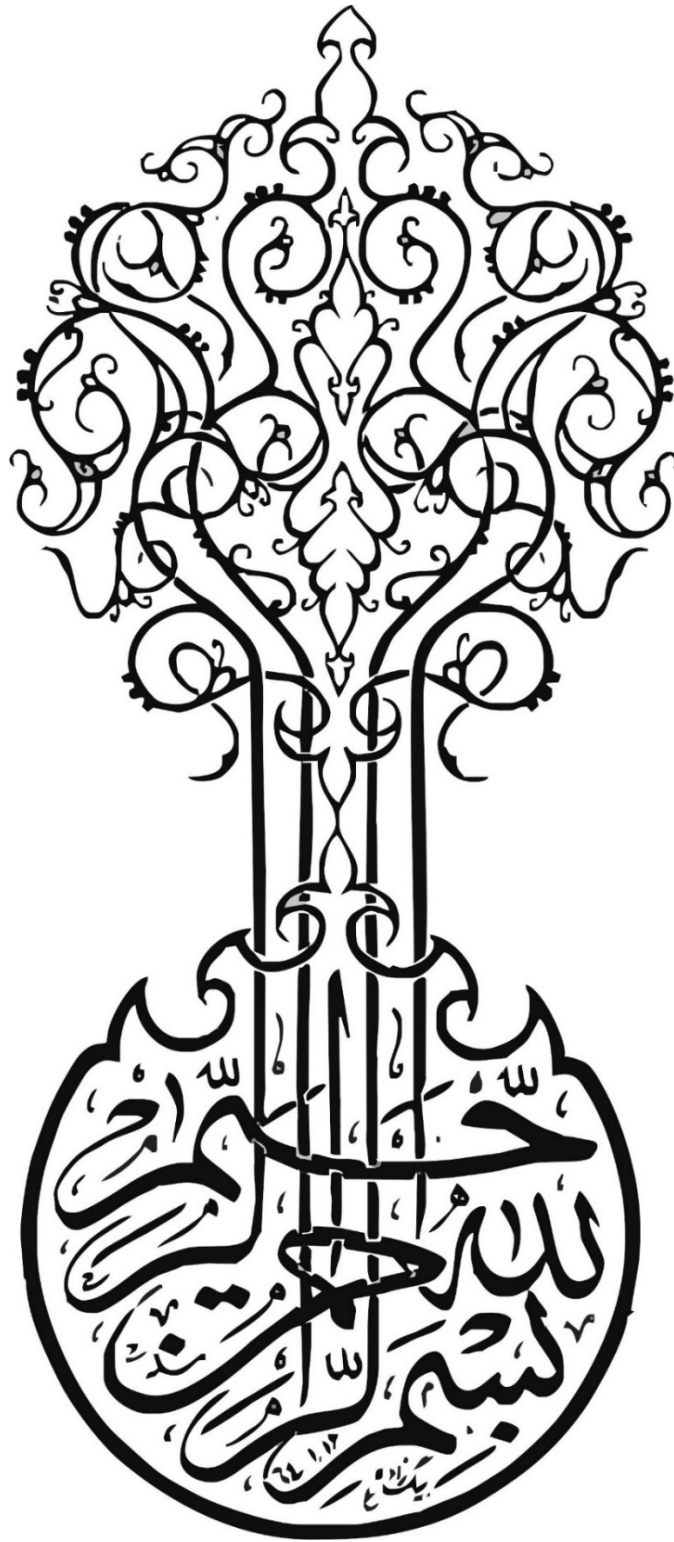






دانشکده مهندسی مکانیک

گروه تبدیل انرژی

پایان نامه کارشناسی ارشد

مطالعه تشکیل قطرات غیریوتنی در رژیم درپینگ

امیر کمیلی بیرجندی

اساتید راهنما :

دکتر محمدحسن کیهانی

دکتر محمود نوروزی

شهریور ۱۳۹۴



مدیریت تحصیلات تکمیلی

فرم شماره (۶)

باسمه تعالی

شماره:

تاریخ:

ویرایش:

فرم صورت جلسه دفاع از پایان نامه تحصیلی دوره کارشناسی ارشد

با تأییدات خداوند متعال و با استعانت از حضرت ولی عصر (عج) نتیجه ارزیابی جلسه دفاع از پایان نامه کارشناسی ارشد خانم / آقای **امیر کمیلی بیرجندی** رشته مهندسی مکانیک گرایش تبدیل انرژی تحت عنوان **مطالعه تشکیل قطرات غیر نیوتنی در رژیم دریپینگ**

که در تاریخ **۱۳۹۴/۶/۲۸** با حضور هیأت محترم داوران در دانشگاه صنعتی شاهرود برگزار گردید به شرح ذیل اعلام می گردد:

☐ مردود	☐ دفاع مجدد	☒ عالی امتیاز ۱۹
--------------------------------	------------------------------------	--

۱- عالی (۱۹ - ۲۰)

۲- بسیار خوب (۱۸ - ۱۸/۹۹)

۳- خوب (۱۶ - ۱۷/۹۹)

۴- قابل قبول (۱۴ - ۱۵/۹۹)

امضاء	مرتبه علمی	نام و نام خانوادگی	عضو هیأت داوران
	استاد	۱- دکتر محمد حسن کیهانی	۱- استاد راهنما
	استادیار	۲- دکتر محمود نوروزی	
	-	-	۲- استاد مشاور
	استادیار	دکتر احمد مددی	۳- نماینده شورای تحصیلات تکمیلی
	دانشیار	دکتر محسن نظری	۴- استاد ممحن
	استادیار	دکتر پوریا اکبرزاده	۵- استاد ممحن

۵- نمره کمتر از ۱۴ غیر قابل قبول

رئیس دانشکده: امضاء



تقدیم بہ

پدر و مادر م

بہ پاس محبت ہای بی کرانشان

تشکر و قدردانی

نخستین سپاس و ستایش از آن خداوندی است که بنده کوچکش را در دریای بیکران اندیشه، قطره‌ای ساخت تا وسعت آن را از دریچه اندیشه‌های ناب آموزگارانی بزرگ به تماشا نشیند. لذا اکنون که در سایه سار بنده نوازی‌هایش پایان نامه حاضر به انجام رسیده است، بر خود لازم می‌دانم تا مراتب سپاس را از بزرگوارانی به جا آورم که اگر دست یاری‌گرشان نبود، هرگز این پایان‌نامه به انجام نمی‌رسید.

از جناب آقایان دکتر محمد حسن کیهانی و دکتر محمود نوروزی اساتید بزرگوارم، به پاس همراهی صمیمانه، نکته‌سنجی‌های علمی و از همه مهم‌تر، رفتار و برخورد نیکویشان و همچنین فراهم آوردن محیطی مناسب و آرام برای فعالیت کمال سپاس را دارم.

همچنین از آقایان دکتر محسن نظری و دکتر پوریا اکبرزاده که زحمت داوری این رساله را پذیرفتند صمیمانه تشکر می‌کنم.

سپاس آخر را به مهربان‌ترین همراهان زندگیم، به پدر، مادر و برادران عزیزم تقدیم می‌کنم که حضورشان در فضای زندگیم مصداق بی‌ریای سخاوت بوده است.

تعهد نامه

اینجانب **امیر کمیلی بیرجندی** دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته مهندسی مکانیک- گرایش تبدیل انرژی دانشکده مکانیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه با عنوان **مطالعه تشکیل قطرات غیریونیونی در رژیم درپینگ** تحت راهنمایی **دکتر محمد حسن کیهانی و دکتر محمود نوروزی** متعهد می شوم.

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

تاریخ

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

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

چکیده

تشکیل و جدایش قطره در حال سقوط درون سیالی دیگر از جمله موضوعات پیچیده و جذاب در علم دینامیک سیالات به شمار می‌رود. کاربردهای فراوان این پدیده در زمینه‌هایی نظیر تولید دارو، پوشش‌دهی سطوح، خنک‌کاری، اتمی شدن و ... توجه بسیاری از پژوهشگران را در جهت بهبود و افزایش بازده فرآیندهای صنعتی به خود جلب کرده است. در این راستا در تحقیق حاضر، نحوه تشکیل قطره ویسکوالاستیک به درون سیال هوا به روش عددی مطالعه شده است. در این مطالعه، از روش حجم سیال جهت تعیین سطح مشترک میان دو فاز و مدل غیرخطی گزیکس برای شبیه‌سازی استفاده شده است. معادلات حاکم بر مسأله در یک محدوده محاسباتی متقارن محوری با استفاده از نرم‌افزار اُپن‌فوم حل شده‌اند و تأثیر اعداد بی‌بعدی همچون، عدد بوند (Bo)، عدد موینگی (Ca)، نسبت لزجت (β)، ضریب تحرک (α) و عدد وایزنبرگ (Wi) بر تشکیل قطره ویسکوالاستیک مورد بررسی قرار گرفته است. با مقایسه نتایج حاصل از حل عددی با داده‌های آزمایشگاهی و عددی موجود، مشخص شده است که نتایج به دست آمده از دقت و صحت کافی برخوردار می‌باشند. در مراحل ابتدایی تشکیل قطره، مادامی که نیروهای ویسکوز ضعیف می‌باشند، دینامیک تشکیل قطره توسط تعادل بین نیروهای اینرسی و موینگی کنترل می‌شود و نیروهای الاستیک تأثیری بر روند تشکیل قطره از خود نشان نمی‌دهند. این در حالی است که در مراحل نهایی از تشکیل قطره تغییرات ضریب تحرک، نسبت لزجت و عدد وایزنبرگ تأثیر بسزایی بر دینامیک تشکیل قطره دارند. تحقیقات صورت گرفته نشان می‌دهند که با افزایش اعداد بی‌بعد وایزنبرگ، ضریب تحرک و نسبت لزجت، باریک شدن فیلامان قطره سریع‌تر رخ داده، جدایش سریع‌تر صورت پذیرفته و طول جدایش قطره و حجم قطره اولیه نیز کاهش می‌یابد. همچنین بر اساس نتایج به دست آمده می‌توان بیان نمود که تغییرات طول جدایش قطره با اعداد بی‌بعد بوند و موینگی رابطه مستقیمی دارد ولیکن حجم قطره اولیه با اعداد بی‌بعد بوند و موینگی رابطه معکوس دارد.

کلمات کلیدی: روش حجم سیال، طول جدایش قطره، قطره ویسکوالاستیک، مدل گزیکس، عدد بوند، عدد موینگی، عدد وایزنبرگ، نسبت لزجت، ضریب تحرک، فیلامان قطره، قطره اولیه

فهرست مطالب

فصل اول: مقدمه

۱-۱- مقدمه.....	۲
۱-۲- رژیم‌های تشکیل قطره.....	۲
۱-۳- مکانیزم تشکیل قطره نیوتنی در رژیم چکه کردن.....	۵
۱-۴- رشد، تشکیل و جدایش قطره.....	۹
۱-۵- پژوهشهای اخیر.....	۲۰
۱-۶- گزیده پژوهشها.....	۲۸
۱-۷- معرفی تحقیق حاضر.....	۲۹

فصل دوم: روابط فیزیکی

۲-۱- مقدمه.....	۳۶
۲-۲- اعداد بی بعد.....	۳۶
۲-۳- فرضیات فیزیکی.....	۳۷
۲-۴- معادلات حاکم بر جریان.....	۳۸
۲-۵- معادله ساختاری سیال ویسکوالاستیک.....	۳۹
۲-۶- شرایط مرزی و شرایط اولیه.....	۴۱

فصل سوم: روش عددی

۳-۱- مقدمه.....	۴۴
۳-۲- شبکه‌بندی دامنه محاسباتی.....	۴۴
۳-۳- گسسته‌سازی معادلات حاکم.....	۴۵
۳-۴- روش‌های مدل‌سازی جریان‌های دوفازی.....	۴۷
۳-۵- روش حجم سیال.....	۵۰
۳-۶- الگوریتم حل عددی.....	۵۴

فصل چهارم: بحث و بررسی نتایج

۵۸.....	۱-۴- مقدمه
۵۸.....	۲-۴- محدوده محاسباتی و شرایط مرزی
۵۹.....	۳-۴- استقلال از شبکه بندی
۶۳.....	۴-۴- بررسی توسعه یافتگی جریان سیال در نازل
۶۵.....	۵-۴- اعتبارسنجی مدل مسأله
۶۸.....	۶-۴- نتایج حاصل از مدل سازی تشکیل قطره ویسکوالاستیک

فصل پنجم: نتیجه گیری و پیشنهادات

۹۲.....	۱-۵- مقدمه
۹۲.....	۲-۵- نتیجه گیری
۹۳.....	۳-۵- پیشنهادات
۹۵.....	پیوست ها
۹۶.....	پیوست الف
۹۹.....	پیوست ب

فهرست جداول

جدول ۱-۱- مروری بر برخی از پژوهشهای پیشین	۲۸
جدول ۲-۱- (ادامه) مروری بر برخی از پژوهشهای پیشین	۲۹
جدول ۱-۴- مشخصات شبکه‌های محاسباتی	۶۰
جدول ۲-۴- مقایسه طول بی‌بعد قطره بی‌بعد به ازای شبکه‌های مختلف	۶۰
جدول ۳-۴- خواص فیزیکی و رئولوژیکی سیال ویسکوالاستیک	۶۰
جدول ۴-۴- مقایسه نتایج مدل‌سازی با داده‌های تجربی [۵۶] و داده‌های عددی [۱۳]	۶۶
جدول ۵-۴- اعداد بی‌بعد در نظر گرفته شده در شبیه‌سازی پارامتر α	۶۸
جدول ۶-۴- اعداد بی‌بعد در نظر گرفته شده در شبیه‌سازی عدد Wi	۷۴
جدول ۷-۴- تغییرات نسبت تنش با عدد Wi	۷۷
جدول ۸-۴- اعداد بی‌بعد در نظر گرفته شده در شبیه‌سازی عدد β	۸۰
جدول ۹-۴- اعداد بی‌بعد در نظر گرفته شده در شبیه‌سازی عدد Bo	۸۴
جدول ۱۰-۴- اعداد بی‌بعد در نظر گرفته شده در شبیه‌سازی عدد Ca	۸۷

فهرست اشکال

- شکل ۱-۱- حالت‌های مختلف قطره به هنگام خروج از نازل. (a) چکه کردن، (b) جت غیردائم و (c) جت پیوسته [۱] ۳
- شکل ۱-۲- مشاهدات آزمایشگاهی تناوب دو گانه در رژیم جت غیر دائم [۲] ۵
- شکل ۱-۳- نمایش واژگونی فصل مشترک با گذشت زمان برای قطره‌های از محلول ۵۰٪ گلیسرین در آب [۱۳] ۱۳
- شکل ۱-۴- دنباله عکسهای (الف) محلول ۵۰٪ گلیسرول در آب و (ب) یک محلول پلی اتیلن اکسید در طی مراحل مختلف رشد، طولیل شدن و جدایش قطره (زمان برحسب میلی ثانیه است) [۷] ۱۷
- شکل ۱-۵- ضخامت کمینه گلویی h_{min} برای قطره آب خالص (لوزی) و قطره محلول پلیمری (دایره) [۲۱] ۱۸
- شکل ۱-۶- پدیده جدایی در سقوط قطره‌های از یک محلول آبی معین [۲۲] ۱۹
- شکل ۱-۷- مقایسه مشاهدات آزمایشگاهی و پیش بینی شکل قطره با حل عددی (خطهای قرمز رنگ) [۲۶] ۲۲
- شکل ۱-۸- تغییرات کمینه ضخامت گلویی با زمان، تغییر شکل قطره و توزیع نرخ برش برای یک سیال بینگهام معین [۲۹] ۲۴
- شکل ۱-۹- تصاویر تغییرشکل فیلامانهای ویسکوالاستیک به ازای غلظت بی بعد تقریباً یکسان و دو وزن مولکولی پلیمر [۳۴] ۲۶
- شکل ۱-۱۰- شماتیکی از تشکیل قطره از انتهای نازل عمودی با دبی ثابت ۳۰
- شکل ۱-۳- دو روش کلی تعیین مرز مشترک [۵۲]، (الف) روش اوپلری و (ب) روش لاگرانژی. ۴۹
- شکل ۲-۳- نمونه‌ای از توزیع تابع کسر حجمی در سطح مشترک بین دو سیال ۵۱
- شکل ۳-۳- تقریب مرز مشترک به روش‌های PLIC و SLIC ۵۳
- شکل ۳-۴- شماتیک الگوریتم محاسبات عددی جهت مدل‌سازی فرآیند تشکیل قطره ۵۵
- شکل ۴-۱- نمایش محدوده‌ی محاسباتی و شرایط مرزی در پژوهش حاضر (ابعاد به میلی‌متر) ۵۹
- شکل ۴-۲- نمایش شبکه بندیهای مختلف محدوده محاسباتی، ۶۱
- شکل ۴-۳- بزرگ‌نمایی شبکه‌های محاسباتی ۶۲
- شکل ۴-۴- بررسی تأثیر تعداد نقاط شبکه‌بندی بر تغییرات طول قطره‌ی ویسکوالاستیک در زمانهای مختلف ۶۳

