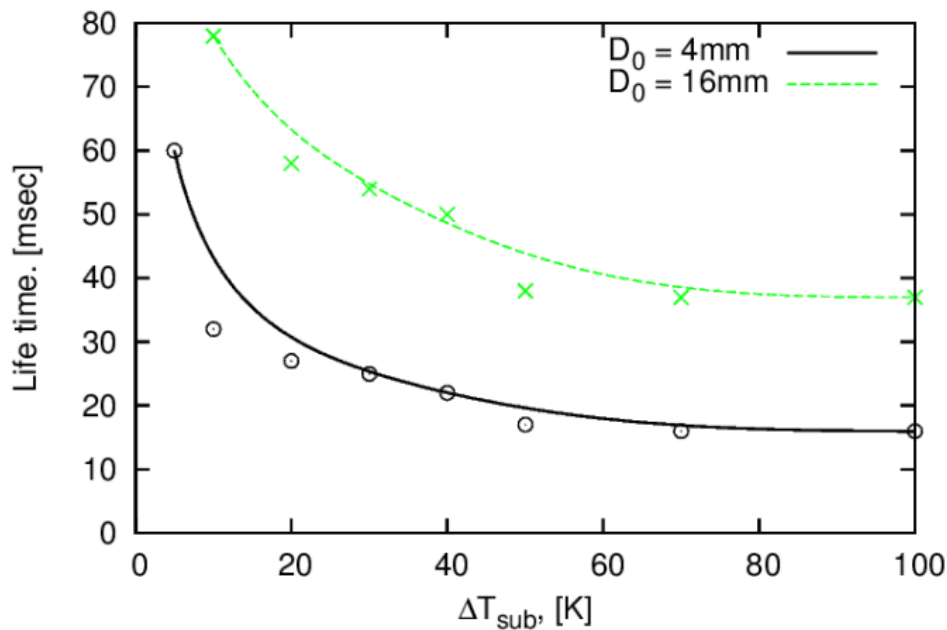
شکل ۵-۱۳: خیزش حباب در فرآیند میعان $P_{sat} = 0.130 \text{ MPa}$, $D_0 = 4 \text{ mm}$



ادامه شکل ۵-۱۳: خیزش حباب در فرآیند میعان $P_{sat} = 0.130 MPa$, $D_0 = 4 mm$



شکل ۵-۱۴: مرکز جرم حباب در خیزش حباب بخار با قطر ۴ mm در دماهای متفاوت مادون سرد سیال



شکل ۵-۱۵ عمر حباب به ازای دمای مادون سرد برای دو قطر ۴ و ۱۶ ، دو علامت × و ○ بیانگر نقاطی هستند که شبیه سازی در آن صورت گرفته است و خطوط منحنی برازش هستند.

۵-۲- جمع بندی

در این بخش خیزش حباب بخار در مایع فروسرد شبیه سازی شده است. نتایج شبیه سازی حاضر با نتایج آزمایشگاهی مقایسه و مورد اعتبارسنجی قرار گرفته است. این سری از شبیه سازی ها اطلاعات ارزشمندی در مورد مکانیزم میعان حباب و شبیه سازی این پدیده فراهم کرده است که در ادامه به آنها اشاره شده است.

۱- مهم ترین مانع عددی در شبیه سازی میعان حباب، جریان پارازیتی اطراف سطح مشترک است که باعث افزایش انتقال حرارت جابجایی نزدیک سطح مشترک و افزایش انتقال جرم می شود.

۲- استفاده از مدل انتقال جرم تاناسوا برای شبیه سازی میعان باید در کنار داده های آزمایشگاهی باشد. نتایج عددی در این روش به ضریب انتقال جرم γ بسیار حساس است.

۳- عمر حباب رابطه ی خطی با اندازه ی حباب دارد اما به شکل اولیه ی حباب وابسته نیست. رابطه ی غیرخطی بین دمای فروسرد و عمر حباب وجود دارد.

۴- در میعان حباب بخار در مایع فروسرد، نرخ انتقال جرم در لبه های جانبی جلویی حباب بیشتر از لبه ی پشتی حباب است.

۵- در حرکت دسته جمعی حباب، حباب های پایینی به دلیل قرار گرفتن در لایه ی مرزی حرارتی حباب بالایی دیرتر از بین می رود.

۶- افزایش دمای مادون سرد سیال، باعث افزایش سرعت خیزش حباب بخار می‌گردد.

فصل ۶ شبیه سازی خیزش حباب فراگرم در مایع اشباع

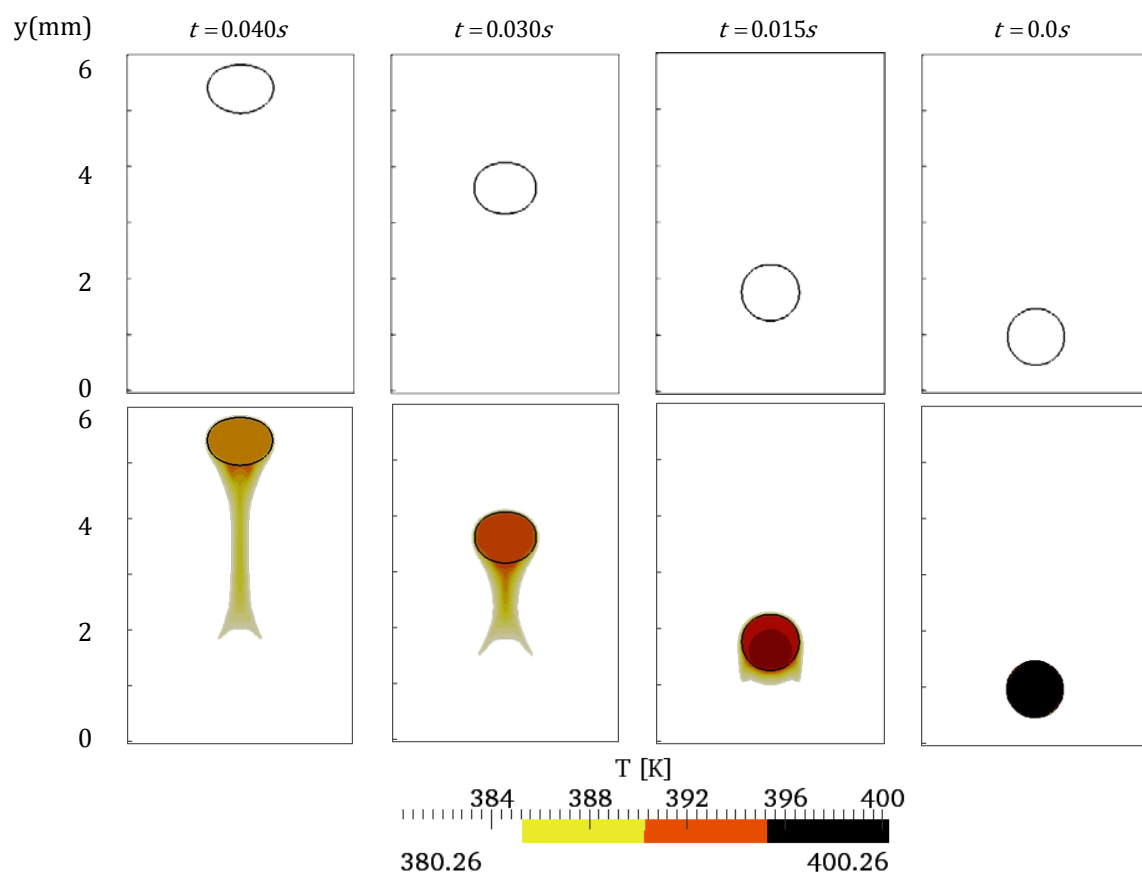
۶-۱- مقدمه

در این بخش خیزش حباب در سیال ساکن اشباع در دو حالت مورد بررسی قرار می‌گیرد. در حالت اول فرض شده است حباب در حین خیزش تغییر فاز پیدا نمی‌کند. هدف از این بررسی، آشنایی با مکانیزم انتقال حرارت در هنگام خیزش تک حباب در مایع ساکن است. در بخش دوم، خیزش حباب بخار فراگرم در مایع اشباع شبیه‌سازی می‌شود.

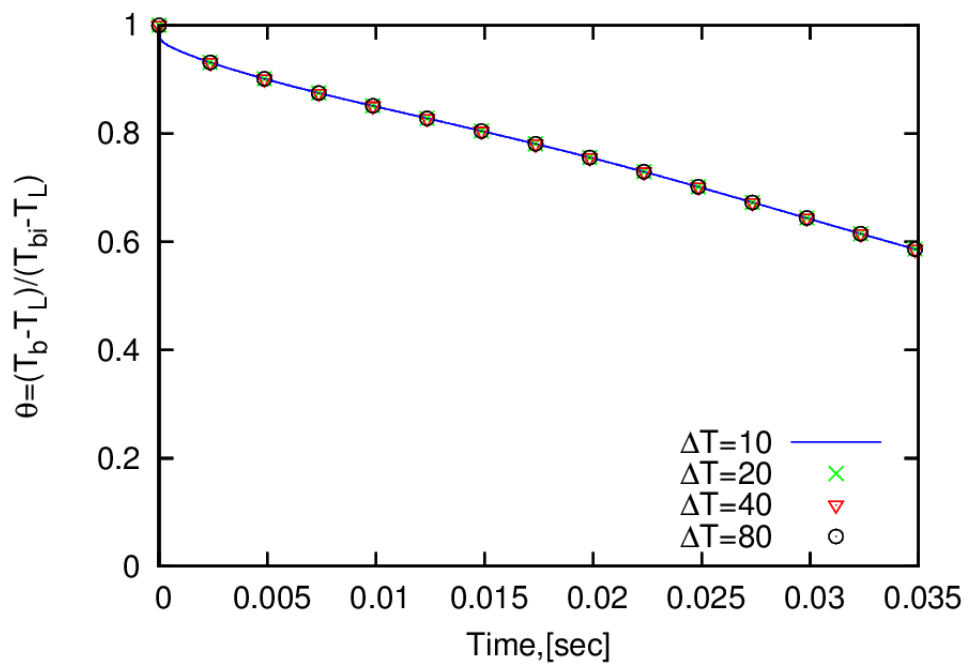
۶-۲- خیزش حباب فراگرم در آب اشباع (بدون تغییر فاز)

در این بخش انتقال حرارت از حباب هوا در مایع ساکن شبیه‌سازی شده است. پارامترهای فیزیکی دو فاز مایع و هوا مشابه آب در دمای اشباع 0.130 MPa که در جدول ۵-۱ آمده است قرار داده شده است. شرایط مرزی و اولیه مطابق با شکل ۵-۱ است. با این تفاوت که در شبیه‌سازی حاضر ابعاد دامنه‌ی محاسباتی $4D \times 6D$ در نظر گرفته شده است. در این شبیه‌سازی تغییر فاز روی نمی‌دهد و انتقال حرارت از حباب فراگرم به محیط اطراف مورد بررسی قرار می‌گیرد. از آنجا که انتقال حرارت و انتقال جرم در فرآیند تغییر فاز (جوشش و میعان) بهم وابسته‌اند هدف از این بخش بررسی مجزای فرآیند انتقال حرارت از حباب است. قطر حباب 1.08 mm است. از آنجا که مقدار جرم حباب در این شبیه‌سازی ثابت است. حباب به شکل نهایی می‌رسد.