- شکل ۴-۶- منحنی سرعت محوری بر حسب موقعیت در راستای نازل ۶۴
- شکل ۴-۷- منحنی مولفه‌های مختلف تنش بر حسب موقعیت در راستای نازل ۶۴
- شکل ۴-۸- مقایسه نتایج مطالعه حاضر (سطر پایین) و داده‌های آزمایشگاهی [۳۴] (سطر بالایی) برای مخلوط ۵۰٪ آب و گلیسرین. زمان‌های اندازه‌گیری شده بر حسب میلی ثانیه از چپ به راست عبارت است از : ۱۰-، ۶-، ۳-، ۲-، ۱-، ۰، ۱، ۲. این زمان نسبت به زمان جدایش td بیان شده است $(t-td)$ ۶۵
- شکل ۴-۹- مقایسه نتایج مطالعه حاضر و داده‌های حل عددی [۱۳] برای مخلوط ۸۵٪ آب و گلیسرین ۶۷
- شکل ۴-۱۰- نمایی از شبیه‌سازی انجام شده برای بررسی تأثیر ضریب تحرک ۶۹
- شکل ۴-۱۱- نمودار تغییرات طول قطره بر حسب زمان بی‌بعد به‌ازای مقادیر مختلف α ۷۰
- شکل ۴-۱۳- نمودار تغییرات طول جدایش قطره بر حسب α ۷۱
- شکل ۴-۱۴- نمودار تغییرات مینیمم شعاع گلویی بی‌بعد بر حسب زمان بی‌بعد به‌ازای مقادیر مختلف α ۷۲
- شکل ۴-۱۵- نمودار تغییرات حجم نهایی بی‌بعد قطره اولیه بر حسب α بعد از جدایش ۷۳
- شکل ۴-۱۶- نمودار تغییرات طول قطره بر حسب زمان بی‌بعد به‌ازای مقادیر مختلف Wi ۷۵
- شکل ۴-۱۷- نمودار تغییرات طول جدایش قطره بر حسب Wi ۷۵
- شکل ۴-۱۸- نمودار تغییرات مینیمم شعاع گلویی بی‌بعد بر حسب زمان بی‌بعد به‌ازای مقادیر مختلف Wi ۷۶
- شکل ۴-۱۹- پروفیل سرعت محوری در فیلامان قطره ویسکوالاستیک بر روی محور تقارن به همراه پروفیل شکل قطره به‌ازای اعداد وایزبرگ ۱۵/۶، ۳۱/۲۵ و ۶۲/۵ در ۰/۰۰۱ ثانیه پیش از جدایش ۷۸
- شکل ۴-۲۰- نمودار تغییرات حجم نهایی بی‌بعد قطره اولیه بر حسب Wi بعد از جدایش ۷۹
- شکل ۴-۲۱- نمودار تغییرات طول قطره بر حسب زمان بی‌بعد به‌ازای مقادیر مختلف β ۸۰
- شکل ۴-۲۲- نمودار تغییرات طول جدایش قطره بر حسب β ۸۱
- شکل ۴-۲۳- نمودار تغییرات مینیمم شعاع گلویی بی‌بعد بر حسب زمان بی‌بعد به‌ازای مقادیر مختلف β ۸۲
- شکل ۴-۲۴- نمودار تغییرات حجم نهایی بی‌بعد قطره اولیه بر حسب β بعد از جدایش ۸۳
- شکل ۴-۲۵- نمایی از شبیه‌سازی‌های صورت گرفته برای بررسی عدد Bo ۸۴

- شکل ۴-۲۶- نمودار تغییرات طول قطره بر حسب زمان بی بعد به ازای مقادیر مختلف عدد بی بعد Bo..... ۸۵
- شکل ۴-۲۷- نمودار تغییرات طول جدایش قطره بر حسب عدد بی بعد Bo..... ۸۵
- شکل ۴-۲۸- نمودار تغییرات مینیمم شعاع گلولی بی بعد بر حسب زمان بی بعد به ازای مقادیر مختلف عدد بی بعد Bo..... ۸۶
- شکل ۴-۲۹- نمودار تغییرات حجم نهایی بی بعد قطره اولیه بر حسب عدد بی بعد Bo بعد از جدایش..... ۸۷
- شکل ۴-۳۰- نمودار تغییرات طول قطره بر حسب زمان بی بعد به ازای مقادیر مختلف عدد بی بعد Ca..... ۸۸
- شکل ۴-۳۱- نمودار تغییرات طول جدایش قطره بر حسب عدد بی بعد Ca..... ۸۹
- شکل ۴-۳۲- نمودار تغییرات مینیمم شعاع گلولی بی بعد بر حسب زمان بی بعد به ازای مقادیر مختلف عدد بی بعد Ca..... ۹۰
- شکل ۴-۳۳- نمودار تغییرات حجم نهایی بی بعد قطره بر حسب عدد بی بعد Ca بعد از جدایش..... ۹۰
- شکل ب-۱- منحنی تنش برشی بر حسب نرخ برش برای سیالات مستقل از زمان [۵۷]..... ۱۰۰
- شکل ب-۲- نمایش اثر حافظه دار بودن سیالات ویسکوالاستیک..... ۱۰۲
- شکل ب-۳- نمایش پدیده آماسیدگی جت سیال، برای سیال نیوتنی (سمت چپ) و سیال پلیمری (سمت راست)..... ۱۰۲
- شکل ب-۴- نمایش پدیده بالاروی از میله چرخان در سیال ویسکوالاستیک..... ۱۰۳

فهرست علائم

Ca	عدد موئینگی
R_o	شعاع نازل
U_0	سرعت ورودی
R_{min}	کمینه شعاع
σ	کشش سطحی
$\vec{g}$	شتاب گرانش
ρ	چگالی
L	طول قطره
Bo	عدد بوند
η_s	لزجت بخش نیوتنی قطره
η_p	لزجت بخش پلیمری قطره
Wi	عدد وایزنبرگ
$\mathbf{D}$	تانسور نرخ تغییر شکل
β	نسبت لزجت
α	ضریب تحرک
λ	ثابت زمانی رهایی از تنش
Re	عدد رینولدز
$\dot{\gamma}$	نرخ برش جریان
τ_s	تنش حلال نیوتنی
τ_p	تنش پلیمری
t_d	زمان جدایش قطره
V	حجم قطره اولیه

$\tau_{xx} - \tau_{yy}$	اختلاف تنش نرمال اول
τ_{xy}	تنش برشی
L_d	طول جدایش قطره
γ	کسر حجمی
d	اپراتور مشتق همرفتی
I	ماتریس یکه قطری
$\vec{u}$	بردار سرعت
k	ضریب تناسب
G	مدول الاستیک
P_s	افزایش فشار ناشی از کشش سطحی
K	انحنای محلی سطح آزاد
P	فشار
P_v	فشار بخار

فصل اول

مقدمه

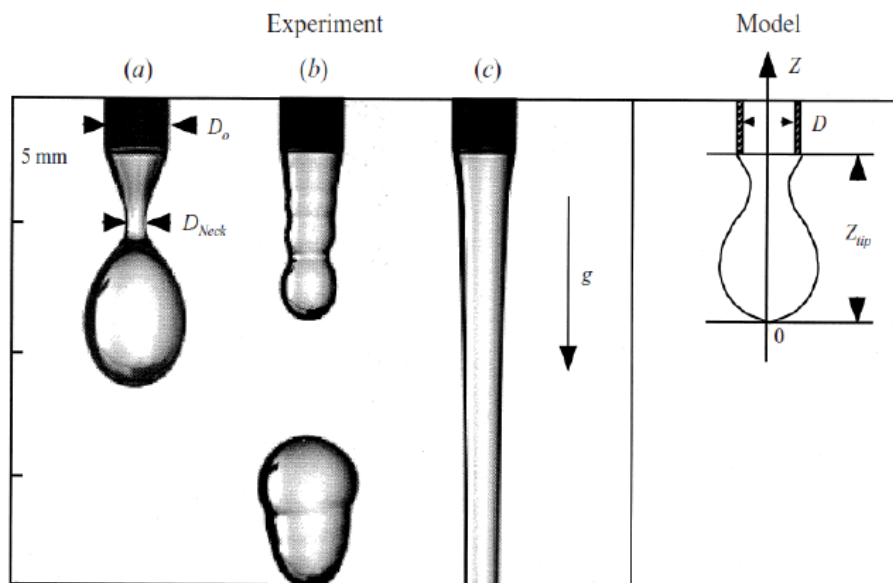
۱-۱- مقدمه

نقش سیالات در پدیده‌های طبیعی زندگی روزمره و به عنوان عاملی تأثیرگذار در کاربردهای صنعتی بر کسی پوشیده نیست. بهره‌وری از خواص سیالات در زمینه‌های گوناگون موجب شده است تلاش‌های فراوانی برای شناخت ویژگی‌های این مواد صورت گیرد. در این میان جریان سیالات غیر نیوتنی در علم مکانیک سیالات از اهمیتی ویژه برخوردار گردیده است. کاربردهای فراوان سیالات ویسکوالاستیک در فناوری صنعت و نمونه‌هایی عینی در پیرامون ما نشان دهنده لزوم توجه به این پدیده در پیشبرد دانش سیالات است. جریان سیال انواع متفاوتی دارد که پدیده‌ی تشکیل قطره از انتهای نازل مثالی آشنا از آن‌ها می‌باشد.

در این فصل مروری بر تحقیقات گذشته در خصوص رشد، تشکیل و جدایش قطره صورت می‌گیرد. به این ترتیب ضمن بیان رژیم‌های تشکیل قطره، مکانیزم تشکیل قطره و تاریخچه مربوط به تحقیقات پیشین، اهمیت تحقیق در این زمینه بیان خواهد شد. در ادامه، تحقیق حاضر معرفی شده و به بیان مشخصات کلی، اهداف، موارد نوآوری و کاربردهای این پدیده پرداخته خواهد شد. در پایان مروری اجمالی بر ساختار کلی تحقیق حاضر صورت می‌گیرد.

۱-۲- رژیم‌های تشکیل قطره

به طور کلی سه رژیم جریان در تشکیل قطره وجود دارد که عمدتاً با موقعیت جدا شدن قطره، حالت تناوبی تشکیل قطره و اندازه قطره تعیین می‌شوند. نمایی از سه رژیم چکه‌کردن، جت غیردائم و جت پیوسته در شکل ۱-۱ آمده است.



شکل ۱-۱- حالت‌های مختلف قطره به هنگام خروج از نازل. (a) چکه کردن، (b) جت غیردائم و (c) جت پیوسته [۱]

در نخستین رژیم از تشکیل قطره (چکه کردن)، قطره از طریق تزریق تدریجی سیال بواسطه‌ی نازل، تشکیل شده و در معرض نیروهای کشش‌سطحی، گرانش، موینگی و اینرسی در یک حالت شبه تعادلی می‌باشد. در یک زمان خاص، این تعادل از بین می‌رود و قطره‌ها شروع به شتاب گرفتن و جدا شدن می‌کنند. در این حالت، تشکیل گلوله‌ی و لیگامنت^۱ را نیز شاهد خواهیم بود. هنگامیکه قطره‌ی اصلی از نازل جدا می‌شود، طول گلوله‌ی در حالی که عرض آن کاهش می‌یابد، افزایش خواهد یافت و پس از جدا شدن قطره‌ی اصلی، لیگامنت سیال با بازگشت به حالت اولیه به سمت بالا حرکت خواهد کرد. در اعداد ویر کوچک یا در سرعت‌های پایین، گلوله‌ی بسیار نازک شده و به قطره‌های ریزی؛ که قطره‌های پیرو^۲ نامیده می‌شوند، تجزیه می‌گردد. قطره‌های پیرو از افزایش ناپایداری‌ها در گلوله‌ی به وجود می‌آیند. در واقع بعد از جدا شدن قطره‌ی اصلی، امواجی در سطح لیگامنت ایجاد شده و دامنه‌ی آن‌ها افزایش می‌یابد و منجر به ناپایداری می‌شوند. این پدیده که به تشکیل قطره‌های پیرو کمک می‌کند مشابه بی‌ثباتی پلاتیو رایلی^۳ است.

1- Ligament

2- Satellite drops

3- Plateau Rayleigh instability

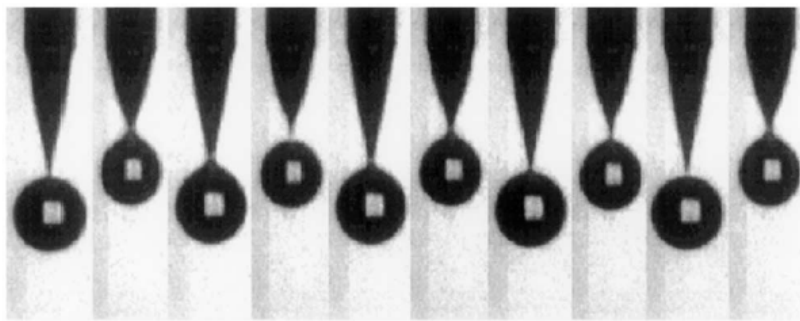
در رژیم چکه کردن، تشکیل قطره‌های پیرو بعد از جدا شدن قطره‌ی اولیه همیشه مشاهده نمی‌شود. تشکیل قطره‌های پیرو در این رژیم رابطه‌ی نزدیکی با سرعت سیال ورودی دارد. با افزایش سرعت ورودی تزریق، سیال بیشتری وارد ستون مایع^۱ (که جرم معلق را به بخش اصلی متصل می‌سازد) می‌شود و در نتیجه گلویی ضخیم‌تر شده و به قطره‌های پیرو تجزیه نمی‌شود.

از آنجایی که سرعت سیال ورودی در رژیم چکه کردن در مقایسه با سایر رژیم‌های تشکیل قطره بسیار کمتر است، سیال لبه‌های نازل را نیز خیس می‌کند و قطره‌های با حجم بزرگتری را تشکیل می‌دهد. از این رو می‌توان نتیجه گرفت که قطر خارجی نازل به عنوان یک پارامتر هندسی موثر بر مسأله می‌باشد.

در رژیم دوم از تشکیل قطره، سرعت جریان ورودی اندکی بیشتر است و با تشکیل قطره‌های بزرگتر که به دنبال آن قطره‌های کوچکتری تشکیل می‌شود همراه است. شکل ۱-۲ تشکیل قطره‌هایی با اندازه‌های مختلف را به خوبی نشان می‌دهد. به طور کلی، این رژیم از جریان حالت گذاری بین رژیم چکه کردن و جت پیوسته بوده و دارای شاخه‌های تناوبی چندگانه^۲ است. به بیان دیگر ممکن است این رژیم برای تشکیل قطره، دو، سه یا تعداد بیشتری دوره تناوب داشته باشد. در این رژیم قطره‌های متوالی سایزهای متفاوتی دارند و بسته به تعداد تناوب‌ها یک الگوی تکراری در سایز قطره‌ها مشاهده می‌شود. به طور مثال، اگر این رژیم از جریان دارای تناوب دو گانه باشد، در این صورت قطره‌های اول و سوم هم‌اندازه و قطره‌های دوم و چهارم یکسان خواهند بود. همچنین نقطه‌ی جدایش قطره‌ها از یک قطره به قطره‌ی دیگر تغییر می‌کند ولیکن موقعیت آن همیشه نزدیک به نوک سوزن باقی می‌ماند. این رژیم از جریان دارای دوره تناوب زمانی نبوده و قطره‌ها در بازه‌های زمانی منظم جدا نمی‌شوند.

1- Liquid bridge

2- Multiple periodic bifurcations



شکل ۱-۲- مشاهدات آزمایشگاهی تناوب دو گانه در رژیم جت غیر دائم [۲]

آخرین رژیم از تشکیل قطره، رژیم جت سیال است. سرعت تزریق سیال در این رژیم از سایر رژیم‌های جریان بیشتر است. اندازه قطره‌ها در این رژیم رابطه‌ای نزدیکی با سرعت تزریق دارد. موقعیت نقطه‌ای که جدایش در آن رخ می‌دهد تا زمانی که قطره‌ها از انتهای جت پیوسته‌ی بلند از سیال تشکیل شوند، تغییر می‌کند. مکانیزم تشکیل قطره در این رژیم از جریان بسیار پیچیده بوده و مورد بحث در این تحقیق نمی‌باشد.

۱-۳- مکانیزم تشکیل قطره نیوتنی در رژیم چکه کردن

تشکیل قطره در رژیم چکه کردن از سرعت پایینی برخوردار است. در این حالت نقطه‌ی جدایش بسیار به خروجی نازل نزدیک بوده و قطره‌ها در بازه‌های زمانی منظم و ثابتی تشکیل می‌شوند. حجم قطره‌ها در این رژیم از جریان تغییری نمی‌کند و قطره‌ها از ظاهری خوش تعریف و کروی برخوردار هستند.