تغییر شکل حباب و کانتور دما با زمان در شکل ۶-۱ نشان داده شده است. در این شبیه سازی عدد مورتون 0.165 و عدد باند $10^{-13} \times 1/65$ است که با توجه به نقشه جریان بهاگا [۱۱۵] رژیم خیزش حباب بیضوی است. کانتور دما نشان می‌دهد، در خیزش حباب بر اثر انتقال حرارت جابجایی از حباب فراگرم به سیال لایه‌ی کشیده‌ی حرارتی در پشت حباب تشکیل می‌شود، با افزایش دمای حباب دمای لایه‌ی حرارتی در پشت حباب بیشتر می‌شود. در این شبیه‌سازی فرض شده است، پارامترهای فیزیکی در محدوده‌ی مورد بررسی ثابت هستند. در شکل ۶-۳ دمای بی‌بعد حباب نشان داده شده است. بررسی حاضر نشان می‌دهد نرخ انتقال حرارت از حباب با افزایش دمای حباب بصورت خطی تغییر می‌کند.



شکل ۱-۶: تغییر شکل حباب و کانتور دما، $P_{sat} = 0.130 \text{ Mpa}$ ، $D_0 = 1.008 \text{ mm}$



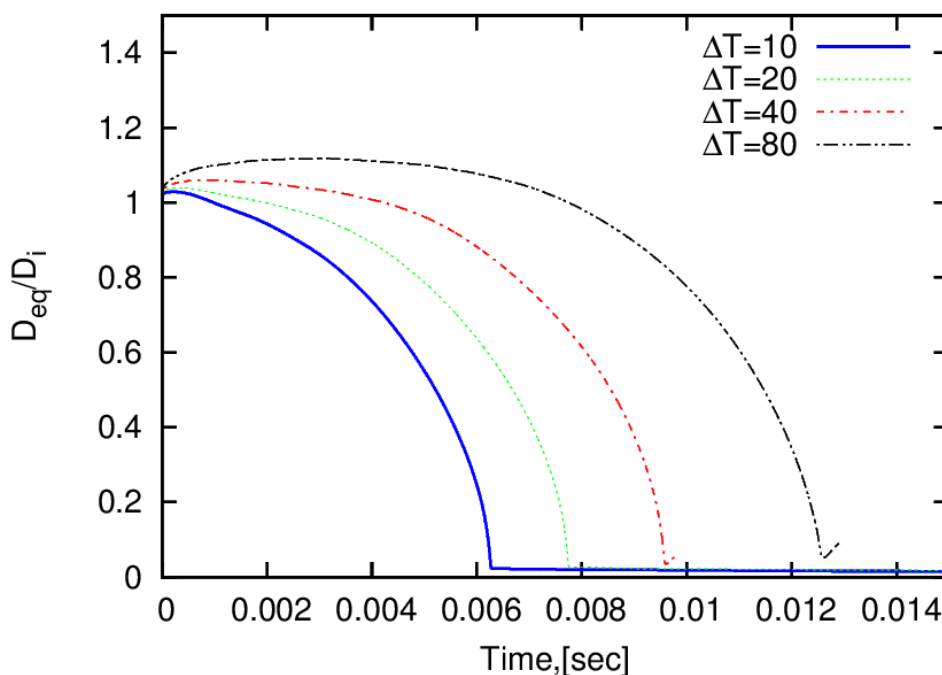
شکل ۲-۶: توزیع دمای بی بعد، $P_{sat} = 0.130 \text{ Mpa}$ ، $D_0 = 1.008 \text{ mm}$

۳-۶- خیزش حباب بخار فراگرم در آب اشباع

در این بخش، حباب با شرایط نشان داده شده در شکل ۵-۱ شبیه‌سازی می‌شود. بنابراین شبیه‌سازی‌ها دو بعدی است و بر روی شبکه با ابعاد $4D \times 6D$ و با 200×300 سلول یکنواخت شش وجهی صورت می‌گیرد که بیانگر 50 سلول در راستای قطر اولیه حباب است. پارامترهای فیزیکی این شبیه‌سازی برای آب در فشار 0.130 MPa است که در جدول ۵-۱ آمده است. در این بخش مایع در دمای اشباع و حباب در دمای فراگرم است.

۳-۶-۱- عمر حباب

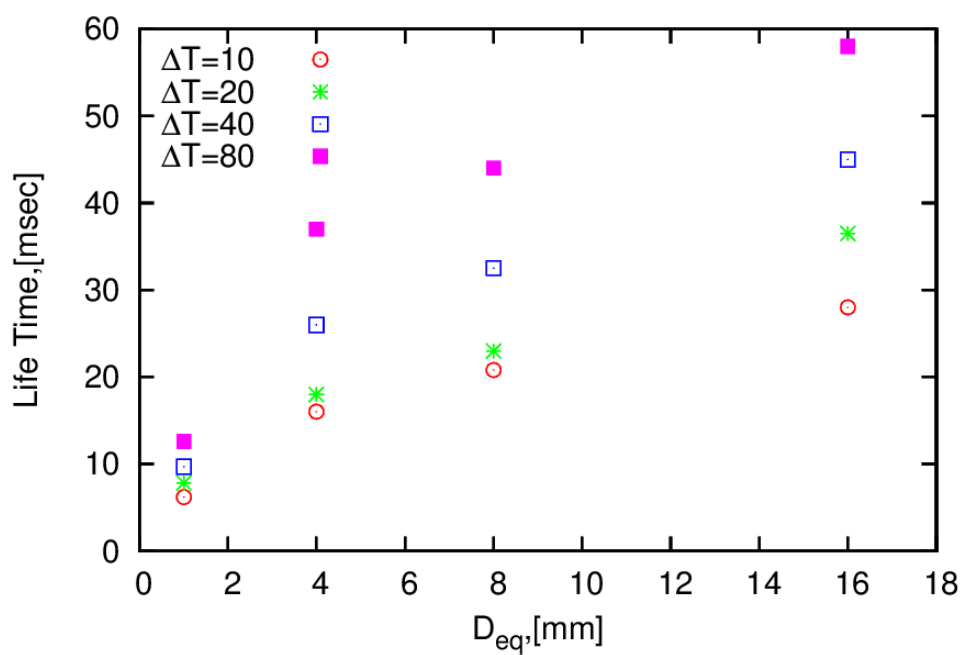
برای درک بهتر مکانیزم خیزش حباب بخار فراگرم در مایع اشباع، تاریخچه عمر حباب برای حباب با قطر 1.008 mm در فشار 0.130 MPa در شکل ۳-۶ نشان داده شده است. این شکل نشان می‌دهد در ابتدای شبیه‌سازی، قطر حباب افزایش می‌یابد، هر چه دمای فراگرم حباب بیشتر باشد، قطر حباب بیشتر افزایش می‌یابد و اندازه‌ی حباب دیرتر کاهش می‌یابد بنابراین بر عمر حباب افزوده می‌شود. در خیزش حباب فراگرم در مایع اشباع، ابتدا جوشش رخ می‌دهد، جوشش سبب افزایش اندازه‌ی حباب می‌شود، حباب بر اثر تغییر فاز حرارت از دست می‌دهد و دمای آن کاهش می‌یابد و بتدریج دچار میعان می‌شود. بر اثر میعان اندازه حباب کاهش یافته و در نهایت فرومی‌پاشد.



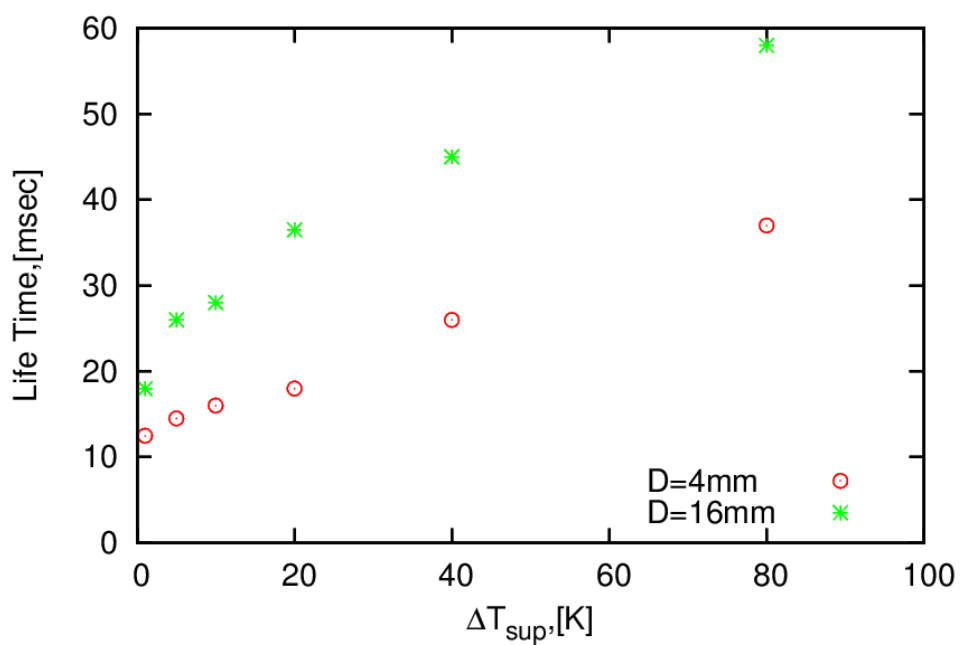
شکل ۳-۶: تاریخچه عمر حباب، $P_{sat} = 0.130 \text{ MPa}$ ، $D_0 = 1.008 \text{ mm}$

در شکل ۴-۶ خیزش حباب برای چهار قطر (1.008 mm ، 4 ، 8 و 16) برای چهار دمای فراگرم 10 ، 20 ، 40 و 80 کلوین شبیه‌سازی شد و عمر حباب محاسبه گردید. این شکل نشان می‌دهد در یک قطر مشخص با افزایش دمای فراگرم عمر حباب افزایش می‌یابد. همچنین در یک دمای فراگرم مشخص با افزایش اندازه (حجم) حباب، حباب دیرتر فرو می‌پاشد. رابطه‌ی تقریباً خطی بین اندازه‌ی حباب و طول عمر حباب وجود دارد. در شکل ۵-۶ عمر حباب برای دو قطر 4 و 16 mm به ازای دماهای متفاوت فراگرم حباب نشان داده شده است. همانطور که دیده می‌شود برخلاف میعان حباب در شکل ۵-۱۵ که

رابطه‌ی غیر خطی بین اختلاف دما و عمر حباب وجود داشت. در اینجا رابطه‌ی خطی بین اختلاف دما و عمر حباب وجود دارد.