در نازل‌هایی با سطح خروجی تخت، قطر خروجی نازل در دبی‌های پایین، تر می‌شود و مایع به لبه‌های نازل می‌رسد. در نتیجه، قطر سیال خروجی از نازل، با قطر خارجی نازل برابر خواهد شد. با خارج شدن سیال از نازل نیروی کشش سطحی تمایل به کاهش سطح دارد و مایع خروجی شکلی کروی به خود می‌گیرد. در واقع نیروی کشش سطحی، نیروی جاذبه‌ای است که بین مولکول‌های هم-نوع شکل می‌گیرد و از نیروهای مولکولی نامتعادل بر روی سطح مایع به وجود می‌آید.

با ادامه جریان سیال به داخل قطره، حجم قطره افزایش می‌یابد و شکل آن از حالت کروی به گلابی مانند تغییر خواهد کرد. در چنین حالتی قطر قطره افزایش می‌یابد و از قطر خروجی نازل بزرگ‌تر می‌شود. در حالی که نیروی اینرسی، قطره را به بیرون از نازل هل می‌دهد، نیروی گرانش تمایل به کشیدن قطره در راستای محور تقارن به سمت پایین را دارد. مادامی که نیروهای اینرسی، کشش سطحی و گرانش در تعادل‌اند، قطره در حالی که به نازل متصل است همچنان رشد می‌کند. زمانی که حجم قطره به یک مقدار بحرانی و معینی برسد، این تعادل دیگر نمی‌تواند حفظ شود و نیروهای گرانش و اینرسی شتابی رو به پایین را به وجود می‌آورند. در چنین وضعیتی نیروی کشش سطحی به مقابله با نیروهای گرانش و اینرسی می‌پردازد و قطره‌ی اولیه را شکل می‌دهد. با از بین رفتن تعادل، ناحیه با سطح مقطع کوچکتر، بین قطره اولیه و نازل، آسیب‌پذیر می‌گردد. از آنجایی که قطره‌ی اولیه وزن بیشتری دارد، موجب کشش در بخش میانی و افزایش فشار در این ناحیه می‌شود. با افزایش سرعت حرکت قطره به سمت پایین، قطر ناحیه‌ی میانی کاهش یافته و این کاهش تا زمانی که لیگامنت طویل و لاغری را تشکیل دهد ادامه می‌یابد. این مرحله از تشکیل قطره، گلوبی شدن^۱ نام دارد.

به طور کلی با شروع گلوبی شدن، در سیال خروجی از نازل سه بخش متمایز مشاهده می‌شود. بخش اول جرمی از مایع که هنوز هم به نازل متصل است، بخش دوم لیگامنتی از سیال و آخری قطره‌ای تقریباً شکل گرفته است. با ادامه‌ی گلوبی شدن فشار در ناحیه میانی افزایش می‌یابد و از فشار در سایر قسمت‌ها بیشتر می‌شود. بنابراین در جایی که شعاع کم‌ترین مقدار خود را داراست، بیشینه‌ی فشار را خواهیم داشت. از آنجایی که شعاع با انحنا نسبت عکس دارد، هر چه شعاع کمتر باشد، انحنا بیشتر است و انحنای بیشتر، فشار بیشتری را تولید می‌کند. معادله‌ی ینگ-لاپلاس رابطه‌ی بین فشار و انحنای محلی را به خوبی بیان می‌کند.

1- Necking

$$P_S \equiv P - P_V = \sigma K \quad (1-1)$$

در رابطه بالا P_S افزایش فشار ناشی از کشش سطحی در سطح، P_V فشار بخار، σ ضریب کشش سطحی سیال و K انحنای محلی سطح آزاد است.

با توجه به اینکه جدایش قطره کمی بعد از شروع گلوپی شدن رخ می‌دهد، گلوپی شدن به یکباره آغاز شده و مایعی وارد لیگامنت نمی‌شود. در چنین حالتی، نه تنها مایعی وارد گلوپی نمی‌شود بلکه گرادیان بالای فشار در این ناحیه سعی در فشرده کردن مایع و خروج آن از ناحیه گلوپی را دارد. سرعت و فشار در این مرحله بیشینه مقدار خود را دارند. در نهایت شعاع به کمترین مقدار ممکن رسیده و جدایش رخ می‌دهد و قطره اولیه از باقیمانده‌ی سیال خروجی از نازل، جدا می‌شود. قطره‌ی اولیه در جایی که از گلوپی جدا می‌شود از سطحی کاملاً صاف برخوردار است. این سطح صاف حاکی از آن است که نیروی اینرسی بر سایر نیروهای وارد بر قطره غالب می‌شود. لحظه‌ای بعد، شکل قطره در اثر نیروی کشش سطحی به حالت کروی بر می‌گردد و قطره در اثر نیروی گرانش سقوط می‌کند. بعد از جدا شدن قطره‌ی اولیه، باقیمانده‌ی مایع در اثر نیروی کشش سطحی که همواره تمایل به کاهش سطح دارد، به حالت اول بازمی‌گردد. از این‌رو، نوک لیگامنت از جایی که جدایش رخ می‌دهد، گرد شده و به سمت بالا شروع به حرکت می‌کند. در حقیقت پس از جدایش، عدم تعادل در نیروها در این بخش، سبب شتابی رو به بالا می‌شود. بسته به شرایط خاصی، رشته‌ی باریک سیال می‌تواند از بخشی از سیال که به نازل متصل است جدا شده و قطره‌های ریزی به نام قطره‌های پیرو را تشکیل دهد. در چنین وضعیتی دو حالت ممکن است رخ دهد. حالت اول تشکیل قطره بدون قطره‌های پیرو و دیگری تشکیل قطره به همراه قطره‌های پیرو می‌باشد. یکی از پارامتر اصلی و مهمی که در تشکیل قطره‌های پیرو نقش بسزایی ایفا می‌کند عدد بی‌بعد وبر^۱ نام دارد. این عدد بیانگر اهمیت نسبی نیروی اینرسی به کشش سطحی بوده و در واقع به جای پارامتر سرعت به کار می‌رود. دلیل این امر

1- Weber number

آن است که مفهوم کم یا زیاد بودن سرعت یک مفهوم نسبی است و بسته به قطر نازل، یک سرعت معین، ممکن است کم یا زیاد به شمار آید.

در رژیم چکه کردن و در اعداد وبر پایین، شاهد تشکیل قطره‌های پیرو پس از جدایش قطره اولیه خواهیم بود. در برخی موارد فیلمان سیال که در طی گلوئی شدن بسیار باریک و نازک شده است پس از جدا شدن قطره‌ی اصلی، آشفتگی‌هایی بر روی سطح آن به وجود می‌آید. چنانچه آشفتگی‌های ایجاد شده بر روی سطح لیگامنت ناپایدار شوند، سبب تجزیه‌ی رشته‌ی سیال به یک یا چندین قطره‌ی پیرو می‌شوند. برخلاف جدایش قطره‌ی اولیه، که در اثر از بین رفتن تعادل نیروها رخ می‌داد، جدایش لیگامنت از سیستم اصلی، از آشفتگی‌های ایجاد شده از اولین شکست ناشی می‌شود. هندرسون و همکارانش [۳] سیر تکامل لیگامنت‌های سیال را مورد مطالعه قرار دادند و نشان دادند که فروپاشی آن‌ها در اثر رشد ناپایداری‌ها رخ می‌دهد.

قطره‌های پیرو بسته به اندازه‌ای که دارند تحت تأثیر نیروی کشش سطحی و گرانش ممکن است شروع به حرکت به سمت بالا یا پایین کنند. حجم قطره‌های پیرو تعیین می‌کنند که کدام نیرو اثر بیشتری دارد. در صورتی که قطره‌ی پیرو حجمی نسبتاً کوچک داشته باشد، نیروی کشش سطحی پیروز می‌شود و قطره‌ی پیرو به سمت بالا حرکت خواهد کرد و با بخشی از مایع که به نازل متصل است، ادغام می‌گردد. همچنین اگر قطره‌ی پیرو از حجم زیادی برخوردار باشد، نیروی گرانش غالب گشته و قطره‌ی پیرو به دنبال قطره‌ی اصلی به سمت پایین در جهت شتاب گرانش حرکت خواهد کرد.

در رژیم چکه کردن چنانچه عدد وبر افزایش یابد، قطره‌های پیرو تشکیل نمی‌شوند. در حقیقت با افزایش سرعت تزریق، سیال بیشتری در لیگامنت جریان یافته و نوک لیگامنت ضخیم‌تر شده و دیگر شاهد جدایش در اثر ناپایداری‌ها نخواهیم بود.

۱-۴- رشد، تشکیل و جدایش قطره

۱-۴-۱- سیالات نیوتنی^۱

مطابق پژوهش‌های پیشین درباره سیالات نیوتنی، دینامیک جدایش قطره به خواص غیرخطی معادلات حرکت مربوط می‌شود [۴]. سطح آزاد یک سیال معین با نزدیک شدن به نقطه جدایی^۲ همواره شکلی تقریباً یکسان دارد که به کلی از شرایط اولیه مانند شعاع نازل مستقل است [۴-۶]. با شتاب‌گیری جریان در نزدیکی نقطه جدایش^۳، تنها بخشی از سیال که در داخل ناحیه جدایی یا نزدیک به آن قرار دارد قادر به ادامه حرکت است و بنابراین، جدایش پدیده‌ای موضعی در زمان و مکان است و این تکیه^۴ مستقل از شرایط اولیه و روش آزمایش است [۴].

شی^۵ و همکاران [۵] با کمک آزمایش و شبیه‌سازی رایانه‌ای نشان داده‌اند که شکل قطره به شدت به لزجت سیال وابسته است. همچنین، رخداد پیاپی گلوبی شدن در پژوهش این محققان مشاهده شده است. جدا شدن قطرات ریز از جت مایع، موضوع آزمایش‌های کوالوفسکی^۶ [۶] بوده است. او با در نظر گرفتن لزجت سیال و قطر جت، شکل گلوبی مایعی را که قطره را به حجم اصلی سیال متصل می‌کند مطالعه کرده است. با افزایش لزجت، گلوبی به سرعت طویل می‌شود و رشته‌ای بلند تشکیل می‌دهد که قطر نهایی آن قبل از گسیختگی^۷ حدود $1 \mu\text{m}$ است. کوالوفسکی [۶] همچنین جدایش این رشته ظریف را در یک یا چند نقطه مشاهده کرده است که به ایجاد قطرات ریز پیرو^۸ می‌انجامد.

در مقاله مروری اِگرز^۹ [۴]، دینامیک غیرخطی و جدایش جریان‌های سطح آزاد مورد بحث قرار گرفته است. در این مقاله مفصل به آزمایش‌های جت، چکه کردن و ستون مایع و شبیه‌سازی‌های

1- Newtonian fluids
2- Pinch point
3- Break-up
4- Singularity
5- Shi
6- Kowalewski
7- Rupture
8- Micro-satellites
9- Eggers

ناویراستوکس^۱، جریان استوکس و جریان غیرچرخشی غیرلزج اشاره شده است. برای رژیم‌های جریان سیالات نیوتنی، حل‌های تشابهی به‌خوبی فرایند تشکیل قطره را در هنگام نزدیک شدن سیال به ناحیه جدایی نشان می‌دهند [۷]. در این زمینه، حل تشابهی معادلات ناویر-استوکس برای حرکت سیالات غیرلزج (عدد رینولدز^۲ بی‌نهایت) [۸ و ۹]، سیالات با لزجت کم (عدد رینولدز متناهی) [۱۰] و با لزجت زیاد (عدد رینولدز صفر) [۱۱] موجود است.

در سیالات نیوتنی، ممکن است دینامیک تشکیل قطره از چند رژیم عبور کند: وابسته به لزجت سیال، دینامیک می‌تواند در آغاز در یکی از دو رژیم «رشته ویسکوز» (با غلبه لزجت) یا «جریان پتانسیل» (با غلبه اینرسی) باشد. اما با نزدیک شدن جدایش، باید هم اینرسی و هم لزجت را در نظر گرفت. این، رژیم «اینرسی-ویسکوز^۳» است که در آن، دینامیک با تعادل میان مقاومت موینگی، اینرسی و ویسکوز سیال توصیف می‌شود. به‌علاوه، رژیم چهارمی نیز نزدیک به جدایش پیشنهاد شده- است که در آن، دو سیال فرض می‌شوند و لزجت سیال محیطی-هرچند کوچک باشد- باید در نظر گرفته شود [۷].

پلدریم و باساران [۱۲] برای یک سیال نیوتنی با لزجت کم، گذار از جریان متقارن (رژیم جریان پتانسیل) را به جریان نامتقارن اینرسی-ویسکوز پیش‌بینی کرده‌اند. مطابق این پیش‌بینی که با روش عددی صورت گرفته‌است کمینه شعاع فیلامان در رژیم جریان پتانسیل، با زمان باقی‌مانده تا جدایش به توان دوسوم متناسب است و در رژیم اینرسی-ویسکوز، با نزدیک شدن زمان باقی‌مانده تا جدایش به صفر، کمینه شعاع فیلامان با این زمان متناسب است. این دو محقق برای سیالات نیوتنی با لزجت زیاد، تناسب کمینه شعاع فیلامان را با زمان باقی‌مانده تا جدایش، تا زمان‌های بسیار کوتاه به گونه‌ای پیش‌بینی کرده‌اند که هر دو رژیم جریان رشته ویسکوز و اینرسی-ویسکوز را در بر می‌گیرد [۱۲].

1- Navier-Stokes

2- Reynolds number

3- Inertial-viscous regime

برای حالت رشته ویسکوز، می‌توان تغییر کمینه شعاع را در سیال گلولی چنین نوشت:

$$R_{\min} = \kappa \frac{\sigma}{\eta_s} \tau \quad (2-1)$$

در معادله (۲-۱)، $R_{\min}$ ، τ ، σ و η_s به ترتیب، کمینه شعاع، زمان باقی‌مانده تا جدایش و کشش سطحی و لزجت سیال هستند. هنگامی که بتوان از آثار اینرسی چشم‌پوشی کرد مقدار ضریب تناسب κ برابر با ۰٫۰۷۰۹ تعیین شده است [۱۱]. چنان‌چه نتوان از آثار اینرسی صرف‌نظر کرد؛ مثلاً وقتی که فرایند گلولی شدن به سرعت به جدایش می‌انجامد $\kappa = ۰٫۰۳۰۴$ پیش‌بینی شده است [۷].

شکل دقیق قطره در نزدیکی نازل پیش از ناحیه جدایی وابستگی شدیدی به ویسکوریته سیال دارد. همه سیالات با لزجت کم مثل آب، نوکی مخروطی دارند که به یک پیشانی تیز در محل جدایی چسبیده است حال آن‌که به‌ازای لزجت‌های زیاد (تقریباً بیش از ۸۰ برابر لزجت آب) رشته‌هایی بلند و باریک با اتصالی عریض‌تر و صاف‌تر ایجاد می‌شوند. تشکیل این رشته‌های استوانه‌ای ویژگی مراحل پایانی رشد فیلامان قبل از آغاز جدایی است و معادلات روان‌سازی به‌خوبی این پدیده را توصیف می‌کنند [۴ و ۷].

در فرایند تشکیل و جدایش قطره، اندازه نسبی نیروهای گرانش، اینرسی، موینگی و لزج به‌شدت با خواص سیال، متغیر است. اغلب چندین عبارت ریاضی برای مقایسه اندازه این نیروهای متضاد به‌کار می‌رود. عدد بوند^۱ نسبت آثار گرانشی به آثار موینگی را مشخص می‌کند و تنها در مراحل ابتدایی تشکیل قطره اهمیت دارد. عدد رینولدز تعادل میان نیروهای اینرسی و ویسکوز را نشان می‌دهد. برای مطالعات جدایش جت و تشکیل قطره یک عدد رینولدز ذاتی ارائه شده است که برابر با نسبت زمان موینگی^۲ به زمان انتقال مومنتم در داخل سیستم است. آخرین عبارت، زمان موینگی است که اهمیت نسبی نیروهای ویسکوز و موینگی را نشان می‌دهد. انتخاب این سه عبارت به گونه‌ای است که

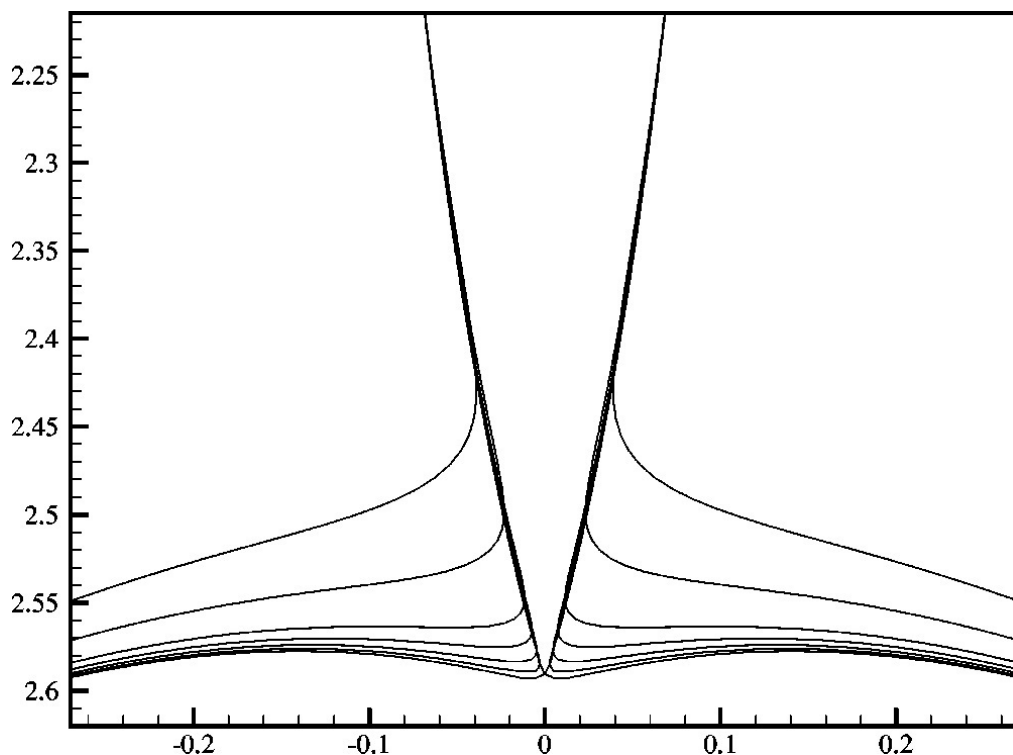
1- Bond number
2- Capillary time

تنها خواص ذاتی سیالات و یک مقیاس طولی فیزیکی در نظر گرفته شود؛ این انتخاب به‌طور کامل از نوع فرایند جدایش و در نتیجه، از سرعت آن مستقل است. از این‌رو، مقیاس سرعت خارجی در هنگام نزدیک شدن به جدایش تأثیری ندارد چراکه سیال، دینامیک این فرایند را تعیین می‌کند [۷].

ویلکز^۱ و همکاران [۱۳] برای یک سیال نیوتنی، دینامیک تشکیل قطره را از لوله موئین به داخل فاز گازی محیط تحلیل کرده‌اند. در این مطالعه سیستم کامل غیرخطی و گذرای ناویر-استوکس با شرایط مرزی و اولیه مناسب در دو بعد حل شده‌است تا دینامیک آن به‌ازای اعداد رینولدز متناهی تحلیل شود. محاسبات موفق این پژوهش بر اساس یک الگوریتم اجزاء محدود صورت گرفته‌است که دارای یک شبکه‌بندی چندناحیه‌ای هماهنگ و متغیر با شکل قطره است. با کمک الگوریتم ارائه‌شده، ویژگی‌های بارز پدیده مانند طول حدی^۲ قطره در هنگام جدایش و حجم قطره اولیه قابل مطالعه است. این تحقیق نشان داده‌است که فصل مشترک قطره «ویسکوز» می‌تواند پیش از جدایش دچار واژگونی^۳ شود (شکل ۱-۳) [۱۳].

محلول گلیسرین در آب با غلظت‌های مختلف در پژوهش ویلکز و همکاران [۱۳] در نظر گرفته شده‌است و به‌ازای غلظت‌های کمتر از ۷۰٪، واژگونی سطح قطره ویسکوز ملاحظه شده‌است. همچنین با افزایش غلظت گلیسرین، طول رشته سیال به میزان قابل‌توجهی افزایش و شعاع متوسط رشته در سراسر طول آن کاهش یافته است [۱۳].

1- Wilkes
2- Limiting length
3- Overturning



شکل ۱-۳- نمایش واژگونی فصل مشترک با گذشت زمان برای قطره‌ای از محلول ۵۰٪ گلیسرین در آب [۱۳]

۱-۴-۲- سیالات غیرنیوتنی^۱

افزودن مقدار بسیار کمی پلیمر با وزن مولکولی زیاد به یک حلال نیوتنی می‌تواند بر رفتار جریان سیال تأثیری قابل‌ملاحظه بگذارد. پلیمری با این ویژگی، یک رفتار غیرخطی ذاتی در سیستم -که پیش‌تر خطی بوده‌است- ایجاد می‌کند [۴]. مدل‌های یک‌بعدی متعددی برای مطالعه آثار ویسکوالاستیک افزودن پلیمر بر تشکیل قطره، جت‌ها و ستون‌های مایع ارائه شده‌اند اما تحلیل این مسائل که به‌شدت غیرخطی هستند با کمک آن‌ها دشوار است. یل‌دیریم و باساران [۱۲] بدون در نظر گرفتن آثار الاستیک، مدل‌های یک‌بعدی و دوبعدی سیالات نیوتنی و رقیق‌شونده با برش^۲ را مقایسه کرده‌اند.

1- Non-Newtonian fluids
2- Shear-thinning

در فرایند جدایش قطره، مهم‌ترین نتیجه افزودن پلیمر به حلال‌های نیوتنی با لزجت کم، ایجاد پایداری در دینامیک جریان است [۱۲ و ۱۴-۱۶]. بدین ترتیب، معمولاً در هنگام تشکیل فیلامان اولیه و نیز در نزدیکی و در داخل ناحیه جدایی، زنجیره‌های پلیمری تحت اثر جریان‌های کشسانی کشیده می‌شوند و در نتیجه، تنش ویسکوز افزایش قابل توجهی دارد که منجر به بیشتر شدن پایداری فیلامان می‌شود [۷].

مون^۱ و همکاران [۱۴] برای تعدادی محلول رقیق و نیمه رقیق پلی اتیلن اکسید^۲، جدایش جت‌های ویسکوالاستیک را مطالعه کرده‌اند. ترکیب حلال تغییر داده شده‌است تا برای همه سیالات، لزجت و کشش سطحی تقریباً ثابت بماند و لزجت کشسانی ظاهری^۳ با بیشتر شدن وزن مولکولی افزایش یافته‌است. نتایج این پژوهش نشان داده‌است که برای سیالات با لزجت کشسانی ظاهری کم، طول جدایش قطره در جت‌های آهسته^۴ مشابه مقدار متناظر با آن در سیال نیوتنی با همان لزجت و کشش سطحی است. به‌ازای سرعت‌های بیشتر، طول جدایش قطره در مقایسه با سیال نیوتنی کاهش یافته‌است. برای سیالات با لزجت کشسانی زیاد، طول جدایش قطره با افزایش وزن مولکولی بیشتر شده‌است [۱۴].

غلیظ شوندگی کشسانی^۵ یا کرنش‌سختی محلول‌های پلیمری موجب می‌شود ساختار «مهره‌های هم‌رشته»^۶ در جت‌های پلیمری شکل گیرد. وزن مولکولی پلیمر و غلظت آن هر دو بر دینامیک جدایش تأثیرگذار هستند و محلول‌هایی که لزجت کشسانی و زمان رهایی از تنش^۷ بیشتری دارند در به تأخیر انداختن جدایش مؤثرترند [۷].

1- Mun

2- Poly(ethylene oxide)

3- Apparent extensional viscosity

4- Low-velocity

5- Extensional thickening

6- Beads-on-a-string

7- Relaxation time

انتف^۱ و هینچ^۲ [۱۷] برای سیالات الاستیک با لزجت ثابت و زیاد، توصیفی کلی از مراحل کاهش شعاع فیلامان در ستون مایع ارائه کرده‌اند. این کاهش شعاع در آزمایش‌های جدایش مویین نیز مشاهده شده‌است [۱۷ و ۱۸]. می‌توان دینامیک جدایش فیلامان را به سه مرحله مجزا تقسیم کرد: در آغاز، تنش‌هایی ویسکوز که منشأ آن‌ها حلال نیوتنی است غالب هستند؛ در مرحله دوم، تنش‌هایی الاستیک حاکم اند که از کشش پیچه‌های پلیمری موجود در محلول نشأت می‌گیرند و در مرحله آخر، فرض می‌شود که کشش رشته‌های پلیمری و تنش‌های کشسانی بیشینه شوند؛ از این‌رو می‌توان سیال را نیوتنی و با لزجت بیشتر در نظر گرفت و دوباره تنش‌های ویسکوز غالب هستند [۷]. در ناحیه تنش الاستیک، شعاع فیلامان با افزایش زمان، به‌طور نمایی کاهش می‌یابد و با زمان رهایی محلول از تنش رابطه معکوس دارد [۱۸]:

$$R_{\min} = \left(\frac{GR_0^4}{\sigma} \right)^{\frac{1}{3}} \exp\left(\frac{-t}{3\lambda_c}\right) \quad (۳-۱)$$

در معادله (۲-۲)، λ_c زمان مشخصه رهایی از تنش سیال است، G مدول الاستیک است و R_0 شعاع فیلامان پس از جدا شدن صفحات انتهایی در آزمایش‌های جدایش مویین است.

برای چندین محلول پلیمری رقیق، حاوی حلال‌هایی نیوتنی با لزجت‌های کم و زیاد، مطالعاتی آزمایشگاهی و تحلیلی درباره تشکیل قطره و کشیده شدن فیلامانی که پس از آن شکل می‌گیرد صورت گرفته‌است [۱۹ و ۲۰]. جونز^۳ و ریس^۴ [۱۹] تعادل نیروهای محوری را که شامل آثار گرانش، کشش سطحی، تنش سیال و اینرسی در داخل فیلامان در حال رشد سیال است توصیف کرده‌اند.

کوپروایت^۵ و همکاران [۷] با به‌کارگیری مجموعه‌ای از سیالات الاستیک ایده‌آل با لزجت کم و یک محلول نیوتنی معادل -تشکیل‌شده از آب و گلیسرول- دینامیک تشکیل قطره را تحت اثر گرانش به

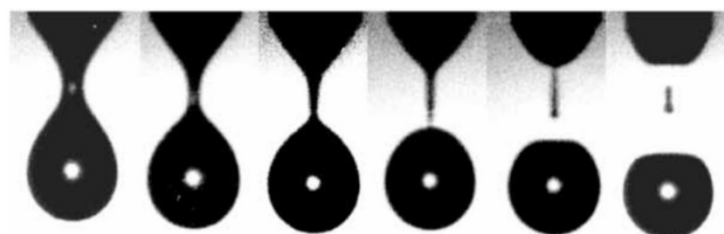
1- Entov
2- Hinch
3- Jones
4- Rees
5- Cooper-White

عنوان تابعی از الاستیسیته مطالعه کرده‌اند. در پژوهش یادشده همه محلول‌ها لزجت برشی، کشش سطحی تعادلی و چگالی یکسانی داشته‌اند اما الاستیسیته آن‌ها اختلاف بسیار زیادی داشته‌است. کمینه شعاع قطره در مراحل ابتدایی تشکیل قطره (گلویی شدن) مطابق نظریه جریان پتانسیل تغییر کرده‌است و مستقل از الاستیسیته محلول‌ها بوده‌است. بنابراین، در این مرحله از تشکیل قطره که نیروی ویسکوز همچنان ضعیف است تعادل میان نیروهای اینرسی و موینگی دینامیک را کنترل می‌کند و سهمی از تنش‌های الاستیک پلیمر وجود ندارد. اما با تشکیل ناحیه‌های جدایی، رشد قطره تا جدایش در محلول‌های مختلف تفاوت زیادی داشته‌است. زمان و طول جدایش قطره با افزایش الاستیسیته محلول‌ها بیشتر شده‌است اما طول فیلامان در همه محلول‌های پلیمری آزمایش‌شده - با وجود اختلاف در الاستیسیته - با شکل و فرم یکسانی تغییر کرده‌است. این عدم همبستگی بین نرخ رشد فیلامان و زمان جدایش (یا به‌طور معادل، طول نهایی فیلامان در هنگام جدایش) توجیه شده - است [۷].

نسخه اصلاح‌شده موازنه نیرویی که جونز و ریس [۱۹] ارائه کرده‌اند قادر است در غیاب هر گونه اثر الاستیک ناشی از کشش پلیمر در داخل فیلامان طول‌شونده، رشد فیلامان این سیالات الاستیک با لزجت کم را به درستی پیش‌بینی کند. طول‌شدن ناحیه گلویی سیال (که به فیلامان تبدیل می‌شود) تحت تأثیر اینرسی قطره است و از الاستیسیته محلول، مستقل است. اما الاستیسیته بر مقاومت ناحیه‌های جدایی در برابر جدایش به‌شدت تأثیر می‌گذارد و گلویی شدن سریع، انقباض سطح را با سرعت بسیار زیاد در نزدیکی نقطه جدایی در پی دارد که سبب می‌شود کشش زنجیره‌های پلیمری در داخل ناحیه‌های جدایی آغاز گردد. این پدیده عدم همبستگی، ویژه سیالات الاستیک با لزجت کم است که در آن‌ها پیش از شکل‌گیری نقاط جدایی (یعنی دقیقاً قبل از جدایش) کشش رخ نمی‌دهد. در سوی مقابل، ممکن است در سیالات متناظری که لزجت زیاد دارند کشش پلیمرهای موجود در محلول حتی در هنگام گلویی شدن رخ دهد. وقتی که کشش پلیمرها در محل جدایی به‌ازای نرخ‌های

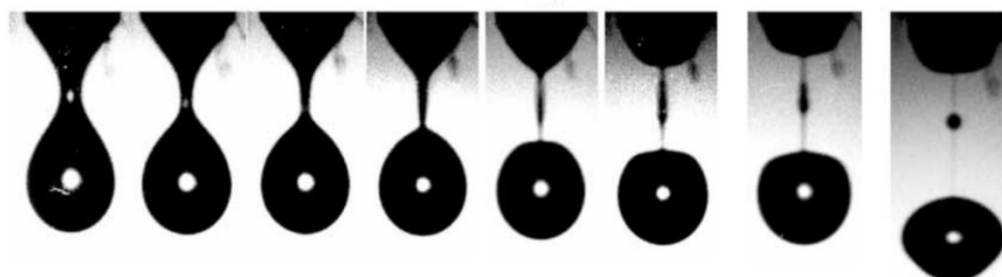
زیاد کشش به حالت پایا برسد با غلبه مجدد موینگی بر نیروهای ویسکوالاستیک، رشته دچار جدایش می‌شود [۷].

شکل ۴-۱ مقایسه‌ای را میان رفتار سیال نیوتنی و محلول پلیمری نشان می‌دهد. چنان‌که ملاحظه می‌شود دینامیک فرایندی که قطره سیال نیوتنی طی می‌کند در قیاس با قطره محلول پلیمری تفاوت‌هایی قابل‌توجه دارد که یکی از آشکارترین آن‌ها تشکیل قطره ثانویه در فاصله میان قطره اولیه و حجم اصلی سیال است [۷].



$$\begin{array}{cccccc} t_d - t = 6 & t_d - t = 3 & t_d - t = 2 & t_d - t = 1 & t_d - t = 0 & t_d - t = -1 \\ (t_d - t_i) = 6 & (t_d - t_i) = 3 & (t_d - t_i) = 2 & (t_d - t_i) = 1 & (t_d - t_i) = 0 & (t_d - t_i) = -1 \end{array}$$

(الف)



$$\begin{array}{cccccccc} t_d - t = 17 & t_d - t = 14 & t_d - t = 13 & t_d - t = 12 & t_d - t = 11 & t_d - t = 10 & t_d - t = 9 & t_d - t = 4 \\ (t_d - t_i) = 6 & (t_d - t_i) = 3 & (t_d - t_i) = 2 & (t_d - t_i) = 1 & (t_d - t_i) = 0 & (t_d - t_i) = -1 & (t_d - t_i) = -2 & (t_d - t_i) = -7 \end{array}$$

(ب)

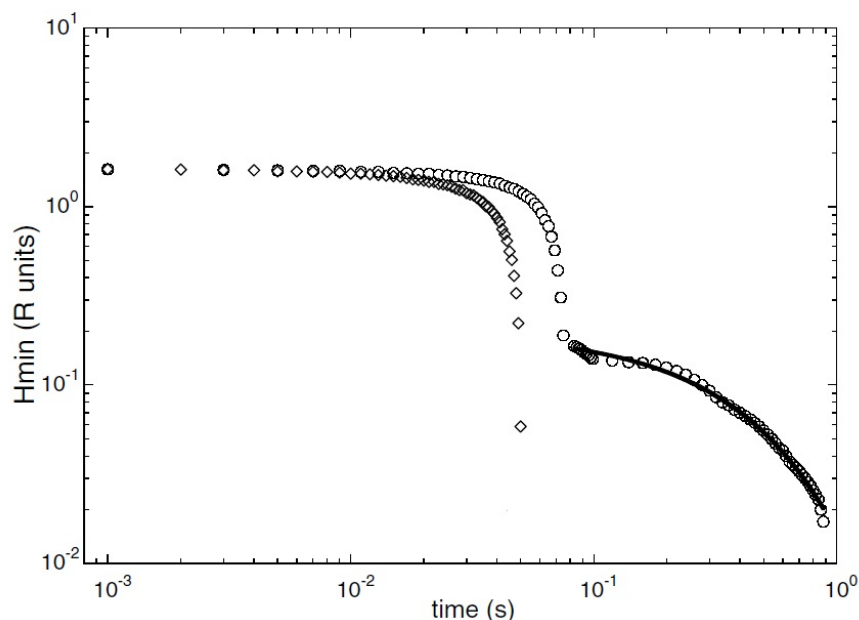
شکل ۴-۱- دنباله عکس‌های (الف) محلول ۵۰٪ گلیسرول در آب و (ب) یک محلول پلی‌اتیلن اکسید در طی مراحل مختلف رشد، طولیل شدن و جدایش قطره (زمان برحسب میلی‌ثانیه است) [۷]

نتایجی که آماروچن^۱ و همکاران [۲۱] برای محلول‌های رقیق و نیمه‌رقیق پلی‌اتیلن اکسید درباره تشکیل قطره به‌دست آورده‌اند با پژوهش کوپروایت و همکاران [۷] ارتباطی ویژه دارد. وزن مولکولی

1- Amarouchene

پلیمر محلول در آب زیاد بوده است و شعاع فیلامان‌های تشکیل شده با افزایش زمان، به‌طور نمایی کاهش یافته است. همچنین، مشاهده شده است که دقیقاً پیش از تشکیل فیلامان، یک نرخ کشش زیاد و بحرانی وجود دارد که با توجه به نقطه عطف منحنی شعاع تعیین می‌شود (شکل ۵-۱). وجود این نرخ کشش بحرانی برای کشیده شدن پلیمرهای خاص آزمایش شده در محلول، ضروری است چراکه زمان‌هایی آن‌ها از تنش کم است. پس از شکل گرفتن فیلامان و در هنگام رشد آن، نرخ کشش یک مرتبه بزرگی کاهش می‌یابد اما الاستیسیته محلول همچنان فیلامان را حفظ می‌کند [۲۱].