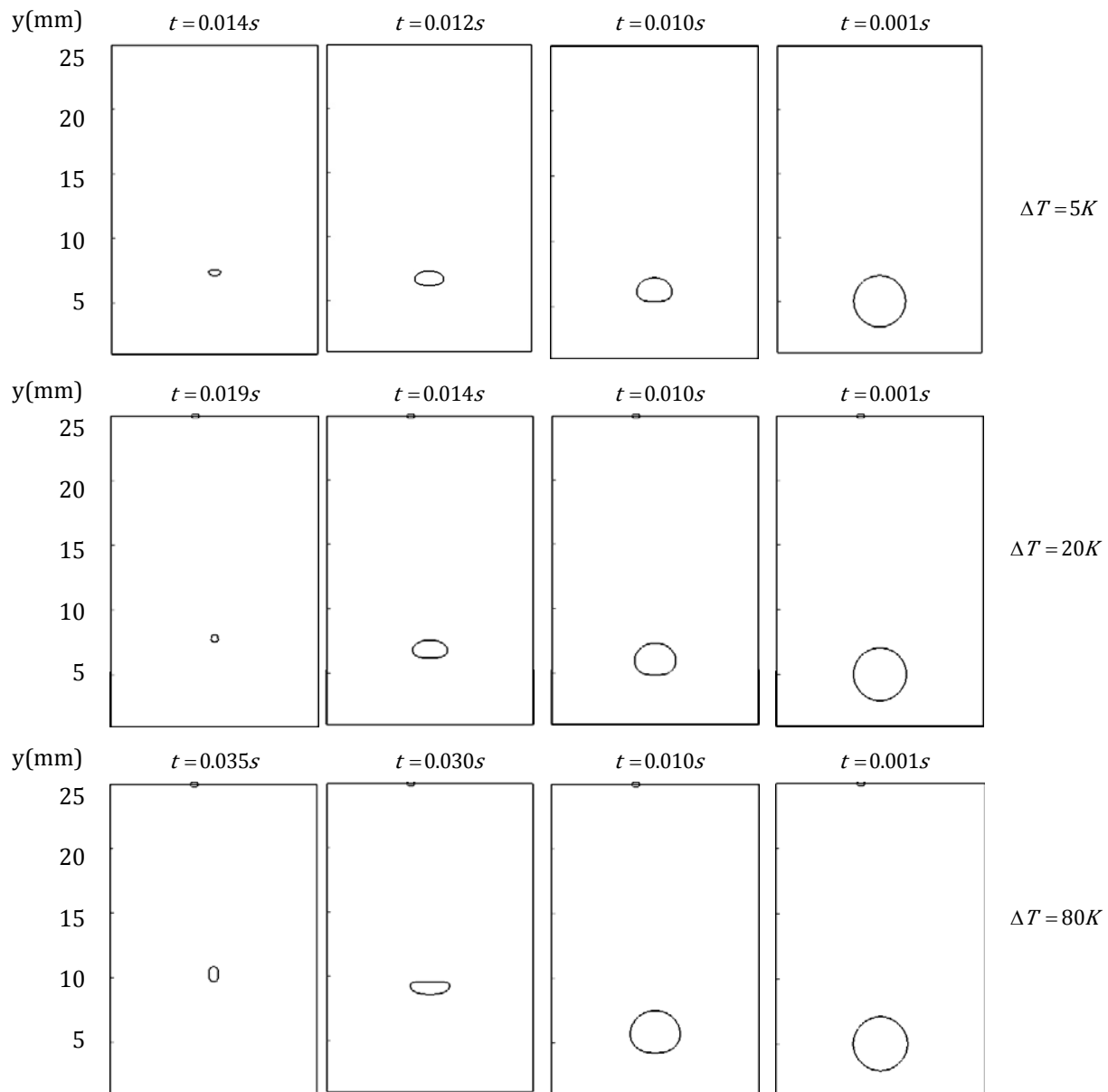
شکل ۴-۶: عمر حباب بر حسب قطر معادل، $P_{sat} = 0.130 \text{ Mpa}$



شکل ۵-۶: عمر حباب بر حسب دمای فراگرم

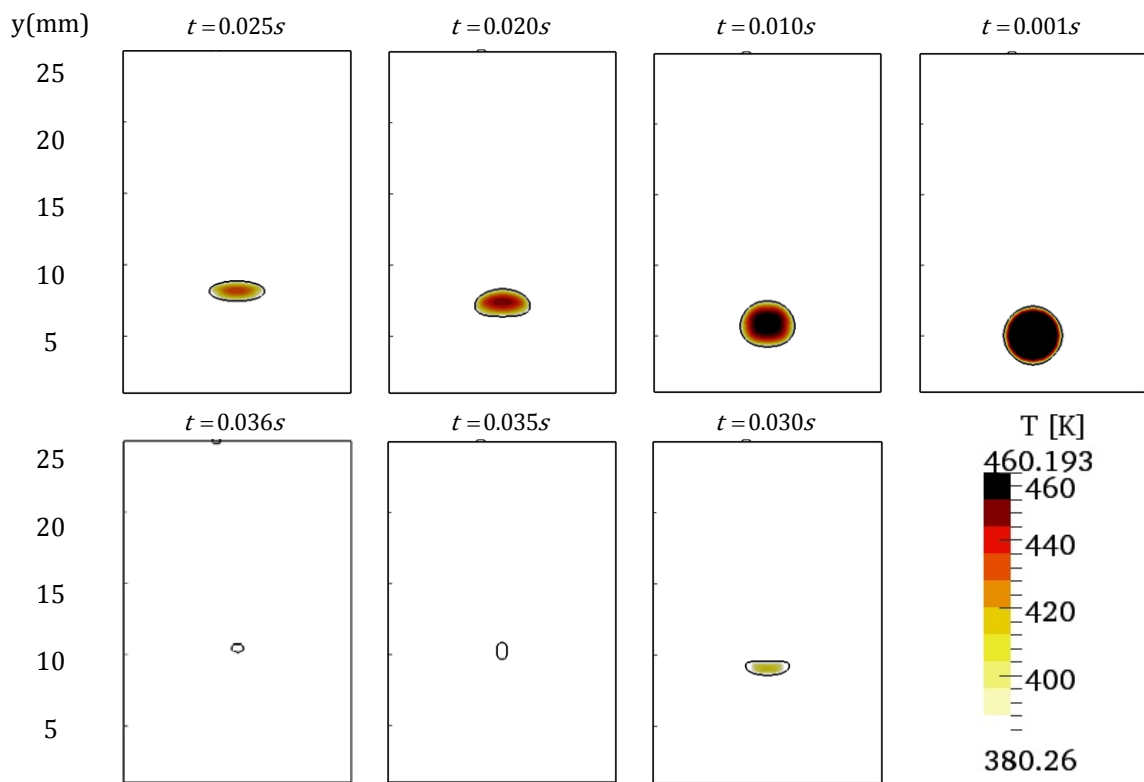
۶-۳-۲- مکانیزم حاکم بر خیزش حباب فراگرم در مایع اشباع

خیزش حباب بخار با قطر ۴mm در فشار ۰/۱۳۰ MPa در دماهای فراگرم ۵، ۲۰ و ۸۰ کلوین در شکل ۶-۶ نشان داده شده است. حباب پیش از فروپاشی رژیم‌های مختلف را تجربه می‌کند، در قطرهای کوچک به دلیل حاکم شدن اثر کشش سطحی بر حباب، حباب معمولاً به شکل بیضوی و یا کروی در می‌آید. همانطور که دیده می‌شود در زمان‌های یکسان، حباب با دمای فراگرم بیشتر، حجم بیشتری دارد و دیرتر فرو می‌پاشد و از طرفی دیگر مسافت بیشتری را قبل از فروپاشی طی می‌کند.

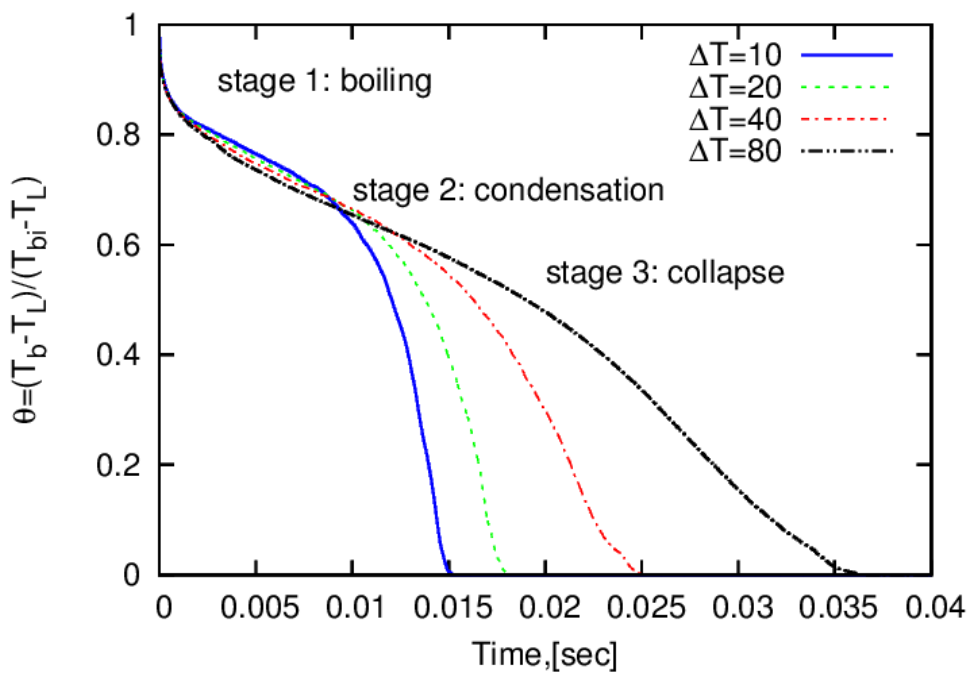


شکل ۶-۶: خیزش حباب فراگرم در مایع اشباع، $P_{sat} = 0.130 \text{ Mpa}$ ، $D_0 = 4 \text{ mm}$

کانتور دما برای حباب با قطر ۴ mm در شکل ۶-۷ نشان داده شده است. همانطور که در شکل دیده می‌شود، دمای حباب از لبه‌های سطح مشترک کاهش می‌یابد در حالی که حباب شروع به میعان می‌کند دمای هسته‌ای حباب تقریباً ثابت می‌ماند تا در آخرین مرحله و با اضمحلال حباب دمای حباب با محیط اطراف یکی می‌شود.