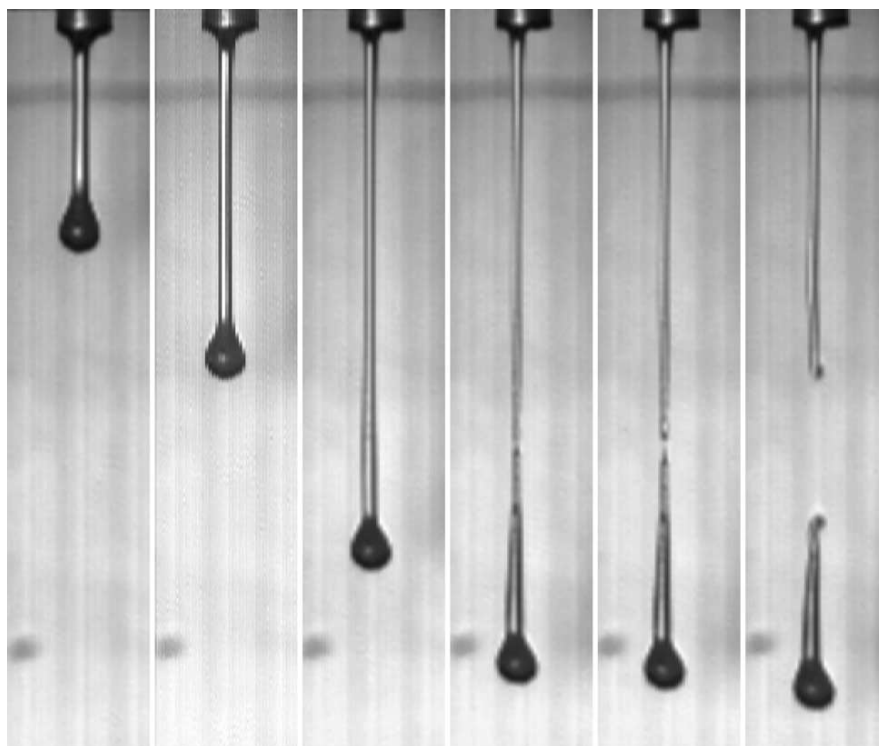
اسمولکا^۱ و بلمونته^۲ [۲۲] با آزمایش بر روی دو محلول آبی استاندارد حاوی میسل‌های کرم‌مانند^۳، سقوط قطره را در هوا مشاهده کرده‌اند. این محققان دریافته‌اند که ناپایداری منجر به جدایش قطره-های آزمایش شده ناشی از پدیده‌ای موضعی است که با ناپایداری‌های سیالات نیوتنی (از نوع رایلی^۴) و محلول‌های پلیمری (از نوع مهره‌های هم‌رشته) بسیار متفاوت است. همچنین، با جدایش سیالات یادشده، قطره پیرو ایجاد نشده است [۲۲].



شکل ۵-۱- ضخامت کمینه گلولی $h_{\min}$ برای قطره آب خالص (لوزی) و قطره محلول پلیمری (دایره) [۲۱]

-
- 1- Smolka
 - 2- Belmonte
 - 3- Wormlike micelles
 - 4- Rayleigh-type

به‌ازای غلظت‌های بیشتر عامل سطح‌فعال^۱، آثار الاستیک این محلول‌ها برجسته‌تر می‌شود. در آزمایش مشاهده شده‌است که ممکن است قطره در حال سقوط، کند یا حتی دچار واماندگی^۲ (توقف) شود؛ پس از جدایی، انتهای آزاد فیلامان با بازگشتی^۳ ناقص پس‌گرد^۴ می‌کنند و در سطح فیلامان، تاول سطحی^۵ رشد می‌کند. این مشاهدات گواه آن‌اند که در حین کشیده شدن فیلامان به سمت پایین، سیال می‌تواند به فازی ژل‌مانند تبدیل شود [۲۲]. پژوهش اسمولکا و بلمونته [۲۲] درباره سقوط قطره ویسکوالاستیک نشان داده‌است که واماندگی در محدوده لزجت کم حلال، الاستیسیته زیاد و وزن مولکولی زیاد رخ می‌دهد. شکل ۱-۶ جدایش قطره یک محلول استاندارد و معین را نشان می‌دهد. در تصویر سمت راست شکل، دو انتهای آزاد فیلامان خم می‌شوند که بیانگر رفتاری شبه‌جامد در سیال دقیقاً پس از جدایی است [۲۲].



شکل ۱-۶- پدیده جدایی در سقوط قطره‌ای از یک محلول آبی معین [۲۲]

-
- 1- Surfactant
 - 2- Stall
 - 3- Retraction
 - 4- Recoil
 - 5- Surface blistering

۱-۵- پژوهش‌های اخیر

۱-۵-۱- سیالات نیوتنی

دُنْگ^۱ و کار^۲ [۲۳] با آزمایش، تشکیل قطره را برحسب نیاز^۳ مطالعه کرده‌اند. در این تحقیق، اثر تغییر خواص سیال شامل لزجت و کشش سطحی بررسی شده‌است. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش کشش سطحی و/یا کاهش لزجت، اندازه قطره اولیه کمی بیشتر می‌شود. به علاوه، مراحل اصلی تشکیل قطره برحسب نیاز، تحلیل شده‌اند. تشکیل قطره اولیه و قطرات پیرو و ترکیب دوباره آن‌ها بخشی از تحلیل یادشده را به خود اختصاص داده‌است و بنا بر مشاهدات آزمایشگاهی، یک شرط لازم برای ترکیب دوباره قطرات اولیه و پیرو ارائه شده‌است [۲۳].

سوبرامانی^۴ و همکاران [۲۴] با کمک آزمایش و محاسبه، توضیحی جامع درباره اثر پارامترهای حاکم بر دینامیک غیرخطی چکه کردن ارائه کرده‌اند. این پژوهش نشان داده‌است که کاهش عدد بوند سبب می‌شود چکه کردن قطرات مایعی نیوتنی و تراکم‌ناپذیر از یک لوله موین قائم به داخل هوای محیط، پیچیدگی کمتری داشته باشد. به دلیل آن که ساده‌ترین روش برای کاهش عدد بوند، کمتر کردن شعاع لوله است چنانچه شعاع لوله به اندازه کافی کوچک و/یا لزجت سیال به میزان کافی بزرگ باشد ممکن است تمام رویدادهای جالب دینامیکی که در چکه کردن رخ می‌دهند از بین بروند. همچنین، اگر عدد اوهنسورگ^۵ (نسبت نیروی لزجت به نیروی کشش سطحی) به اندازه کافی بزرگ باشد مستقل از عدد بوند، سیال چکه‌کننده به جت تبدیل می‌شود. از سوی دیگر، افزایش عدد بوند می‌تواند پیچیدگی چکه کردن را بسیار تقویت کند. اگر ویژگی‌های غیرخطی مسأله بیشتر شوند رفتار سیال می‌تواند پیچیده‌تر شود. نمونه‌هایی از ویژگی‌های مزبور رئولوژی غیرنیوتنی، ثابت نبودن کشش

1- Dong

2- Carr

3- Drop-on-demand

4- Subramani

5- Ohnesorge number

سطحی به دلیل وجود عامل‌های سطح‌فعال، کنش میدان‌های خارجی مانند میدان الکتریکی و وجود ذره در سیال تشکیل‌دهنده قطره هستند [۲۴].

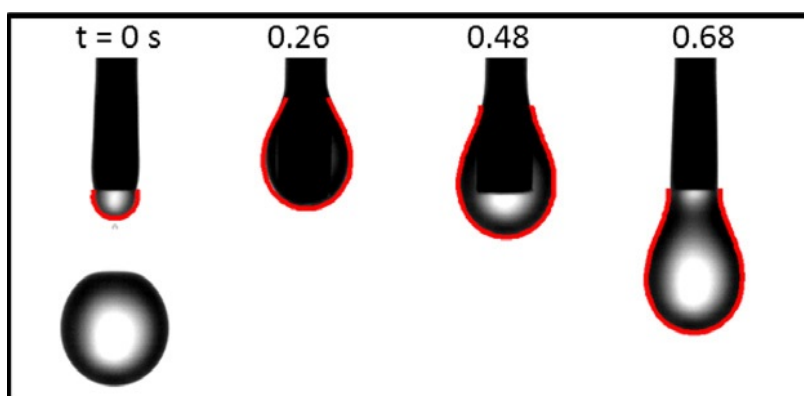
دینامیک تشکیل و جدا شدن قطره از لوله موئین به‌ازای دبی کم جریان با به‌کارگیری شبیه‌سازی عددی مطالعه شده‌است. این فرایند گذرا با حل معادلات ناویر-استوکس بر مبنای روش حجم محدود شبیه‌سازی شده‌است. نتایج به‌دست‌آمده نشان می‌دهد که می‌توان فصل مشترک گاز-مایع را با روش حجم سیال به‌خوبی دنبال کرد و جریان در داخل قطره ریز پیچیده^۱ است. در فرایند تشکیل و جدا شدن قطره، حلقه‌های گردابه‌ای به‌طور منظم شکل می‌گیرند، نابود می‌شوند، با یکدیگر ترکیب می‌شوند و از یکدیگر جدا می‌گردند. می‌توان با مطالعه تغییراتی که در منحنی‌های سرعت محوری در زمان‌های مختلف وجود دارد به تعداد و حرکت حلقه‌های گردابه‌ای در قطره ریز پی برد. فشار در راستای خط محوری، در گلوبی و رشته قطره ریز به‌سرعت تغییر می‌کند. مقدار فشار در محل جدایی قطره ریز بیشینه موضعی است [۲۵].

چانگ^۲ و همکاران [۲۶] تشکیل قطره را از یک نازل ترشونده مطالعه کرده‌اند. در آزمایش‌های این محققان، قطرات در حال شکل‌گیری ابتدا به‌دلیل کشش سطحی از دیواره‌های بیرونی نازل بالا رفته‌اند و سپس با افزایش تدریجی وزن قطرات سرانجام، سقوط قطره تحت اثر گرانش رخ داده‌است. با تغییر دادن پارامترهایی مانند اندازه نازل و دبی جریان سیال، رفتارهایی متفاوت از قطرات ریز مشاهده شده‌است. معادله‌ای متشکل از نیروی موئینگی، نیروی پسای ویسکوز و گرانش چنین رفتاری را که نوسانی است توصیف می‌کند. چانگ و همکاران [۲۶] دو حل مجانبی برای مراحل ابتدایی و بعدی تشکیل قطره به‌دست آورده‌اند که با مشاهدات آزمایشگاهی مطابقتی خوب دارند. همچنین، شکل ۱-۷ نمونه‌ای از نتایج محاسبه و آزمایش این محققان را نشان می‌دهد [۲۶].

1- Complex
2- Chang

تشکیل و جدایش قطرات مرکب آویخته^۱ از نوک لوله موئین شیشه‌ای و اثر آن بر نوسان سرعت بالادست جریان با کمک آزمایش مطالعه شده‌است. قطرات مرکب آویخته از جنس آب با حباب هوا در داخل آن بوده‌اند و در مواردی، یک عامل سطح‌فعال به آب اضافه شده‌است. در هنگام تشکیل و جدایش قطره مرکب آویخته که به تناوب رخ می‌دهد به دلیل تغییر فشار لاپلاس^۲ در نوک لوله موئین، سرعت بالادست جریان نوسان‌هایی نامنظم دارد. با افزودن عامل سطح‌فعال به آب، نوسان سرعت بالادست جریان کاهش یافته‌است. به علاوه، نتایج این پژوهش نشان می‌دهد که می‌توان قطراتی مرکب با اندازه یکنواخت تولید کرد [۲۷].

حساسیت مشخصات گوناگون جدایش به خواص سوخت مایع با شبیه‌سازی مکانیزی ایده‌آل برای جدایش لیگامنت مطالعه شده‌است. برای سوخت‌هایی که عدد اوهنسورگ آن‌ها تقریباً ۰/۱ بوده‌است حساسیتی قابل توجه در زمان جدایش و اندازه قطرات ریز پیرو^۳ ملاحظه شده‌است. مقدار ۰/۱ برای عدد اوهنسورگ به عنوان مرزی میان رفتارهای ویسکوز و غیرلزج در مراحل پایانی کشیده شدن ستون مایع تفسیر شده‌است [۲۸].



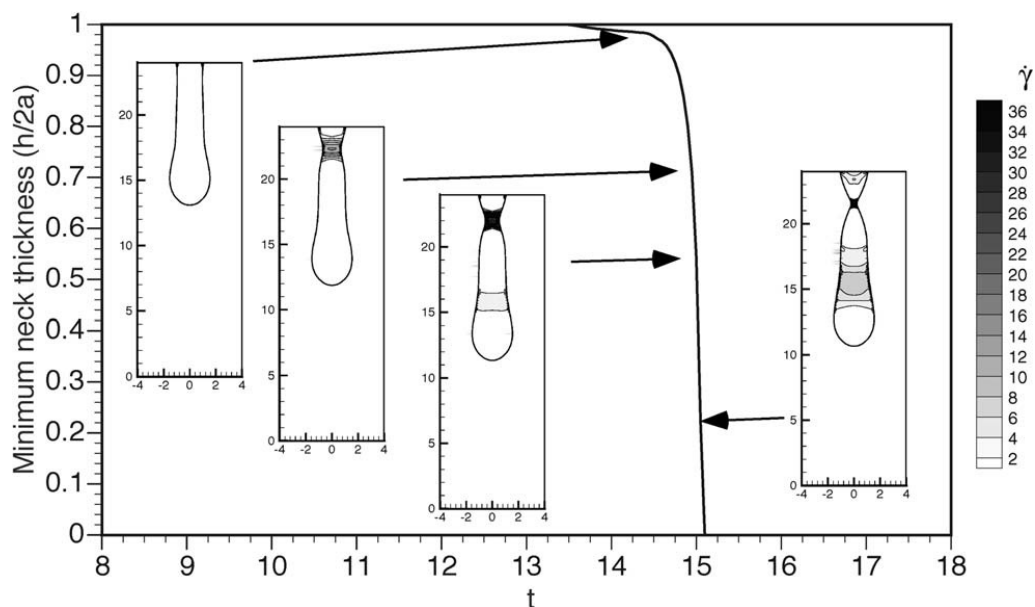
شکل ۱-۷- مقایسه مشاهدات آزمایشگاهی و پیش‌بینی شکل قطره با حل عددی (خط‌های قرمز رنگ) [۲۶]

1- Compound pendant drops
2- Laplace pressure
3- Satellite droplets

۱-۵-۲- سیالات غیر نیوتنی

دیویدسن^۱ و کوپروایت [۲۹] برای مایعات رقیق‌شونده با برش، دینامیک تشکیل قطره را از یک اریفیس گرد در هوا پیش‌بینی کرده‌اند. این دو محقق در پژوهش خود یک روش عددی حجم سیال به‌کار برده‌اند، آن را برای مایعی نیوتنی صحت‌سنجی کرده‌اند و مدل عددی ارائه‌شده را ابزاری بالقوه برای اصلاح رئولوژی سیال با هدف کنترل رفتار تشکیل قطره دانسته‌اند. به‌ازای مقادیری خاص از عدد وبر^۲ و عدد فرود^۳، پیش‌بینی‌ها نشان داده‌اند که با افزایش رقیق‌شوندگی با برش، جدایی سریع‌تر رخ می‌دهد و تعداد قطرات ریز ثانویه کمتر است. همچنین به‌ازای کوچک‌ترین عدد وبر، با تغییر لزجت در برش صفر^۴ مقداری کمینه برای طول حدی قطره حاصل شده‌است. طول قطره با بیشترین لزجت به- دلیل رقیق‌شوندگی با برش کاهش یافته‌است حال آن‌که به‌ازای لزجت‌های کمتر، اثر چندانی از رقیق- شوندگی با برش وجود نداشته‌است. به‌علاوه، تشکیل قطره در یک سیال بینگهام^۵ که دارای تنش تسلیم است بررسی شده‌است. برخلاف سیالات رقیق‌شونده با برش، سیال بینگهام قبل از گلویی شدن، جریان‌ی قالبی یا تویی^۶ داشته‌است؛ ضخامت گلویی آن نزدیک به لحظه جدایی تقریباً به‌صورت پله‌ای (ناگهانی) تغییر کرده‌است و طول گلویی آن بسیار کمتر بوده‌است. قطره سیال بینگهام در هنگام جدایی به شکل اژدر بوده‌است (شکل ۸-۱) و قطره ثانویه تشکیل نشده‌است [۲۹].

1- Davidson
2- Weber number
3- Froude number
4- Zero-shear viscosity
5- Bingham fluid
6- Plug flow



شکل ۸-۱- تغییرات کمینه ضخامت گلویی با زمان، تغییر شکل قطره و توزیع نرخ برش برای یک سیال بینگهام معین [۲۹]

یلدیریم و باساران [۳۰] برای مایعات غیرنیوتنی، دینامیک تشکیل قطره را از لوله‌های مویین با روش محاسباتی مطالعه کرده‌اند. در این پژوهش، رئولوژی مایعات تشکیل‌دهنده قطره با رابطه‌ای ساختاری توصیف شده‌است که شامل رقیق‌شوندگی با نرخ تغییرشکل و غلیظ‌شوندگی با نرخ تغییرشکل^۱ می‌شود. نتایج نشان داده‌است که غلیظ‌شوندگی موجب می‌شود با نزدیک شدن به جدایی، ساختار مهره‌های هم‌رشته در طول رشته‌های باریک سیال شکل گیرد که این پدیده معمولاً به آثار ویسکوالاستیک نسبت داده می‌شود. در نقطه مقابل، ملاحظه شده‌است که رقیق‌شوندگی طول این رشته‌های باریک را کاهش می‌دهد. همچنین، شبیه‌سازی‌هایی صورت گرفته‌است تا شرایطی که ممکن است منجر به کم شدن قطرات پیرو ناخواسته و/یا از بین رفتن آن‌ها شود شناسایی گردد [۳۰].

آیتونا^۲ و همکاران [۳۱] دینامیک جدایی را در قطرات ریز دو نوع سیال غیرنیوتنی مطالعه کرده‌اند که یکی دارای تنش تسلیم و دیگری رقیق‌شونده با برش بوده‌است. محققان یادشده برای تفکیک این دو اثر غیرنیوتنی، ماده‌ای دارای تنش تسلیم به کار برده‌اند که می‌توان تنش تسلیم آن را بدون ایجاد

1- Deformation-rate-thickening
2- Aytouna

تغییر در رفتار رقیق‌شوندگی با برش تنظیم کرد و سیستمی رقیق‌شونده با برش (بدون تنش تسلیم) که می‌توان برای آن بدون وارد کردن الاستیسیته بیش از حد به سیستم، رقیق‌شوندگی با برش را در گستره‌ای وسیع کنترل کرد [۳۱].

۱-۵-۳- سیالات ویسکوالاستیک

شور^۱ و هریسن^۲ [۳۲] برای مایعات الاستیک با لزجت کم، اثر الاستیسیته را بر تشکیل قطره از نازل برحسب نیاز مطالعه کرده‌اند. در این تحقیق مشاهده شده‌است که با افزودن پلیمرهایی با وزن مولکولی کافی به سیال می‌توان از تشکیل قطره‌هایی پیرو جلوگیری کرد که در هندسه یکسان، برای سیالات نیوتنی با همان لزجت برشی غالباً ایجاد می‌شوند. به‌علاوه، سیالات حاوی پلیمر در مقایسه با سیالات نیوتنی با لزجت برشی مشابه، رشته‌ای بلندتر، زمان جدایی^۳ بیشتر و سرعتی کمتر دارند [۳۲].

دیویدسن و همکاران [۳۳] برای یک مایع ویسکوالاستیک، تشکیل قطره آویخته را از نازل گرد در هوا شبیه‌سازی کرده‌اند. این محققان روش اصلاح‌شده حجم سیال را به‌کار گرفته‌اند تا دینامیک قطره‌ای از یک محلول پلیمری رقیق با لزجت کم را پیش‌بینی کنند. نتایج این پژوهش تأیید کرده‌است که تا نزدیکی زمان جدایی نیوتنی، تغییرشکل عملاً نیوتنی است و به‌دلیل بیشتر بودن جریان کشسانی در ناحیه جدایی، تنش الاستیک در ناحیه مزبور زیاد می‌شود [۷ و ۳۳].

تیرتات‌ماجا^۴ و همکاران [۳۴] برای سیالات الاستیک با لزجت کم، دینامیک تشکیل قطره را مطالعه کرده‌اند. این سیالات لزجت برشی و کشش سطحی بسیار مشابهی داشته‌اند اما خواص ویسکوالاستیک در آن‌ها تفاوت زیادی داشته‌است. محققان یادشده نشان داده‌اند که مولکول‌های پلیمر موجود در سیال حتی در غلظت‌های خیلی کم می‌توانند در هنگام نزدیک شدن به ناحیه جدایی بسیار

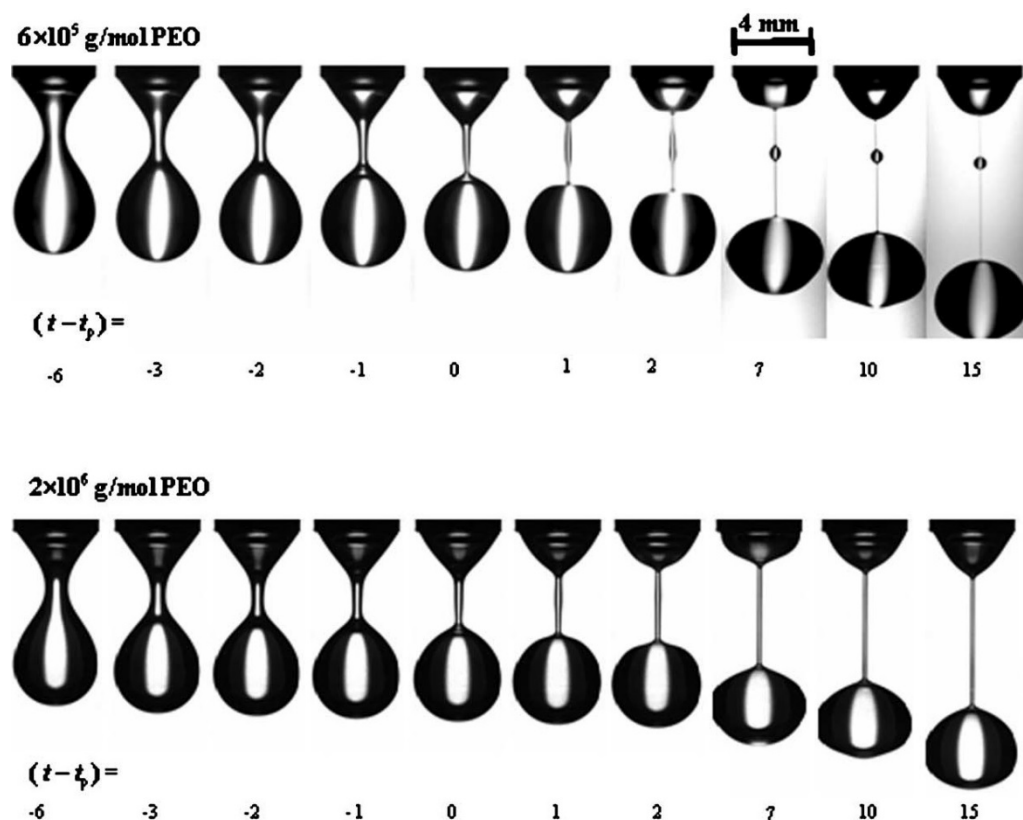
1- Shore

2- Harrison

3- Time to separation

4- Tirtaamadja

کشیده شوند بدون آن که آثار ویسکوز مهم باشد. بر اثر این کشش قابل ملاحظه مولکولی، تنش الاستیک بیشتر می شود تا با فشار موینگی برابری کند و بدین ترتیب برخلاف سیال مشابه نیوتنی، از جدایش گلوله‌ی جلوگیری می شود. پایدار شدن ناحیه جدایی موجب تشکیل دو فیلامان استوانه‌ای می شود که در دو سوی یک قطره ثانویه بین نازل و قطره اولیه شکل می گیرند. در حالت دیگر -وابسته به وزن مولکولی پلیمر و غلظت- ممکن است ناحیه جدایی تنها یک فیلامان استوانه‌ای بدون قطره ثانویه تشکیل دهد. شکل ۹-۱ نشان می دهد که به ازای غلظت بی بعد معین، با افزایش وزن مولکولی پلیمر در محلول های پلی اتیلن اکسید، قطره ثانویه مشاهده نشده است [۳۴].



شکل ۹-۱- تصاویر تغییر شکل فیلامان های ویسکوالاستیک به ازای غلظت بی بعد تقریباً یکسان و دو وزن مولکولی پلیمر [۳۴]

اسمولکا و بلمونته [۳۵] با آزمایش، دینامیک فیلامان قطره‌هایی غیر نیوتنی را مطالعه کرده اند که بر اثر جاذبه در هوا سقوط می کنند. نتایج این پژوهش، اثر غلظت صمغ زانتان را به عنوان یک پلیمر

پلی‌الکترولیت که در مخلوط گلیسرول-آب نیمه‌رقیق شده‌است نشان داده‌است. به‌علاوه، مخلوط گلیسرول-آب حاوی پتاسیم کلرید با غلظت‌هایی متغیر بوده‌است. اسمولکا و بلمونته [۳۵] دریافت‌اند که افزودن ۷۸۰ ppm صمغ زانتان به حلال گلیسرول-آب سبب می‌شود طول قطره دقیقاً قبل از جدایی، دو مرتبه بزرگی افزایش یابد. این طول با اضافه شدن پتاسیم کلرید تا یک مرتبه بزرگی کاهش پیدا کرده‌است. همچنین، دینامیک کیفی تشکیل مهره روی فیلامان به نمک اضافه‌شده بسیار حساس بوده‌است.

بها^۱ و همکاران [۳۶] برای مایعات ویسکوالاستیک با کرنش‌سختی ضعیف، دینامیک تغییرشکل-های کشسانی را در فیلامان با رابطه‌های ساختاری گزیکس^۲، FENE-P و FENE-CR مدل کرده-اند و به‌ازای اعداد موینگی کوچک، با کمک محاسبات عددی به مطالعه مدل‌ها پرداخته‌اند. این پژوهش نشان داده‌است که از میان مدل‌های مزبور، فیلامان‌هایی که از نوع گزیکس هستند شدیدترین باریک‌شوندگی را دارند.

1- Bhat

2- Giesekus

۱-۶- گزیده پژوهش‌ها

جدول ۱-۱- مروری بر برخی از پژوهش‌های پیشین

مرجع	دست‌آورد/یافته پژوهشی	نوع سیال	روش/مدل
[۵]	توصیف رفتار سقوط قطره	نیوتنی	آزمایش و شبیه‌سازی رایانه‌ای
[۱۱]	توصیف دینامیک جدایش برای رشته سیال	نیوتنی	مدل جت باریک ^۱
[۶]	جزئیات جدایش قطرات ریز از جت مایع	نیوتنی	آزمایش
[۱۷]	توصیف باریک شدن فیلامان	ویسکوالاستیک	سیال FENE با چند مود ^۲
[۱۴]	شناخت تأثیر پلیمر بر جدایش جت	ویسکوالاستیک	آزمایش
[۱۳]	محاسبه تغییر شکل قطره و میدان جریان داخل آن	نیوتنی	آزمایش و محاسبه
[۱۲]	اعتبارسنجی مدل‌های یک‌بعدی برای ستون مایع	نیوتنی و غیرنیوتنی	محاسبه
[۲۱]	جلوگیری از جدایش بر اثر وجود پلیمر در محلول	نیوتنی و غیرنیوتنی	آزمایش
[۷]	توصیف دینامیک تشکیل قطره	نیوتنی و ویسکوالاستیک	آزمایش
[۲۲]	توصیف دینامیک فیلامان و جدایی قطره	ویسکوالاستیک	آزمایش و شبیه‌سازی عددی
[۳۲]	جلوگیری از تشکیل قطرات پیرو	نیوتنی و غیرنیوتنی	آزمایش
[۳۵]	شناخت اثر پلیمر و نمک بر دینامیک فیلامان	نیوتنی و غیرنیوتنی	آزمایش
[۳۰]	توصیف دینامیک تشکیل قطره و چکه کردن	غیرنیوتنی	محاسبه
[۲۴]	شناخت اثر پارامترهای حاکم بر دینامیک چکه کردن	نیوتنی	آزمایش و محاسبه
[۳۴]	توصیف دینامیک جدایش قطره	ویسکوالاستیک	آزمایش و مدل‌سازی
[۲۹]	ابزاری بالقوه برای کنترل رفتار تشکیل قطره	غیرنیوتنی	روش عددی حجم سیال
[۳۳]	پیش‌بینی تغییر شکل قطره	ویسکوالاستیک	مدل Oldroyd-B
[۲۳]	توصیف تشکیل قطره بر حسب نیاز	نیوتنی	آزمایش
[۳۷]	تشخیص باز شدن گلولی در لیگامنت آزاد مایع	نیوتنی	محاسبه
[۳۸]	تشکیل قطره بر حسب نیاز وابسته به عدد وبر	نیوتنی	محاسبه
[۳۶]	توصیف باریک‌شوندگی فیلامان	ویسکوالاستیک	گریکس، FENE-P و FENE-CR

1- Slender jet model

2- Multi-mode FENE fluid

جدول ۱-۲- (ادامه) مروری بر برخی از پژوهش‌های پیشین

مرجع	دست‌آورد/یافته پژوهشی	نوع سیال	روش/مدل
[۲۵]	تشخیص حلقه‌های گردابه‌ای در قطره ریز	نیوتنی	شبیه‌سازی عددی
[۲۶]	توصیف دینامیک تشکیل قطره از نازل ترشونده	نیوتنی	آزمایش، محاسبه و حل جانبی
[۲۷]	قابلیت تولید قطرات مرکب با اندازه یکنواخت	نیوتنی	آزمایش
[۳۱]	شباهت زیاد در جدایش سیالات غیرنیوتنی و نیوتنی	غیرنیوتنی	آزمایش
[۲۸]	توصیف فرایند جدایش لیگامنت در سوخت‌های مایع	نیوتنی	محاسبه
[۳۹]	حل تحلیلی برای سقوط قطره در داخل سیال	ویسکوالاستیک و نیوتنی	روش اغتشاشی ^۱

۷-۱- معرفی تحقیق حاضر

در این بخش ابتدا به معرفی تحقیق حاضر و بیان مشخصات کلی آن خواهیم پرداخت. سپس به بیان اهمیت، کاربردها و موارد نوآوری موضوع پرداخته می‌شود و در پایان مروری اجمالی بر ساختار کلی تحقیق حاضر صورت می‌گیرد.