شکل ۷-۶: کانتور دما برای خیزش حباب فراگرم در مایع اشباع با قطر $D_0 = 4\text{ mm}$ ، $\Delta T = 80\text{ K}$ ، $P_{sat} = 0.130\text{ Mpa}$

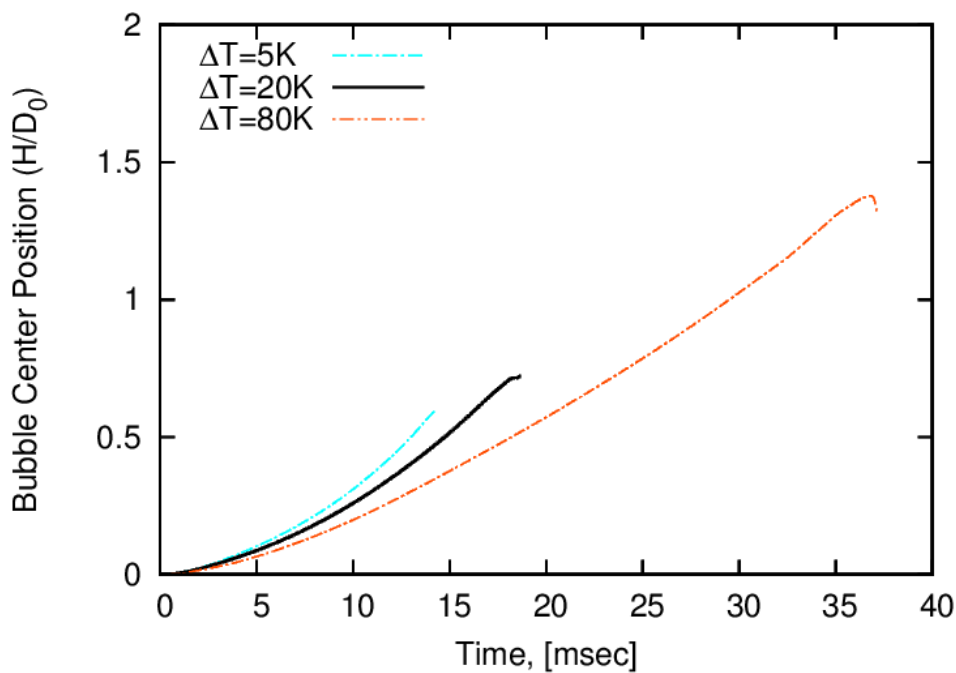


شکل ۸-۶: توزیع دمای بی بعد، $D_0 = 4\text{ mm}$ ، $P_{sat} = 0.130\text{ Mpa}$

دمای بی بعد θ در شکل ۸-۶ برای قطر ۴ mm نشان داده شده است. همانطور که در شکل دیده می‌شود حباب فراگرم در مایع اشباع سه مرحله را پشت سر می‌گذارد. در مرحله‌ی اول در ابتدای شبیه‌سازی گردایان شدید دمایی در دو سوی سطح مشترک وجود دارد، دمای حباب بالاتر از دمای اشباع است، از این رو جوشش رخ می‌دهد، جوشش فرآیندی گرماگیر است.

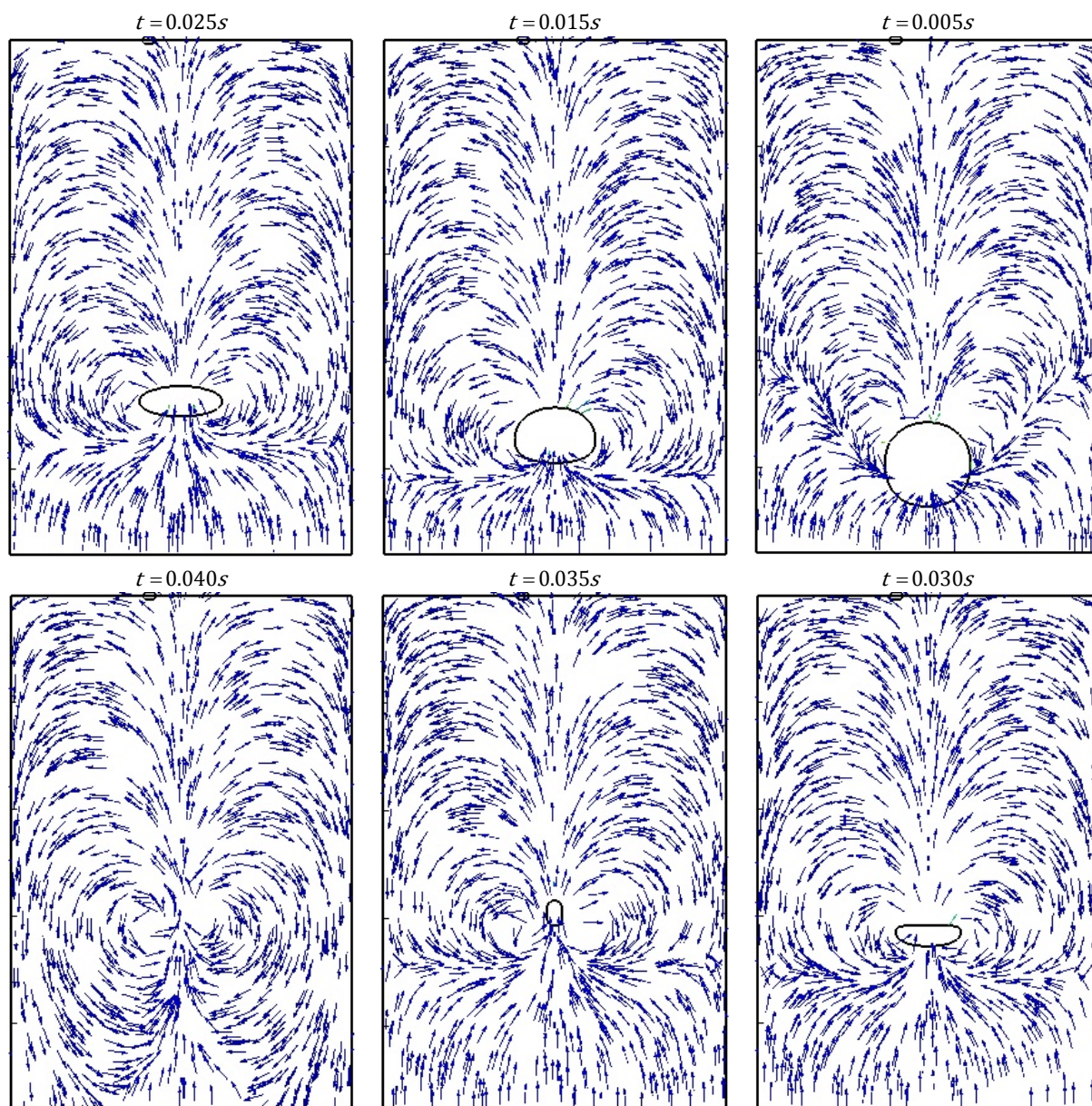
جوشش سبب می‌شود تا دمای میانگین حباب سریعاً افت کند، حباب از لبه‌ها شروع به از دست دادن حرارت می‌کند و دمای آن در نزدیکی سطح مشترک به دمای اشباع محیط می‌رسد. در مرحله‌ی دوم میعان آغاز می‌شود. بخار در نزدیکی سطح مشترک حباب به دمای محیط رسیده است اما فشار داخل حباب بیشتر از فشار بیرون است بنابراین بخار در داخل حباب زیر دمای اشباع فشار محلی است و شروع به میعان می‌کند. با آغاز میعان دمای هسته‌ی حباب با شیب کمتری کاهش می‌یابد، زیرا که میعان فرآیندی گرماده است. در مرحله‌ی آخر با کاهش اندازه‌ی حباب، نسبت سطح به حجم افزایش می‌یابد و از طرفی دیگر فشار داخل حباب تحت تاثیر کشش سطحی بیشتر و بیشتر می‌شود که منجر به افزایش بیشتر دمای اشباع محلی می‌شود، مجموعه‌ی این عوامل منجر به سرعت گرفتن فروپاشی حباب می‌شود. افت ناگهانی دمای حباب در نمودار ۶-۸ در مرحله‌ی آخر ناشی از فروپاشی حباب است.

تغییر مکان مرکز حباب در شکل ۶-۹ نمایش داده شده است. با افزایش دمای فراگرم حباب مسافت بیشتری را طی می‌کند این در حالی است که سرعت خیزش حباب کمتر می‌شود. این رفتار دقیقاً عکس رفتار حباب در فرآیند میعان است که در فصل قبل به آن اشاره شد



شکل ۶-۹: تغییر مکان مرکز جرم حباب، $P_{sat} = 0.130 \text{ Mpa}$ ، $D_0 = 4 \text{ mm}$

بردارهای سرعت در شکل ۶-۱۰ نشان داده شده است. با خیزش حباب، فضای زیر حباب خالی می‌شود، مایع اشباع به پشت حباب یورش می‌برد تا این فضای خالی را پر کند، بنابراین گردابه‌هایی در دو سمت جانبی حباب ایجاد می‌شود. حباب‌های بزرگ پیش از فروپاشی رژیم‌های مختلفی را تجربه می‌کنند، حباب کروی بر اثر تغییر فاز، شکل بیضوی می‌یابد، در نهایت بر اثر افزایش اثر کشش سطحی در حباب‌های کوچک، حباب به شکل کروی در می‌آید و در نهایت از بین می‌رود. گردابه‌های سرعتی که بر اثر خیزش حباب در میدان ایجاد می‌شود، پس از فروپاشی حباب، بلافاصله از بین نمی‌رود و باعث ایجاد آشفتگی در میدان سیال می‌شود.



شکل ۶-۱۰: بردارهای سرعت در خیزش حباب ، $D_0 = 4mm$ ، $\Delta T_{sub} = 80K$ ، $P_{sat} = 0.130Mpa$

۶-۴- جمع بندی

در این بخش خیزش حباب (هوا و بخار) در مایع اشباع شبیه سازی شد. در بررسی حباب هوا مشخص شد که با فرض پارامترهای فیزیکی مستقل از دما، هیدرودینامیک شکل حباب را می توان با نمودارهای رژیم جریان حباب همچون رژیم جریان بهاگا مقایسه کرد، این بررسی نشان داد، با خیزش حباب داغ لایه کشیده ی حرارتی در پشت حباب تشکیل می شود و مایع اشباع را گرم می کند.