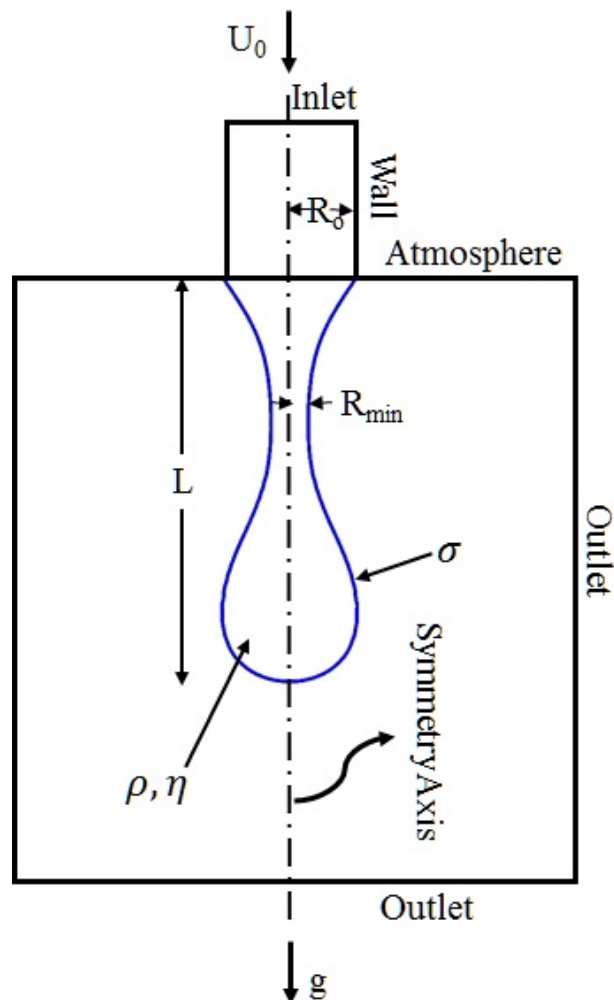
۱-۷-۱- مشخصات کلی پژوهش

در این تحقیق تشکیل قطره ویسکوالاستیک از انتهای نازل به داخل هوا مورد بحث و بررسی قرار می‌گیرد. در اینجا جریان به صورت توسعه یافته وارد محیط هوا می‌شود. همچنین جریان مورد بررسی جریان متقارن محوری، آرام، ناپایا از دو سیال غیرقابل اختلاط می‌باشد. علاوه بر این فرض می‌شود جریان تراکم‌ناپذیر، تحت اثر نیروی گرانش و هم دما می‌باشد و از تغییرات خواص فیزیکی از جمله چگالی، لزجت و کشش سطحی، صرف‌نظر شده است. در این تحقیق فرض شده است که کشش-سطحی موجود در مرز مشترک مایع-گاز، مقداری ثابت بوده و با زمان تغییر نمی‌کند. در این مطالعه از روش حجم سیال^۲ (VOF) جهت تعیین سطح مشترک میان دو فاز و مدل غیرخطی گزیکس به عنوان معادله ساختاری سیال ویسکوالاستیک استفاده شده است. در شکل ۱-۱۰ شماتیکی از تشکیل

1- Perturbation method
2- Volume of Fluid

قطره از انتهای نازل نشان داده شده است. مطابق شکل، جریان سیال ویسکوالاستیک با سرعتی ثابت و یکنواخت وارد نازل با شعاع R_0 شده و طول قطره از انتهای خروجی نازل تا انتهای قطره در نظر گرفته می‌شود.

یکی از موارد مورد بررسی در تحقیق حاضر مشاهده اثرات متفاوت اعداد بی بعد حاکم بر مسأله، بر دینامیک تشکیل قطره ویسکوالاستیک است. به طور خلاصه در این تحقیق، اثر پارامترهایی نظیر ضریب تحرک، نسبت لزجت قطره، عدد وایزنبرگ، عدد بوند، عدد موینگی به روش عددی مورد بررسی قرار می‌گیرد. گزارش کاملی از نتایج عددی در فصل چهارم ارائه شده است.



شکل ۱-۱-۱۰- شماتیکی از تشکیل قطره از انتهای نازل عمودی با دبی ثابت

۱-۷-۲- ضرورت، اهمیت و کاربرد موضوع

مطالعه‌ی جنبه‌های گسترده و متنوع تشکیل قطره به علت کاربرد روزافزون آن در زمینه‌های مختلف بسیار مورد توجه قرار گرفته است. وجود کاربردهای وسیع و متنوعی که با تشکیل، حرکت و برخورد قطرات سر و کار دارند، تأثیر مهمی در توجه به این موضوعات و پیشرفت آن‌ها داشته است.

فرآیندهای صنعتی بسیاری وجود دارند که چگونگی تشکیل و حرکت قطره در آن‌ها از اهمیت بسزایی برخوردار است، بطور مثال می‌توان به پاشش سوخت انژکتور در موتورهای احتراق داخلی و برخورد قطرات جوهر با سطح کاغذ در پرینترها اشاره کرد.

فرآیندهای پوشش‌دهی سطوح در تولید محصولات نظیر شیرآلات، چسب‌ها و سی‌دی‌ها [۴۰]، خنک‌کاری، اتمی شدن^۱ [۴۱]، پاشش رنگ بر روی سطوح و نیز رسوب‌گذاری قطرات حاوی ذرات و نحوه‌ی گسترش و رسوب‌گذاری قطرات مذاب فلزات بر روی سطوح جامد گوناگون، از جمله دیگر فرآیندهای صنعتی پرکاربرد به شمار می‌روند. به طور کلی تولید قطره در تمامی کاربرهای ذکر شده، با تغییر شکل و رشد فیلمان سیال که بین قطره اولیه و خروجی نازل در مقیاس طولی چند میکرومتر و مقیاس زمانی چند میکرو ثانیه شکل می‌گیرد رابطه‌ای مستقیم دارد.

در طول دو دهه‌ی گذشته نقش این پدیده در توسعه‌ی رئومترهای کشسانی^۲ برای اندازه‌گیری لزجت کششی محلول‌های پلیمری، افزایش یافته است [۴۲-۴۵]. از معتبرترین ویسکومترهای کشسانی می‌توان به ویسکومتر فیشر^۳ ارائه شده توسط ماتا و تایتس^۴ و اسریدهار^۵ [۴۶] اشاره کرد.

در این نوع ویسکومتر، ستونی عمودی از مایع بین دو صفحه مدور نگه داشته شده و این ستون مایع با حرکت یکی از دو صفحه بالایی و یا پایینی تا لحظه جدایش کشیده می‌شود. صفحات بصورت

1- Atomization

2- Extensional rheometers

3- FISERS

4- Matta and Tytus

5- Sridhar et al.

تابعی نمایی از یکدیگر دور می‌شوند و نرخ کشش در طول فرآیند ثابت می‌ماند. برای اندازه‌گیری نرخ باریک شدن فیلمان در ناحیه بین دو صفحه، از تجهیزات لیزری و دوربین‌های سرعت بالا استفاده می‌شود و نیروی وارده بر صفحه ساکن برای محاسبه تغییرات تنش در فیلمان اندازه‌گیری می‌گردد. در نهایت لزجت کششی با توجه به تغییرات شعاع و تنش در فیلمان مایع، اندازه‌گیری می‌شود [۴۷] و [۴۸]. از آنجایی که دینامیک کشش و جدایش نهایی فیلمان سیال در ویسکومتر فیشر بسیار شبیه به فرآیند جدایش و تشکیل قطره می‌باشد، لذا مطالعات عددی بر روی فرآیند جدایش و تشکیل قطره به ما در شناخت بهتر و تجزیه و تحلیل داده‌های ویسکومتر فیشر کمک خواهد کرد.

نمونه‌های دیگری از تولید قطرات غیر نیوتنی از نازل‌های کوچک را می‌توان در مرجع [۷] جستجو کرد. علاوه بر موارد یاد شده، وجود کاربردهای فراوان این پدیده در زمینه‌هایی نظیر پزشکی، بیومکانیک و نانو تکنولوژی و نقش آن در تحولات فیزیکی و شیمیایی، سبب افزایش اهمیت این موضوع در زندگی روزمره و تکنولوژی روز دنیا گردیده است.

۱-۷-۳- جنبه‌های نوآوری

در این پژوهش، با توجه به جایگاه و اهمیت موضوع، بررسی و مطالعه‌ی عددی تشکیل قطره ویسکوالاستیک، مدنظر قرار گرفته است. پدیده‌ی تشکیل قطره از نازل به داخل هوا به طور جامع از دیدگاه تئوری و تجربی مورد مطالعه قرار گرفته، اما کمتر به بررسی تشکیل قطره ویسکوالاستیک پرداخته شده است. از آنجایی که تشکیل، سقوط، تغییر شکل و نوسان قطره‌ی ویسکوالاستیک در یک سیال دیگر نتیجه‌ی برهم کنش چندین نیرو (نیروی لزجت، شناوری، گرانش، اینرسی، کشش سطحی و نیروی الاستیک) را نشان می‌دهد؛ از جمله مسائل پیچیده و جذاب در علم مکانیک سیالات بوده و از اهمیت ویژه‌ای برخوردار گردیده و امروزه مورد توجه بسیاری از پژوهشگران واقع شده است. در پژوهش‌های قبلی تأثیر پارامترهای مؤثر در مسأله به طور همزمان در قالب اعداد بدون بعد بررسی نشده است. لذا یکی از اهداف موجود در این تحقیق یافتن رابطه‌ی میان نحوه‌ی تشکیل قطره

ویسکوالاستیک با تمرکز بر اعداد بدون بعد معرفی شده است، که بدین طریق می‌توان مستقل از نوع مایعات و یا شرایط محیطی، به پیش‌بینی این پدیده‌ها پرداخت.

۱-۷-۴- مرور بر فصول پایان‌نامه

به طور خلاصه ساختار کلی تحقیق حاضر به صورت زیر است:

در فصل دوم، روابط حاکم بر جریان، معادله ساختاری مورد نظر در تشکیل قطره ویسکوالاستیک و شرایط اولیه و مرزی ارائه می‌شود.

در فصل سوم روش عددی به کار گرفته شده در تحقیق حاضر معرفی شده و نحوه‌ی گسسته‌سازی معادلات ارائه می‌گردد. در نهایت الگوریتم حل به کار رفته در شبیه‌سازی بیان می‌شود.

در فصل چهارم نتایج حاصل از شبیه‌سازی ارائه شده است. در این فصل پس از بررسی استقلال از شبکه، صحت نتایج به‌دست آمده از حل عددی ارزیابی می‌شود. در ادامه اثر برخی از پارامترهای مهم حاکم بر جریان مورد بررسی قرار می‌گیرد.

نهایتاً در فصل پنجم، نتیجه‌گیری از تحقیق اخیر و پیشنهاداتی جهت ادامه تحقیق حاضر ارائه می‌شود.

در بخش پیوست این تحقیق، روند بی‌بعدسازی معادلات حاکم شرح داده شده و مروری اجمالی بر سیالات غیریوتنی به خصوص منشأ رفتار ویسکوالاستیک در محلول‌ها و مذاب‌های پلیمری صورت می‌گیرد.

فصل دوم

روابط فیزیکی

۲-۱- مقدمه

در این فصل معادلات حاکم بر تشکیل قطره‌ی ویسکوالاستیک به همراه فرضیات فیزیکی، شرایط اولیه و مرزی به کار رفته در شبیه‌سازی ارائه می‌گردد. معادلات حاکم بر جریان در واقع همان معادلات کامل نویراستوکس، شامل معادلات بقای جرم در سیستم‌های چندفازی و بقای ممنتوم حاکم بر هر فاز و نیز معادله ساختاری هستند. شایان ذکر است که در تحقیق حاضر کلیه پارامترهای جریان بصورت بی‌بعد بررسی شده‌اند.

۲-۲- اعداد بی‌بعد

اغلب پدیده‌هایی که در طبیعت و علم مکانیک سیالات با آن‌ها مواجه می‌شویم به متغیرهای زیادی وابسته‌اند. این پیچیدگی سبب می‌شود که تجزیه و تحلیل این پدیده‌ها کاری دشوار بوده و نیازمند صرف هزینه و زمان زیادی گردد. آنالیز ابعادی راهی برای رهایی از این مشکل است، که با کمک آن می‌توانیم به جای استفاده از تک تک پارامترها، و بررسی تاثیرات فیزیکی آنها بر مسأله، اعداد بی‌بعد مربوطه را شناسایی کرده و از آنها در تجزیه و تحلیل نتایج بهره‌مند گردید. در همین راستا در پژوهش حاضر نیز از اعداد بی‌بعد جهت تحلیل نتایج استفاده شده است که در ادامه به توضیح آن‌ها می‌پردازیم.

از جمله معروف ترین این اعداد عدد رینولدز^۱ است که برابر با نسبت نیروی های اینرسی به نیروهای لزج^۲ می باشد و مقدار آن برابر خواهد بود با:

$$Re = \frac{\rho u R}{\eta} \quad (۲-۱)$$

که ρ ، u ، R و η به ترتیب بیانگر چگالی، سرعت، شعاع و لزجت سیال هستند. عدد رینولدز در این پژوهش بر حسب خواص سیال قطره و شعاع نازل تعریف شده است.

1- Reynolds
2- Viscous

عدد گرانشی بوند^۱، نشان‌دهنده‌ی نیروی گرانش قطره نسبت به نیروی کشش سطحی می‌باشد و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$Bo = \frac{\rho g R^2}{\sigma} \quad (2-2)$$

g در رابطه‌ی بالا شتاب گرانش و σ بیانگر ضریب کشش سطحی میان دو فاز است.

از دیگر پارامترهای مهم در فرآیندهای مرتبط با کشش سطحی عدد موئینگی^۲ است. این عدد که اهمیت نیروی لزجی به کشش سطحی را بیان می‌کند به صورت زیر می‌باشد.

$$Ca = \frac{\eta u}{\sigma} \quad (3-2)$$

عدد بی‌بعد وایزنبرگ^۳ که در سیالات ویسکوالاستیک از اهمیتی ویژه برخوردار می‌باشد از دیگر پارامترهای حاکم بر مسأله است. این عدد که نسبت نیروهای الاستیک به نیروهای ویسکوز را نشان می‌دهد به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$Wi = \lambda \dot{\gamma} \quad (4-2)$$

در رابطه بالا، λ زمان رهایی از تنش و $\dot{\gamma}$ نرخ برش جریان می‌باشد.

۲-۳- فرضیات فیزیکی

در تحقیق پیش‌رو تشکیل قطره سیال ویسکوالاستیک به عنوان فاز گسسته در فاز پیوسته هوا مورد مطالعه قرار می‌گیرد. جریان مورد بررسی جریانی متقارن محوری، آرام، ناپایا از دو سیال غیرقابل اختلاط می‌باشد. علاوه بر این فرض می‌شود جریان تراکم‌ناپذیر، تحت اثر نیروی گرانش و هم‌دما می‌باشد و از تغییرات خواص فیزیکی از جمله چگالی، لزجت و کشش سطحی، صرف‌نظر شده است.

1- Gravitational Bond number
2- Capillary number
3- Wiesenberg number

در این تحقیق فرض شده است که کشش سطحی موجود در مرز مشترک مایع-گاز، مقداری ثابت بوده و با زمان تغییر نمی‌کند.

۲-۴- معادلات حاکم بر جریان

تشکیل قطره در محیط پیوسته یکی از نمونه‌های جریان‌های دوفازی می‌باشد، که معادلات حاکم بر آن همان معادلات حاکم بر جریان‌های دوفازی می‌باشد. کمیت q در دامنه دلخواه Ω را در نظر بگیرید. براساس قانون بقا بایستی سرعت تغییرات q با شار نرمال خروجی از تمام سطوح دامنه برابر باشد. با در نظر گرفتن تاثیر هر گونه افزایش یا کاهش به واسطه وجود چشمه $\vec{Q}_s$ یا چاه Q_v ، تابع ریاضی موازنه که بقای q را توصیف می‌کند به صورت زیر بیان می‌گردد:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} q d\Omega = - \int_{\Omega} \nabla \cdot q \vec{u} d\Omega + \int_{\Omega} Q_v d\Omega - \int_{\Omega} \nabla \cdot \vec{Q}_s d\Omega \quad (2-5)$$

چنانچه در رابطه بالا کمیت q با چگالی ρ جانشین گردد، قانون بقای جرم به دست می‌آید. با فرض ایزوله بودن سیستم، عبارت‌های چشمه و چاه حذف شده و معادله دیفرانسیلی پیوستگی حاصل می‌شود:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2-6)$$

همچنین با جایگذاری کمیت q با چگالی انتقال داده شده با میدان سرعت $(\rho \vec{u})$ ، قانون بقای ممنتوم بدست می‌آید. از آنجایی که در داخل میدان، ممنتوم توسط نیروهای حجمی $\vec{F}$ (معمولاً نیروی گرانش) و روی سطح به وسیله فشار (p) و تنش برشی (τ) تولید می‌گردد، رابطه دیفرانسیلی بقای ممنتوم به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{u}) = - \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) + \vec{F} + \nabla \cdot (-p \mathbf{I} + \tau) \quad (2-7)$$

که در رابطه بالا I بیانگر ماتریس یکه قطری می‌باشد. چنانچه جریان مورد نظر، جریانی آرام، تراکم‌ناپذیر و هم‌دما باشد، معادلات حاکم بر جریان سیالات ویسکوالاستیک به صورت زیر نوشته خواهد شد:

$$\nabla \cdot (\vec{u}) = 0 \quad (۸-۲)$$

$$\frac{d(\rho \vec{u})}{dt} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau_s + \nabla \cdot \tau_p + \rho \vec{g} \quad (۹-۲)$$

که در آن $\vec{g}$ شتاب گرانش، τ_p و τ_s به ترتیب بیانگر تانسور تنش پلیمری و حلال نیوتنی می‌باشد. از آنجایی که اعداد بی بعد نقش بسزایی در شناسایی پارامترهای موثر بر فیزیک مسأله ایفا می‌کند، متغیرهای موجود در معادلات ناویر استوکس و معادله ساختاری را با استفاده از پارامترهای اصلی و ثابت مسأله، همچون شعاع نازل و سرعت ورودی بی‌بعد کرده و این معادلات را به صورت زیر بیان می‌کنیم.

$$\nabla^* \cdot u^* = 0 \quad (۱۰-۲)$$

$$\frac{du^*}{dt^*} + \nabla^* \cdot (u^* u^*) = \frac{1}{Re} [-\nabla^* p^* + \nabla^* \cdot \tau_s^* + \nabla^* \cdot \tau_p^*] + \frac{Bo}{Re \cdot Ca} \vec{e}_z \quad (۱۱-۲)$$

در رابطه فوق Re ، Bo ، Ca به ترتیب بیانگر اعداد بی‌بعد رینولدز، گرانش و موئینگی هستند. روند بی‌بعدسازی این معادلات به طور کامل در پیوست آمده است. باید توجه داشت که این روند منحصر به فرد نبوده و با توجه به کاربرد مسأله در موارد مشخص، می‌توان معادله بقای ممنتوم را برحسب گروه‌های بی‌بعد دیگری همچون عدد وبر، اوهنسورگ و بوند نیز بیان نمود.