بررسی خیزش حباب بخار فراگرم در مایع اشباع حاکی از آن است که در خیزش حباب بخار هر دو پدیده‌ی جوشش و میعان رخ می‌دهد و میعان حباب در نهایت سبب فروپاشی آن می‌شود. همچنین با افزایش دمای فراگرم و افزایش اندازه‌ی حباب عمر آن بیشتر می‌شود. همچنین با افزایش دمای فراگرم سرعت خیزش حباب کاهش می‌یابد.

فصل ۷ نتیجه گیری

۷-۱- جمع بندی

فرآیند خیزش تک حباب بخار در مایع ساکن با توجه به تعداد پارامترهای متعدد درگیر پدیده پیچیده‌ای است. تغییر شکل حباب تابع برهمکنش نیروهای مختلفی چون نیروی کشش سطحی و شناوری است. پدیده‌ی تغییر فاز جوشش و میعان در خیزش حباب بخار بر پیچیدگی این پدیده می‌افزاید. در فرآیند تغییر فاز نرخ انتقال جرم تابعی از دمای اشباع محلی است. دمای اشباع محلی تابعی از فشار ترمودینامیکی است. فشار در مایع ساکن تحت تاثیر گرانش و کشش سطحی یکنواخت نیست. فشار داخل حباب بخار بیشتر از مایع اطراف است. همچنین با افزایش ستون مایع فشار افزایش می‌یابد، مجموعه‌ی این عوامل سبب می‌شود تا حباب رفتارهای فیزیکی متفاوتی را نشان دهد.

شبیه سازی جریان دوفازی خیزش حباب بخار از دیدگاه عددی دشوار است. برای مثال، در این پدیده سطح مشترک تغییر شکل پذیر است. برای شبیه سازی تغییر شکل حباب در زمان نیاز به روش مناسب ردیابی سطح مشترک وجود دارد. این روش ردیابی سطح مشترک باید برای محاسبه‌ی ترم کشش سطحی بین دوفاز انحناى سطح را بخوبی محاسبه کند تخمین ضعیف انحناى سطح و مقدار کشش سطحی باعث جریان‌های غیرفیزیکی در اطراف سطح مشترک و از بین رفتن سطح مشترک می‌شود، علاوه بر این در جریان تغییر فاز این جریان‌های غیرفیزیکی باعث افزایش انتقال حرارت جابجایی در کنار سطح مشترک و افزایش انتقال جرم از آن می‌شود. علاوه بر این به دلیل وجود سطح مشترک بین پارامترهای فیزیکی در میدان محاسباتی ناپیوستگی وجود دارد. اختلاف بین پارامترهای فیزیکی در دو سوی سطح مشترک شدید است، مثلاً نسبت چگالی $(\frac{\rho_L}{\rho_V})$ در شبیه سازی حاضر به ۱۲۶۳ نیز می‌رسد. علاوه بر این برای شبیه سازی نرخ انتقال جرم در فرآیند تغییر فاز به مدل دقیق انتقال جرم نیاز است.

برای حل مشکلات اشاره در بخش قبل ، با استفاده از حل معادلات حاکم بر جریان در فرآیند تغییر فاز حلگری با نام phaseChangeHeatFoam تدوین و ارائه شده است. این حلگر تحت نرم افزار متن باز این فوم توسعه داده شده است. در این حلگر از روش حجم سیال تابع رنگ برای ردیابی سطح مشترک بین دوفاز استفاده شده است. انتخاب روش حجم سیال تابع رنگ به دلیل پیاده سازی آسان تر و امکان اعمال این روش بر روی هندسه های پیچیده و شبکه های بی سازمان بوده است.

همچنین روش حجم سیال بقای جرم را بهتر از سایر روش‌های دو فازی (روش سطوح هم‌تراز، روش ردیابی جبهه و غیره) حفظ می‌کند. علاوه بر این، انتخاب نرم افزار این فوم برای پیاده‌سازی روش عددی و انجام این مطالعه به دلیل دسترسی به متن کدها و برخی قابلیت‌ها چون حل موازی و انتخاب آسان الگوهای عددی بوده است.

در این مطالعه ابتدا روش حجم سیال تابع رنگ (CF-VOF) بدون تغییر فاز مورد مطالعه قرار گرفت. پیشینه‌ی تحقیق نشان می‌دهد، تمامی روش‌های حجم سیال از جریان پارازیتی رنج می‌برد. برای کاهش جریان پارازیتی دو شیوه‌ی: ۱) استفاده از فیلتر ۲) کوپل روش حجم سیال با روش سطوح هم‌تراز (s-CLSVOF) پیاده شد و مورد ارزیابی قرار گرفت. مقایسه‌ی این دو روش نشان داد استفاده از فیلتر علی‌رغم پیاده سازی آسان و زمان محاسباتی کمتر عملکرد قابل قیاس و گاه بهتر از روش ترکیبی s-CLSVOF دارد. با استفاده از این روش، می‌توان جریان پارازیتی را تا یک مقیاس کاهش داد.

سپس معادلات حاکم بر جریان تغییر فاز استخراج و در نرم افزار این فوم پیاده شد. در جریان تغییر فاز دمای اشباع تابعی از فشار محلی است، برای محاسبه‌ی تغییرات جزئی دمای اشباع با فشار محلی از معادله‌ی ساده شده‌ی کلازیوس-کلاپرون استفاده شده است. همچنین برای محاسبه‌ی نرخ انتقال جرم در فرآیند تغییر فاز (جوشش-میعان) از سه مدل لی، تاناسوا و فوریه استفاده شده است. سپس عملکرد روش عددی پیاده شده در فرآیندهای جوشش و میعان مورد ارزیابی قرار گرفت. نتایج حل عددی حاضر با بکارگیری دو مدل انتقال جرم لی و تاناسوا با حل تحلیلی در سه مساله‌ی استفان، فیلم میعان بر روی صفحه‌ی تخت افقی و فیلم آرام میعان بر روی صفحه‌ی تخت قائم مقایسه شد. این مقایسه‌ها نشان داد حلگر حاضر از دقت بالایی برخوردار است. همچنین مقایسه نتایج حل عددی حاضر در مساله‌ی جوشش فیلم دوبعدی با شبیه‌سازی‌های عددی در پیشینه تحقیق که با روش‌های ردیابی سطح VOSET و CLSVOF و با مدل انتقال جرم فوریه انجام شده است نشان داد روش پیاده‌سازی شده در حلگر حاضر عملکرد قابل قبولی نسبت به شبیه‌سازی‌های عددی پیشین در این زمینه دارد. در این مطالعه شبیه‌سازی بر روی سیال آب در فشارهای اشباع ۰/۱۳، ۱ و ۲۲/۹ صورت پذیرفته است، پارامترهای فیزیکی در نظر گرفته شده بسیار متنوع است. حلگر حاضر عملکرد قابل قبولی در شرایط مختلف و در نسبت چگالی‌های بالا نشان می‌دهد.

سپس از این روش عددی برای شبیه‌سازی جریان خیزش حباب بخار در مایع اشباع و فروسرد استفاده شده است. میعان حباب بخار در مایع فروسرد با داده‌های آزمایشگاهی موجود در پیشینه تحقیق مقایسه شد و اطلاعاتی در زمینه‌ی عمر حباب، نحوه‌ی تغییرات دما، لایه‌ی مرزی حرارتی در اطراف حباب، نحوه‌ی تغییر شکل حباب، مکانیزم میعان و جوشش در خیزش حباب بدست آمد. این مطالعه نشان داد، روش پیاده شده قادر است تا نتایج آزمایشگاهی همچون شکل حباب، عمر حباب و غیره را با دقت قابل قبولی پیش بینی نماید. برخی از نتایج بدست آمده به شرح زیر است:

۱- استفاده از مدل انتقال جرم تاناسوا برای شبیه‌سازی میعان باید در کنار داده‌های آزمایشگاهی باشد. نتایج عددی در این روش به ضریب انتقال جرم γ بسیار حساس است.

۲- عمر حباب بخار در مایع فروسرد رابطه‌ی خطی با اندازه‌ی حباب دارد اما به شکل اولیه‌ی حباب وابسته نیست. رابطه‌ی غیرخطی بین دمای فروسرد و عمر حباب وجود دارد.

۳- در میعان حباب بخار در مایع فروسرد، نرخ انتقال جرم در لبه‌های جانبی جلویی حباب بیشتر از لبه‌ی پشتی حباب است.

۴- در حرکت دسته جمعی حباب بخار در مایع فروسرد، حباب‌های پایینی به دلیل قرار گرفتن در لایه‌ی مرزی حباب بالایی دیرتر از بین می‌رود.

۵- رابطه‌ی خطی بین دمای فراگرم حباب و عمر حباب در مایع اشباع وجود دارد.

۶- در خیزش بخار فراگرم در مایع اشباع ابتدا جوشش و سپس میعان رخ می‌دهد.

۷- با افزایش اختلاف دما بین حباب و مایع در خیزش حباب اشباع در مایع مادون سرد، سرعت خیزش حباب افزایش و در خیزش حباب فراگرم در مایع اشباع سرعت خیزش حباب کاهش می‌یابد.

۷-۲- کارهای آینده

۱- با روش‌های پیاده شده در این مطالعه، جریان پارازیتی تا یک مقیاس کاهش یافته است، اما کاملاً از بین نرفته است. مطالعه‌ی روش‌های حذف جریان پارازیتی در روش حجم سیال به بهبود عملکرد این روش عددی کمک می‌کند.

۲- در این مطالعه برای محاسبه‌ی نرخ انتقال جرم بیشتر از دو مدل لی و تاناساوا استفاده شده است. پارامترهای این دو مدل انتقال جرم باید با توجه به نتایج آزمایشگاهی تعیین می‌شود که استفاده از نتایج حلگر برای استفاده‌ی عمومی را محدود می‌کند. همچنین در این حلگر امکان اضافه کردن مدل انتقال جرم جدید نیز در نظر گرفته شده است، بنابراین توصیه می‌شود تا برای کاهش وابستگی حل عددی به داده‌های آزمایشگاهی، مطالعات بر روی مدل‌های محاسبه‌ی نرخ انتقال جرم که وابستگی کمتری به داده‌های آزمایشگاهی داشته باشند صورت پذیرد.

۳- داده‌های آزمایشگاهی قابل اعتماد در زمینه‌ی خیزش حباب در مایع فرو سرد محدود است. همچنین هیچ نتیجه‌ی آزمایشگاهی در زمینه‌ی خیزش بخار آب در مایع اشباع وجود ندارد. بنابراین مطالعات آزمایشگاهی در این زمینه به درک بهتر مکانیزم تغییر فاز کمک می‌کند.

- [1] S. G. Kandlikar, S. Garimella, D. Li, S. Colin, M. R. King, *Heat Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels*: ELSEVIER, 2006.
- [2] S. M. Ghiaasiaan, *Two-Phase Flow, Boiling and Condensation in conventional and miniature system* Cambridge University Press, 2008.
- [3] D. Lakehal, M. Meier, M. Fulgosi, Interface tracking towards the direct simulation of heat and mass transfer in multiphase flows, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 23, pp. 242–257, 2002.
- [4] G. Tryggvason, B. Bunner, A. Esmaeeli, D. Juric, N. Al-Rawahi, A Front-Tracking Method for the Computations of Multiphase Flow, *J. Comput. Phys*, Vol. 169, pp. 708–759 2001.
- [5] M. Sussman, P. Smereka, S. Osher, A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-Phase Flow, *J. Comput. Phys.*, Vol. 114, pp. 146–159, 1995.
- [6] L. D. Youngs, *Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion*, in *Numerical Methods for Fluid Dynamics*, in: K. W. Morton , M. J. Baines, Eds., pp. 273-285, New York: Academic Press 1982.
- [7] D. Jacqmin, Calculation of Two-Phase Navier–Stokes Flows Using Phase-Field Modeling, *Journal of Computational Physics*, Vol. 155, No. 1, pp. 96-127, 1999.
- [8] M. Worner, Numerical modeling of multiphase flow in microfluidics and micro process engineering: a review of methods and applications, *Microfluid NanoFluid*, Vol. 12, pp. 841-886, 2012.
- [9] J. Klostermann, K. Schaake, R. Schwarze, Numerical simulation of a single rising bubble by VOF with surface compression, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 71, No. 8, pp. 960-982, 2013.
- [10] O. Ubbink, R. Issa, A method for capturing sharp fluid interfaces on arbitrary meshes, *Journal of computational physics*, Vol. 153, No. 1, pp. 26-50, 1999.
- [11] S. Muzaferija, M. Perić, Computation of free-surface flows using the finite-volume method and moving grids, *Numerical Heat Transfer*, Vol. 32, No. 4, pp. 369-384, 1997.
- [12] C. W. Hirt, B. D. Nichols, Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, *Journal of computational physics*, Vol. 39, No. 1, pp. 201-225, 1981.
- [13] D. Youngs, Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion, *Numerical methods for fluid dynamics*, Vol. 24, pp. 273-285, 1982.
- [14] J. U. Brackbill, D. B. Kothe, C. Zemach, A Continuum Method for Modeling Surface Tension, *J. Comput. Phys.*, Vol. 100, pp. 335-354, 1992.
- [15] M. M. Francois, S. J. Cummins, E. D. Dendy, D. B. Kothe, J. M. Sicilian, M. W. Williams, A balanced-force algorithm for continuous and sharp interfacial surface tension models within a volume tracking framework, *Journal of Computational Physics*, Vol. 213, No. 1, pp. 141-173, 2006.
- [16] Y. Renardy, M. Renardy, PROST: a parabolic reconstruction of surface tension for the volume-of-fluid method, *Journal of computational physics*, Vol. 183, No. 2, pp. 400-421, 2002.
- [17] S. Popinet, An accurate adaptive solver for surface-tension-driven interfacial flows, *Journal of Computational Physics*, Vol. 228, No. 16, pp. 5838-5866, 2009.
- [18] A. Q. Raeini, M. J. Blunt, B. Bijeljic, Modelling two-phase flow in porous media at the pore scale using the volume-of-fluid method, *Journal of Computational Physics*, Vol. 231, No. 17, pp. 5653-5668, 2012.

- [19] S. unverdi, G. Tryggvason, A front-tracking method for viscous, incompressible, multifluid flows, *Journal of Computational Physics*, Vol. 100, No. 1, pp. 25-37, 1992.
- [20] D. Juric, G. t. Tryggvason, computations of boiling flows, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 24, pp. 387-410, 1998.
- [21] G. Tryggvason, A. Esmaeeli, N. Al-Rawahi, Direct numerical simulations of flows with phase change, *Computers and Structures*, Vol. 83, pp. 445-453, 2005.
- [22] A. Esmaeeli, G. Tryggvason, Computations of film boiling. Part I: numerical method, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 47 No. 5451-5461, 2004.
- [23] R. W. Schrage, *A theoretical study of interphase mass transfer*: Columbia University Press, 1953.
- [24] A. Esmaeeli, G. Tryggvason, A front tracking method for computations of boiling in complex geometries, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 30, No. 7, pp. 1037-1050, 2004.
- [25] A. Esmaeeli, G. Tryggvason, Computations of explosive boiling in microgravity, *Journal of scientific computing*, Vol. 19, No. 1-3, pp. 163-182, 2003.
- [26] G. Son, V. K. Dhir, Numerical simulation of saturated film boiling on a horizontal surface, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 119, No. 3, pp. 525-533, 1997.
- [27] V. K. Dhir, Numerical simulations of pool-boiling heat transfer, *AIChE Journal*, Vol. 47, No. 4, pp. 813-834, 2001.
- [28] G. Son, V. K. Dhir, Numerical simulation of film boiling near critical pressures with a level set method, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 120, No. 1, pp. 183-192, 1998.
- [29] H. S. Abarajith, V. K. Dhir, A numerical study of the effect of contact angle on the dynamics of a single bubble during pool boiling, in *Proceeding of*, 467-475.
- [30] D. Qiu, G. Son, V. K. Dhir, D. Chao, K. Logsdon, Dynamics of single and multiple bubbles and associated heat transfer in nucleate boiling under low gravity conditions, 2002, pp. 378-397.
- [31] A. Mukherji, V. Dhir, Numerical study of lateral merger of vapor bubbles during nucleating pool boiling in *Proceeding of*.
- [32] H. S. Abarajith, V. K. Dhir, G. Warriar, G. Son, Numerical simulation and experimental validation of the dynamics of multiple bubble merger during pool boiling under microgravity conditions, 2004, pp. 235-258.
- [33] A. Mukherjee, V. Dhir, Study of Lateral Merger of Vapor Bubbles During Nucleate Pool Boiling, *J Heat trans*, Vol. 126, pp. 1023-1039, 2004.
- [34] D. Li, *Numerical study of single bubble dynamics during flow boiling* Thesis, Mechanical Engineering, University of Colifornia, Los Angeles, 2005.
- [35] V. K. Dhir, H. S. Abarajith, D. Li, Bubble dynamics and heat transfer during pool and flow boiling, *Heat Transfer Engineering*, Vol. 28, No. 7, pp. 608-624, 2007.
- [36] G. Son, V. K. Dhir, A level set method for analysis of film boiling on an immersed solid surface, *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, Vol. 52, No. 2, pp. 153-177, 2007.
- [37] G. Son, V. K. Dhir, Three-dimensional simulation of saturated film boiling on a horizontal cylinder, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 51, No. 5-6, pp. 1156-1167, 2008.
- [38] J. Wu, V. K. Dhir, Numerical simulations of dynamics and heat transfer associated with a single bubble in the presence of noncondensables, in *Proceeding of*, 1489-1497.

- [39] E. Aktinöl, V. K. Dhir, Numerical simulation of nucleate boiling phenomenon coupled with thermal response of the solid, *Microgravity Science and Technology*, Vol. 24, No. 4, pp. 255-265, 2012.
- [40] V. K. Dhir, G. R. Warriar, E. Aktinöl, Bubble dynamics during pool boiling under microgravity conditions, *Computational Thermal Sciences*, Vol. 4, No. 6, pp. 525-538, 2012.
- [41] S. W. J. Welch, J. Wilson, A Volume of Fluid Based Method for Fluid Flows with Phase Change, *J. Comput. Phys*, Vol. 160, pp. 662–682 2000.
- [42] S. Hardt, F. Wondra, Evaporation model for interfacial flows based on a continuum-field representation of the source terms, *J. Comput. Phys*, Vol. 227, pp. 5871-5895, 2008
- [43] D.-L. Sun, J.-L. Xu, L. Wang, Development of a vapor–liquid phase change model for volume-of-fluid method in FLUENT, *International Communications in Heat and Mass Transfer* Vol. 39 pp. 1101–1106, 2012
- [44] S. W. J. Welch, T. Rachidi, numerical computation of film boiling including conjugate heat transfer, *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, Vol. 42, No. 1, pp. 35-53, 2002/07/01, 2002.
- [45] M. Yuan, Y. Yang, T. Li, Z. Hu, Numerical simulation of film boiling on a sphere with a volume of fluid interface tracking method, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 51, No. 7, pp. 1646-1657, 2008.
- [46] C. Kunkelmann, P. Stephan, CFD simulation of boiling flows using the volume-of-fluid method within OpenFOAM, *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, Vol. 56, No. 8, pp. 631-646, 2009.
- [47] C. Kunkelmann, Numerical modeling and investigation of boiling phenomena, 2011.
- [48] C. Kunkelmann, P. Stephan, Numerical simulation of the transient heat transfer during nucleate boiling of refrigerant HFE-7100, *International Journal of Refrigeration*, Vol. 33, No. 7, pp. 1221-1228, 2010.
- [49] E. O. Doro, Computational modeling of falling liquid film free surface evaporation, 2012.
- [50] M. W. Akhtar, S. J. Kleis, Boiling flow simulations on adaptive octree grids, *International Journal of Multiphase Flow* Vol. 53 pp. 88–99, 2013.
- [51] B. Shu, F. Dammal, P. Stephan, Phase change model for two phase fluid flow based on the volume of fluid method in *Proceeding of*.
- [52] G. Tomar, G. Biswas, A. Sharma, A. Agrawal, Numerical simulation of bubble growth in film boiling using a coupled level-set and volume-of-fluid method, *Phys. Fluids*, Vol. 17, 2005.
- [53] K. Tsujimoto, Y. Kambayashi, T. Shakouchi, T. Ando, Numerical simulation of gas-liquid two-phase flow with phase change using Cahn-Hilliard equation, *Turbulence, Heat and Mass Transfer* Vol. 6, 2009.
- [54] D. Z. Guo, D. L. Sun, Z. Y. Li, W. Q. Tao, Phase Change Heat Transfer Simulation for Boiling Bubbles Arising from a Vapor Film by the VOSET Method, *Numerical Heat Transfer*, Vol. 59, No. 11, pp. 857-881, , 2011.
- [55] B. J. Palmer, D. R. Rector, Lattice-Boltzmann algorithm for simulating thermal two-phase flow, *Physical Review E*, Vol. 61, No. 5, pp. 5295, 2000.
- [56] B. J. Palmer, D. R. Rector, Erratum: Lattice-Boltzmann algorithm for simulating thermal two-phase flow [Phys. Rev. E 61, 5295 (2000)], *Physical Review E*, Vol. 69, No. 4, pp. 049903, 2004.
- [57] R. Zhang, H. Chen, Lattice Boltzmann method for simulations of liquid-vapor thermal flows, *Physical Review E*, Vol. 67, No. 6, pp. 066711, 2003.

- [58] Z. Dong, W. Li, Y. Song, Lattice Boltzmann simulation of growth and deformation for a rising vapor bubble through superheated liquid, *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, Vol. 55, No. 4, pp. 381-400, 2009.
- [59] T. Lee, Effects of incompressibility on the elimination of parasitic currents in the lattice Boltzmann equation method for binary fluids, *Computers & Mathematics with Applications*, Vol. 58, No. 5, pp. 987-994, 2009.
- [60] H. Safari, M. H. Rahimian, M. Krafczyk, Extended lattice Boltzmann method for numerical simulation of thermal phase change in two-phase fluid flow, *Physical Review E*, Vol. 88, No. 1, pp. 013304, 2013.
- [61] A. Begmohammadi, M. Farhadzadeh, M. H. Rahimian, Simulation of pool boiling and periodic bubble release at high density ratio using lattice Boltzmann method, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol. 61, pp. 78-87, 2015.
- [62] M. A. Hatani, M. Farhadzadeh, M. H. Rahimian, Investigation of vapor condensation on a flat plate and horizontal cryogenic tube using lattice Boltzmann method, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol. 66, pp. 218-225, 2015.
- [63] R. Clift, J. R. Grace, M. E. Weber, *Bubbles, Drops and Particles*, New York: Academic Press, 1978.
- [64] A. A. Kulkarni, J. y. B., Bubble Formation and Bubble Rise Velocity in Gas-Liquid Systems: A Review, *Ind. Eng. Chem. Res.*, Vol. 44, pp. 5873-5931, 2005.
- [65] W. Rybczynski, On the translatory motion of a fluid sphere in a viscous medium, *Bull. Acad. Sci., Cracow, Series A*, pp. 40, 1911.
- [66] H. D. Mendelson, The prediction of bubble terminal velocities from wave theory, *AIChE Journal*, Vol. 13, No. 2, pp. 250-253, 1967.
- [67] R. Davies, G. Taylor, The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquids in tubes, in *Proceeding of, The Royal Society*, pp. 375-390.
- [68] I. Tanasawa, Advances in condensation heat transfer, *Advances in heat transfer*, Vol. 21, pp. 55-139, 1991.
- [69] M. van Sint Annaland, W. Dijkhuizen, N. Deen, J. Kuipers, Numerical simulation of behavior of gas bubbles using a 3D front-tracking method, *AIChE Journal*, Vol. 52, No. 1, pp. 99-110, 2006.
- [70] M. Sussman, P. Smereka, S. Osher, A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow, *Journal of Computational Physics*, Vol. 114, No. 1, pp. 146-159, 1994.
- [71] R. Krishna, J. Van Baten, Rise characteristics of gas bubbles in a 2D rectangular column: VOF simulations vs experiments, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol. 26, No. 7, pp. 965-974, 1999.
- [72] B. Van Wachem, J. Schouten, Experimental validation of 3-D lagrangian VOF model: Bubble shape and rise velocity, *AIChE Journal*, Vol. 48, No. 12, pp. 2744-2753, 2002.
- [73] W. Dijkhuizen, E. Van den Hengel, N. Deen, M. van Sint Annaland, J. Kuipers, Numerical investigation of closures for interface forces acting on single air-bubbles in water using Volume of Fluid and Front Tracking models, *Chemical Engineering Science*, Vol. 60, No. 22, pp. 6169-6175, 2005.
- [74] M. Ohta, T. Imura, Y. Yoshida, M. Sussman, A computational study of the effect of initial bubble conditions on the motion of a gas bubble rising in viscous liquids, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 31, No. 2, pp. 223-237, 2005.

- [75] M. v. Sint Annaland, N. G. Deen, J. A. M. Kuipers, Numerical simulation of gas bubbles behaviour using a three-dimensional volume of fluid method, *Chemical Engineering Science* Vol. 60, pp. 2999 – 3011, 2005.
- [76] N. Hassan, M. M. K. Khan, M. Rasul, N. Subaschandar, Modelling of air bubble rising in water and polymeric solution, in *Proceeding of*, 758.
- [77] X. Wang, H. Dong, X. Zhang, L. Yu, S. Zhang, Y. Xu, Numerical simulation of single bubble motion in ionic liquids, *Chemical Engineering Science*, Vol. 65, No. 22, pp. 6036-6047, 2010.
- [78] D. Bothe, M. Koebe, K. Wielage, J. Prüss, H.-J. Warnecke, *Direct numerical simulation of mass transfer between rising gas bubbles and water*, in: *Bubbly Flows*, Eds., pp. 159-174: Springer, 2004.
- [79] H. Marschall, K. Hinterberger, C. Schuler, F. Habla, O. Hinrichsen, Numerical simulation of species transfer across fluid interfaces in free-surface flows using OpenFOAM, *Chemical Engineering Science*, Vol. 78, pp. 111–127, 2012.
- [80] D. Bothe, M. Kröger, H. Warnecke, A VOF-based conservative method for the simulation of reactive mass transfer from rising bubbles, *Fluid Dynamics & Materials Processing*, Vol. 7, No. 3, pp. 303-316, 2011.
- [81] S. Takagi, Y. Matsumoto, Surfactant effects on bubble motion and bubbly flows, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 43, pp. 615-636, 2011.
- [82] R. Balasubramaniam, C. E. Lacy, G. Woniak, R. S. Subramanian, Thermocapillary migration of bubbles and drops at moderate values of the Marangoni number in reduced gravity, *Physics of Fluids*, Vol. 8, pp. 872, 1996.
- [83] X. Liu, P. Cheng, Lattice Boltzmann simulation of steady laminar film condensation on a vertical hydrophilic subcooled flat plate, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 62, pp. 507-514, 2013.
- [84] S. Kamei, M. Hirata, Condensing phenomena of a single vapor bubble into subcooled water, *EXPERIMENTAL HEAT TRANSFER An International Journal*, Vol. 3, No. 2, pp. 173-182, 1990.
- [85] S. Kamei, M. Hirata, Study on condensation of a single vapor bubble into subcooled water-Part 2; Experimental analysis, *Heat Transfer-Japanese Research;(USA)*, Vol. 19, No. 1, 1990.
- [86] S. Sideman, G. Hirsch, Direct contact heat transfer with change of phase: Condensation of single vapor bubbles in an immiscible liquid medium. Preliminary studies, *AIChE Journal*, Vol. 11, No. 6, pp. 1019-1025, 1965.
- [87] B. Sudhoff, M. Plischke, P. Weinspach, Direct contact heat transfer with change of phase-condensation or evaporation of a drobble, *Ger. Chem. Eng*, Vol. 5, pp. 24-43, 1982.
- [88] H. G. Weller, G. TaborI, H. Jasak, C. Fureby, A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques, *Comput. Phys.*, Vol. 12, No. 6, pp. 620-632, 1998.
- [89] N. Samkhaniani, A. Ajami, M. H. Kayhani, A. S. Dari, Direct numerical simulation of single bubble rising in viscous stagnant liquid, *International Conference on Mechanical, Automobile and Robotics Engineering (ICMAR'2012)*, 2012.
- [90] S. Jafari, M. R. Ansari, N. Samkhaniani, Contact Angle Comparison of Droplet Impact on Solid Surface Using VOF, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 15, No. 3, pp. 84-94, 2015.
- [91] S. Khodadadi, N. Samkhaniani, M. Gorji, D. Domiri Ganji, M. R. Ansari, Numerical Simulation of Bubble Impact and Movement alongside Inclined plate with VOF Method, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 15, No. 10, pp. 329-340, 2015.

- [92] M. R. Ansari, S. Rafiei Asl, N. Samkhaniani, Numerical simulation of slug flow pattern in T junction using volume of fluid method, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 15, No. 10, pp. 41-48, 2015.
- [93] S. S. Deshpande, L. Anumolu, M. F. Trujillo, Evaluating the performance of the two-phase flow solver interFoam, *Computational science & discovery*, Vol. 5, No. 1, pp. 014016, 2012.
- [94] N. Samkhaniani, A. Gharehbaghi, Z. Ahmadi, Numerical simulation of reaction injection molding with polyurethane foam, *Journal of Cellular Plastics*, Vol. 49, No. 5, pp. 405-421, 2013.
- [95] E. Berberović, N. P. v. Hinsberg, S. Jakirlić, I. V. Roisman, C. Tropea, Drop impact onto a liquid layer of finite thickness: Dynamics of the cavity evolution, *The American Physical Society*, Vol. 79, No. 3, pp. 036306 (15), 2009.
- [96] M. Seifollahi, E. Shirani, N. Ashgriz, An improved method for calculation of interface pressure force in PLIC-VOF methods, *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, Vol. 27, No. 1, pp. 1-23, 2008.
- [97] J. Brackbill, D. B. Kothe, C. Zemach, A continuum method for modeling surface tension, *Journal of Computational Physics*, Vol. 100, No. 2, pp. 335-354, 1992.
- [98] B. Lafaurie, C. Nardone, R. Scardovelli, S. Zaleski, G. Zanetti, Modelling merging and fragmentation in multiphase flows with SURFER, *Journal of Computational Physics*, Vol. 113, No. 1, pp. 134-147, 1994.
- [99] D. Gerlach, G. Tomar, G. Biswas, F. Durst, Comparison of volume-of-fluid methods for surface tension-dominant two-phase flows, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 49, No. 3, pp. 740-754, 2006.
- [100] E. Shirani, N. Ashgriz, J. Mostaghimi, Interface pressure calculation based on conservation of momentum for front capturing methods, *Journal of Computational Physics*, Vol. 203, No. 1, pp. 154-175, 2005.
- [101] Z. Wang, A. Y. Tong, A sharp surface tension modeling method for two-phase incompressible interfacial flows, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 64, No. 7, pp. 709-732, 2010.
- [102] D. Gueyffier, J. Li, A. Nadim, R. Scardovelli, S. Zaleski, Volume-of-fluid interface tracking with smoothed surface stress methods for three-dimensional flows, *Journal of Computational Physics*, Vol. 152, No. 2, pp. 423-456, 1999.
- [103] A. Albadawi, D. Donoghue, A. Robinson, D. Murray, Y. Delauré, Influence of surface tension implementation in volume of fluid and coupled volume of fluid with level set methods for bubble growth and detachment, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 53, pp. 11-28, 2013.
- [104] M. Sussman, E. G. Puckett, A coupled level set and volume-of-fluid method for computing 3D and axisymmetric incompressible two-phase flows, *Journal of computational physics*, Vol. 162, No. 2, pp. 301-337, 2000.
- [105] D. Sun, W. Tao, A coupled volume-of-fluid and level set (VOSET) method for computing incompressible two-phase flows, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 53, No. 4, pp. 645-655, 2010.
- [106] S. J. Cummins, M. M. Francois, D. B. Kothe, Estimating curvature from volume fractions, *Computers & structures*, Vol. 83, No. 6, pp. 425-434, 2005.
- [107] S. Lips, J. P. Meyer, Two-phase flow in inclined tubes with specific reference to condensation: a review, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 37, No. 8, pp. 845-859, 2011.
- [108] F. Denner, D. R. van der Heul, G. T. Oud, M. M. Villar, A. d. Silveira Neto, B. G. van Wachem, Comparative study of mass-conserving interface capturing frameworks for

- two-phase flows with surface tension, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 61, pp. 37-47, 2014.
- [109] D. A. Hoang, V. van Steijn, L. M. Portela, M. T. Kreutzer, C. R. Kleijn, Benchmark numerical simulations of segmented two-phase flows in microchannels using the Volume of Fluid method, *Computers & Fluids*, Vol. 86, pp. 28-36, 2013.
 - [110] D. L. Sun, W. Q. Tao, A coupled volume-of-fluid and level set (VOSET) method for computing incompressible two-phase flows, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 53, pp. 645-655, 2010.
 - [111] M. Sussman, A second order coupled level set and volume-of-fluid method for computing growth and collapse of vapor bubbles, *Journal of Computational Physics*, Vol. 187, No. 1, pp. 110-136, 2003.
 - [112] M. Sussman, A second order coupled level set and volume-of-fluid method for computing growth and collapse of vapor bubbles *J Comput Phys* Vol. 187, No. 1, pp. 110-136, 2003.
 - [113] W. J. Rider, D. B. Kothe, Reconstructing Volume Tracking, *J. Comput. Phys*, Vol. 141, No. 2 pp. 112-152, 1998.
 - [114] F. Xiao, S. Li, C. Chen, Revisit to the THINC scheme: a simple algebraic VOF algorithm, *Journal of Computational Physics*, Vol. 230, No. 19, pp. 7086-7092, 2011.
 - [115] D. Bhaga, M. Weber, Bubbles in viscous liquids: shapes, wakes and velocities, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 105, pp. 61-85, 1981.
 - [116] L. Amaya-Bower, T. Lee, Single bubble rising dynamics for moderate Reynolds number using lattice Boltzmann method, *Computers & Fluids*, Vol. 39, No. 7, pp. 1191-1207, 2010.
 - [117] K. Beard, H. Pruppacher, A determination of the terminal velocity and drag of small water drops by means of a wind tunnel, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 26, No. 5, pp. 1066-1072, 1969.
 - [118] Q. Su, G. X. Yu, H. S. Wang, J. W. Rose, Microchannel condensation: correlations and theory, *international journal of refrigeration*, Vol. 32, No. 6, pp. 1149-1152, 2009.
 - [119] W. H. Lee, A pressure iteration scheme for two-phase flow modeling, *Multiphase transport fundamentals, reactor safety, applications*, Vol. 1, pp. 407-431, 1980.
 - [120] A. Alizadehdakhel, M. Rahimi, A. A. Alsairafi, CFD modeling of flow and heat transfer in a thermosyphon *International Communications in Heat and Mass Transfer* Vol. 37, pp. 312-318, 2010.
 - [121] S. C. K. De Schepper, G. J. Heynderick, G. B. Marin, CFD modeling of all gas-liquid and vapor-liquid flow regimes predicted by the Baker chart, *Chem. Eng. J* Vol. 138, pp. 349-357, 2008.
 - [122] Z. Yang, X. F. Peng, P. Ye, Numerical and experimental investigation of two phase flow during boiling in a coiled tube, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 51, pp. 1003-1016, 2008
 - [123] K. Goodson, A. Rogacs, M. David, C. Fang, Volume of fluid simulation of boiling two-phase flow in a vapor-venting microchannel, *Frontiers in Heat and Mass Transfer (FHMT)*, Vol. 1, No. 1, 2010.
 - [124] D.-L. Sun, J.-L. Xu, L. Wang, Development of a vapor-liquid phase change model for volume-of-fluid method in FLUENT, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol. 39, No. 8, pp. 1101-1106, 2012.
 - [125] M. Knudsen, *The kinetic theory of gases: some modern aspects*: Metheun & Company, 1950.

- [126] G. Son, V. Dhir, Numerical simulation of film boiling near critical pressures with a level set method, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 120, No. 1, pp. 183-192, 1998.
- [127] F. d. r. Gibou, L. Chen, D. Nguyen, S. Banerjee, A level set based sharp interface method for the multiphase incompressible Navier–Stokes equations with phase change, *Computational Physics*, Vol. 222, pp. 536-555, 2007.
- [128] J. T. Zhang, B. X. Wang, Effect of capillarity at liquid–vapor interface on phase change without surfactant, *International Journal of Heat and Mass Transfer* Vol. 45 pp. 2689–2694, 2002
- [129] P. Wayner, Intermolecular forces in phase-change heat transfer *AIChE J.*, Vol. 45, pp. 2055–2068, 1999
- [130] C. Rhie, W. Chow, Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation, *AIAA journal*, Vol. 21, No. 11, pp. 1525-1532, 1983.
- [131] B. Van Leer, Towards the ultimate conservative difference scheme. II. Monotonicity and conservation combined in a second-order scheme, *Journal of Computational Physics*, Vol. 14, No. 4, pp. 361-370, 1974.
- [132] H. Weller, A new approach to VOF-based interface capturing methods for incompressible and compressible flow, *OpenCFD Ltd., Report TR/HGW/04*, 2008.
- [133] H. Jasak, *Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows*, PhD Thesis Thesis, Imperial College, University of London, 1996.
- [134] M. Reimann, U. Grigull, Wärmeübergang bei freier konvektion und flimsieden im kritischen gebiet von wasser und kohlendioxid, , *Warmeund Stof-fubertragung*, Vol. 8, pp. 229-239, 1975.
- [135] P. Berenson, Film-boiling heat transfer from a horizontal surface, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 83, No. 3, pp. 351-356, 1961.
- [136] Z. Yang, Y.-Y. Duan, Z. Zhu, W. Gong, X.-C. Ma, Y. Chen, D. Wu, Flow and heat transfer enhancement in condensing water drops in steam flows, *Applied Physics Letters*, Vol. 104, No. 7, pp. 074101, 2014.
- [137] A. S. Rattner, S. Garimella, Simple Mechanistically Consistent Formulation for Volume-of-Fluid Based Computations of Condensing Flows, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 136, No. 7, pp. 071501, 2014.
- [138] W. Nusselt, The surface condensation of water vapour, *VDI Z*, Vol. 60, pp. 541-546, 1916.
- [139] Y. Chen, F. Mayinger, Measurement of heat transfer at the phase interface of condensing bubbles, *International journal of multiphase flow*, Vol. 18, No. 6, pp. 877-890, 1992.
- [140] T. Harada, H. Nagakura, T. Okawa, Dependence of bubble behavior in subcooled boiling on surface wettability, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 240, No. 12, pp. 3949-3955, 2010.
- [141] W. Tian, Y. Ishiwatari, S. Ikejiri, M. Yamakawa, Y. Oka, Numerical computation of thermally controlled steam bubble condensation using Moving Particle Semi-implicit (MPS) method, *Annals of Nuclear Energy*, Vol. 37, No. 1, pp. 5-15, 2010.
- [142] L.-m. Pan, Z.-w. Tan, D.-q. Chen, L.-c. Xue, Numerical investigation of vapor bubble condensation characteristics of subcooled flow boiling in vertical rectangular channel, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 248, pp. 126-136, 2012.
- [143] Q. Zeng, J. Cai, H. Yin, X. Yang, T. Watanabe, Numerical simulation of single bubble condensation in subcooled flow using OpenFOAM, *Progress in Nuclear Energy*, Vol. 83, pp. 336-346, 2015.

Abstract

In the present simulation, a solver called phaseChangeHeatFoam is implemented under open source CFD code OpenFOAM to consider boiling and condensation. The solver is capturing interface among two immiscible phases using a color function volume of fluid. The two fluids (vapor and liquid) are assumed Newtonian and incompressible. The surface tension between liquid-vapor phases is accounted using continuous surface force (CSF) model. The spurious current in CSF model is reducing using filter and s-CLSVOF method. The mass flux rate across the interface is determined by Lee, Tanasawa or Fourier mass transfer models in the present attempt. Additionally, the variation of saturation temperature with local pressure is considered with Clausius-Clapeyron relation. The coupled velocity pressure equation is solved using PISO algorithm.

Our studies show the spurious current is reduced up to 1 order in the simulation of stagnant bubble problem using present implemented methods. These methods also increase the accuracy of pressure jump calculation. Additionally, the present comparison shows not only filter method is simple to implement but also it is as efficient as s-CLSVOF method in calculation of curvature and reducing spurious current. The new solver is validating with (i) Stefan problem, (ii) two-dimensional film boiling, (iii) the film condensation on horizontal plate, (iv) the laminar film condensation over vertical plate. To estimate the accuracy of present solver in different conditions, saturation water at different saturation pressures are chosen up to high density ratio of 1000. The comparison between present numerical simulations and analytical solutions and previous sharp interface method simulations shows present solver has a high accuracy in simulation of phase change flow despite of using diffuse interface method (DIM). Then phase change phenomena in vapor bubble rising in subcooled and saturated liquid are studied and compared with available experimental data. Our numerical studies show bubble life time has linear relation with bubble size but it is not dependent on initial bubble shape in subcooled fluid. There is a non-linear relation between bubble life time and subcooled temperature which is consistent with sudhoff correlation. Moreover, bubble survives longer in bubble swarm condensation due to being placed in the thermal boundary layer of up-front bubbles. The simulation of superheat vapor bubble in saturated water shows bubble size increases due to evaporation at first. However, it collapses finally due to condensation. Here, the bubble life time is proportional with vapor bubble superheat temperature. The present study shows the capability of diffuse interface method in accurate simulation of phase change process and gives some fundamental information about vapor bubble rising which is expected to be instructive for further applications.

Keywords:

VOF, Phase change, Heat transfer, OpenFOAM



Tarbiat Modares University

Numerical Simulation of Bubble Rising in Saturated Liquid Using Diffuse Interface Method

Dissertation Submitted in Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree
of Doctor of Philosophy (Ph.D)

in

Mechanical Engineering

Faculty of Mechanical Engineering

Tarbiat Modares University

By:

Nima Samkhaniani

Supervisor:

Associate Professor Mohamad Reza Ansari

2015