۲-۵- معادله ساختاری سیال ویسکوالاستیک

در این تحقیق به منظور شبیه‌سازی تشکیل قطره ویسکوالاستیک از مدل گزیکس استفاده شده است. این مدل از دیدگاه مولکولی بدست‌آمده و از جمله مدل‌های غیرخطی به شمار می‌رود [۴۹]. از

امتیازات اصلی این مدل می‌توان به توانایی آن به ارائه رفتار پاورلو برای لزجت و ثابت‌های اختلاف تنش‌های نرمال اشاره کرد. تنش‌های مدل گزیکس براساس جمع آثار از دو قسمت تنش پلیمری τ_p و تنش حلال نیوتنی τ_s برای فاز قطره ویسکوالاستیک تشکیل شده و به صورت زیر می‌باشد.

$$\tau = \tau_s + \tau_p \quad (۱۲-۲)$$

$$\tau_s = 2\eta_s D \quad (۱۳-۲)$$

که در آن η_s لزجت حلال نیوتنی و D تانسور نرخ تغییر شکل بوده و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$D = \frac{1}{2}(\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T) \quad (۱۴-۲)$$

فرم ساختاری مدل گزیکس به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\tau_p + \lambda d\tau_p + \alpha \frac{\lambda}{\eta_p} (\tau_p \cdot \tau_p) = 2\eta_p D \quad (۱۵-۲)$$

در رابطه بالا، λ زمان رهایی از تنش، α ضریب حرکت تحرک (این ضریب همواره کوچکتر یا مساوی یک می‌باشد) و d اپراتور مشتق همرفتی می‌باشد که به صورت زیر قابل تعریف است.

$$d(\square) = \left(\frac{d}{dt} + \vec{u} \cdot \nabla\right)(\square) - [(\nabla \vec{u})^T \cdot (\square)] - [(\square) \cdot \nabla \vec{u}] \quad (۱۶-۲)$$

چنانچه $\alpha = 0$ در این صورت، مدل گزیکس به مدل اولدروید-بی تبدیل می‌شود. همچنین با برابر صفر قرار دادن ضرایب α و λ ، معادله ساختاری به مدل سیال نیوتنی تبدیل می‌گردد.

از دیگر ویژگی‌های مدل گزیکس می‌توان به محاسبه تنش‌های نرمال اول و دوم متفاوت و غیر صفر و مناسب بودن برای مدل‌سازی محلول‌های رقیق پلیمری اشاره کرد.

صورت بی‌بعد معادله گزیکس برای قطره ویسکوالاستیک، با توجه به پارامترهای اصلی و ثابت مسأله به صورت زیر می‌باشد:

$$\tau_s^* = 2(1 - \beta)D^* \quad (17-2)$$

$$\tau_p^* + Wi\tau_p^* + \frac{\alpha}{\beta}Wi(\tau_p^* \cdot \tau_p^*) = 2\beta D^* \quad (18-2)$$

پارامتر β در معادله فوق به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\beta = \frac{\eta_p}{\eta_p + \eta_s} \quad (19-2)$$

روند بی‌بعدسازی معادلات ساختاری نیز به صورت کامل در پیوست الف آمده است.

۲-۶- شرایط مرزی و شرایط اولیه

با توجه به شکل ۱-۱۰، شرایط اولیه و مرزی به کار رفته جهت حل معادلات حاکم بر مسأله به شرح زیر می‌باشد. در لحظه $t=0$ ، نازل حاوی سیال ویسکوالاستیک می‌باشد و با گذشت زمان با توجه به شرط مرزی سرعت در ابتدای نازل و در نظر گرفتن طول توسعه‌یافتگی برای جریان سیال در نازل، قطره در اثر نیروی اینرسی شروع به حرکت و شکل‌گیری می‌کند.

ورودی جریان (Inlet): در مرز ورودی، جریان با سرعت یکنواخت وارد می‌شود و گرادیان فشار، گرادیان تنش و همچنین مود اول تنش، برابر صفر در نظر گرفته شده است. از آنجایی که نازل در ابتدا حاوی سیال می‌باشد، مقدار کسر حجمی در این مرز برابر یک می‌باشد.

دیواره نازل (Wall): بر روی دیواره نازل شرط عدم لغزش اعمال می‌شود، بنابراین سرعت سیال بر روی این مرز برابر صفر بوده و گرادیان‌های فشار، تنش و مود اول تنش نیز برابر صفر می‌باشند. گرادیان کسر حجمی در این مرز نیز برابر صفر لحاظ گردیده است.

خروجی جریان (Outlet): در مرز خروجی جریان، گرادیان‌های سرعت، فشار، تنش، مود اول تنش و همچنین گرادیان کسر حجمی برابر صفر می‌باشد.

اتمسفر (Atmosphere): فشار در این مرز برابر فشار اتمسفر می باشد و مقادیر تنش و مود اول تنش بر روی این مرز برابر صفر است. همچنین مقادیر سرعت و کسر حجمی بر روی این مرز صفر در نظر گرفته شده است.

محور تقارن (AxiSymmetry): بر روی این مرز از شرط مرزی متقارن محوری استفاده شده است.

فصل سوم

روش عددی

۳-۱- مقدمه

در این تحقیق، تشکیل و حرکت قطره با بهره‌گیری از روش دینامیک سیالات محاسباتی و نرم‌افزار منبع باز آپن‌فوم^۱ مورد مطالعه قرار گرفته است. در این فصل نحوه‌ی مدل‌سازی تشکیل قطره‌ی ویسکوالاستیک ارائه می‌گردد. در این مطالعه، از روش حجم سیال جهت تعیین سطح مشترک میان دو فاز و از روش نیروی سطحی پیوسته برای اعمال نیروی کشش سطحی استفاده شده است. در نهایت، جهت ارتباط میان مؤلفه‌های فشار و سرعت از الگوریتم پیزو^۲ استفاده شده است. الگوریتم مورد استفاده در مدل‌سازی عددی حاضر در انتهای این فصل ارائه شده است.

۳-۲- شبکه‌بندی دامنه محاسباتی

همانطوری که می‌دانید اولین قدم در حل مناسب معادلات، شبکه‌بندی مناسب دامنه محاسباتی است. در دینامیک سیالات محاسباتی از دو نوع شبکه‌بندی باساختار و بی‌ساختار استفاده می‌کنیم که بسته به هندسه و شرایط مسأله مورد نظر هر یک از این نوع شبکه‌بندی‌ها دارای معایب و مزایایی می‌باشند. شبکه‌های باساختار در هندسه‌های ساده مناسب‌تر بوده و نیازمند اطلاعات کمتری برای انجام محاسبات می‌باشند. ولیکن در شبکه‌های بی‌ساختار که در هندسه‌های پیچیده از کارایی بیشتری برخوردار است، نیازمند حجم بالای ذخیره‌سازی اطلاعات برای حل معادلات می‌باشد.

از آنجایی که در این تحقیق از روش حجم سیال که بر پایه کسر حجمی استوار است استفاده گردیده، برای ردگیری مرز میانی از شبکه ثابت (کارتزین) استفاده شده است که در آن شبکه‌بندی با مرز مشترک حرکت نمی‌کند. همچنین با توجه به اینکه مسأله تشکیل قطره دارای تقارن محوری می‌باشد در تحقیق حاضر از شبکه متقارن دوبعدی استفاده شده است. در شبکه‌بندی به کار رفته، نواحی نزدیک به محور تقارن که قطره در حین تشکیل و سقوط از آن عبور می‌نماید از اهمیت

1- OpenFoam
2- PISO

بیشتری برخوردار می‌باشد. لذا در این نواحی به منظور رسیدن به حل دقیق‌تر به ایجاد شبکه‌بندی ریزتر پرداخته‌ایم و در نواحی دور از محور تقارن که از اهمیت کم‌تری برخوردار است از شبکه‌بندی درشت‌تر استفاده شده، تا زمان و حجم محاسبات لازم نیز کاهش یابد.

۳-۳- گسسته‌سازی معادلات حاکم

در این تحقیق برای مدل‌سازی تشکیل قطره ویسکوالاستیک از حل‌گر viscoelasticInterFoam استفاده شده است. نحوه گسسته‌سازی معادلات در این تحقیق به همراه کد مربوطه در زیر آورده شده است.

معادلات غیرخطی حاکم بر مسأله در حوزه‌ی زمانی با استفاده از روش اویلر (رانج‌کوتای مرتبه اول) گسسته‌سازی شده‌اند.

```
ddtSchemes
{
    default Euler;
}
```

در گسسته‌سازی جملات شامل گرادیان سرعت و کسر حجمی از روش گوسین خطی استفاده شده است.

```
gradSchemes
{
    default Gauss linear;
    grad(U) Gauss linear;
    grad(alpha) Gauss linear;
```

در گسسته‌سازی جملاتی که شامل عملگر دیورژانس می‌باشند به صورت زیر عمل شده است.

```
divSchemes
{
    div(rho*phi,U) Gauss limitedLinearV 1;
    div(phi,alpha) Gauss vanLeer;
    div(phirb,alpha) Gauss interfaceCompression;
    div(phi,taufirst) Gauss upwind;
    div(phi,tau) Gauss upwind;
    div(tau) Gauss linear;
}
```

در گسسته‌سازی جملات شامل عملگر لاپلاس از روش گوسین خطی تصحیح شده استفاده شده است.

```
laplacianSchemes
{
    default                      Gauss linear corrected;
    laplacian(etaPEff,U)         Gauss linear corrected;
    laplacian(etaPEff+etaS,U)    Gauss linear corrected;
    laplacian((1|A(U)),p)        Gauss linear corrected;
}
```

همچنین کد مربوط به درونیابی نقطه به نقطه، مؤلفه گرادیان عمود بر سطح و میدان مورد نیاز برای تولید جریان به صورت زیر می‌باشد.

```
interpolationSchemes
{
    default                      linear;
}

snGradSchemes
{
    default                      corrected;
}

fluxRequired
{
    default                      no;
    pd;
    pcorr;
    alpha;
}
```

پس از گسسته‌سازی معادلات لازم است تا دستگاه معادلات حاصل از گسسته‌سازی حل شود. در زیر نحوه‌ی حل دستگاه معادلات مربوط به هر یک از میدان‌های حل توصیف شده است.

به منظور حل دستگاه معادلات در میدان‌های فشار از روش گرادیان مزدوج پیش شرط^۱ PCG استفاده شده است. برای حل دستگاه معادلات حاصل برای میدان سرعت از روش PBiCG^۲ استفاده شده است. همچنین برای حل دستگاه معادلات در تمام میدان‌های تنش نیز از روش BICGStab استفاده گردیده است. در نهایت جهت ارتباط میان مؤلفه‌های فشار و سرعت از الگوریتم پیزو استفاده شده است.

1- Preconditioned Conjugated Gradient
2- Preconditioned Bi-Conjugated Gradient

۳-۴- روش‌های مدل‌سازی جریان‌های دوفازی

مطالعه جریان‌های چندفازی موضوع بسیاری از تحقیقات آزمایشگاهی و صنعتی بوده است. این قبیل جریان‌ها در محدوده‌ی وسیعی از مقیاس‌ها، از جت‌های باریک میکروسکوپیک و پاشش سوخت انژکتور تا سیستم‌های خنک‌کننده و خطوط انتقال رُخ می‌دهند. عملکرد مناسب این قبیل سیستم‌ها و بهبود آن‌ها به شدت به شناخت بهتر پدیده‌های با جریان‌های چندفازی دارد. به طوری که عدم شناخت کافی در برخی موارد ممکن است به سادگی مانعی برای بهره‌وری و یا عوارض جانبی گردند، که جلوگیری از آن‌ها می‌تواند بیش از حد گران باشد. در هر صورت درک کامل چنین جریان‌هایی و بررسی رفتار آن‌ها از مهم‌ترین مسائل برای طراحی کارآمد این قبیل سیستم‌ها به شمار می‌رود.

در گذشته مطالعه و درک رژیم‌های جریان‌های چندفازی در صنعت، محدود به مشاهدات آزمایشگاهی بوده است. به همین دلیل مطالعه و بررسی این قبیل پدیده‌ها نیازمند تجهیزات مانیتورینگ گران قیمت بوده که در مواردی بسیار خطرناک بوده و یا سبب اختلالاتی در عملیات متعارف کارآمد می‌گردید. همچنین طراحی چنین سیستم‌هایی نیازمند مطالعات تجربی در مقیاس کوچکتر و جایگزینی مناسب برای سیال به کار رفته می‌باشد که در برخی موارد با محدودیت‌های بسیاری همراه است [۵۰]. علاوه بر آن، چنین مطالعاتی غالباً زمان‌بر بوده و نیازمند سرمایه‌گذاری اولیه و هزینه عملیاتی بالایی می‌باشد، در حالی که تنها تصویری کلی از جریان را بیان می‌کند و در ارائه مشخصه‌های محلی از آنچه رُخ می‌دهد ناتوان است. به همین دلیل استفاده از دینامیک سیالات محاسباتی در پیش‌بینی این پدیده‌ها و دستیابی به جزئیات کاملی از میدان جریان در کل دامنه بسیار حائز اهمیت گردیده است.

یکی از مهم‌ترین و پیچیده‌ترین مراحل در مدل‌سازی عددی سیستم‌های دو یا چندفازی، تعیین و ردیابی مرز مشترک دو فاز است. تکنیک‌های عددی متنوعی جهت تعیین موقعیت مرز میان دوفاز ارائه گردیده‌اند، که می‌توان آن‌ها را به دو دیدگاه لاگرانژی و اویلری دسته‌بندی نمود.

در دیدگاه لاگرانژی مرز مشترک به صورت صریح ردگیری می‌شود، به این معنی که شبکه المان کاملاً منطبق بر مرز می‌باشد (شکل ۳-۱). لذا در روش‌های لاگرانژی از تکنیک مش متحرک^۱ برای ردگیری مرز بین دوفاز استفاده می‌شود. در صورتی که شیب سلول‌ها و المان‌های شبکه در این روش افزایش چشم‌گیری پیدا کند، جهت جلوگیری از خطاهای محاسباتی، ضروری است که محدوده محاسباتی مجدداً شبکه‌بندی شود؛ به همین دلیل اعمال آن بسیار پر هزینه و الگوریتم آن پیچیده می‌باشد. در این روش، بر خلاف روش‌های اولیرین که در آن مرز میانی از ضخامت محدود با تغییراتی هموار در خواص تشکیل شده، در واقع مرز میانی سطحی با ضخامت صفر می‌باشد. از ویژگی‌های منحصر به فرد این روش می‌توان به توصیف دقیق انحنای مرز میانی اشاره کرد، که اجازه می‌دهد تا محاسبات کشش سطحی با درجه بالایی از دقت انجام شود و بقای جرم را نیز تضمین کند. این دیدگاه تعریف مرز میانی تیز را به خوبی حفظ می‌کند، ولیکن توانایی شبیه‌سازی تغییر شکل‌های زیاد و از هم جدا شدن مرز میانی را ندارد.

در دیدگاه اولیری از یک شبکه‌بندی ثابت استفاده می‌شود و مرز میانی می‌تواند سلول‌ها را به صورت دلخواه قطع کند (شکل ۳-۱). در این روش تغییر شکل زیاد و جدا شدن مرز میانی به راحتی شبیه‌سازی می‌شود و از نقطه نظر محاسباتی و کاربردی بیشتر مورد پسند است. از معایب این روش می‌توان به دقیق نبودن مرز میانی اشاره کرد، که برای افزایش دقت در مرز مشترک لازم است از شبکه ریزتری نسبت به روش‌های لاگرانژی استفاده شود. روش‌های تعیین مرز میانی اولیرین می‌تواند به دو دسته‌ی زیر تقسیم شوند:

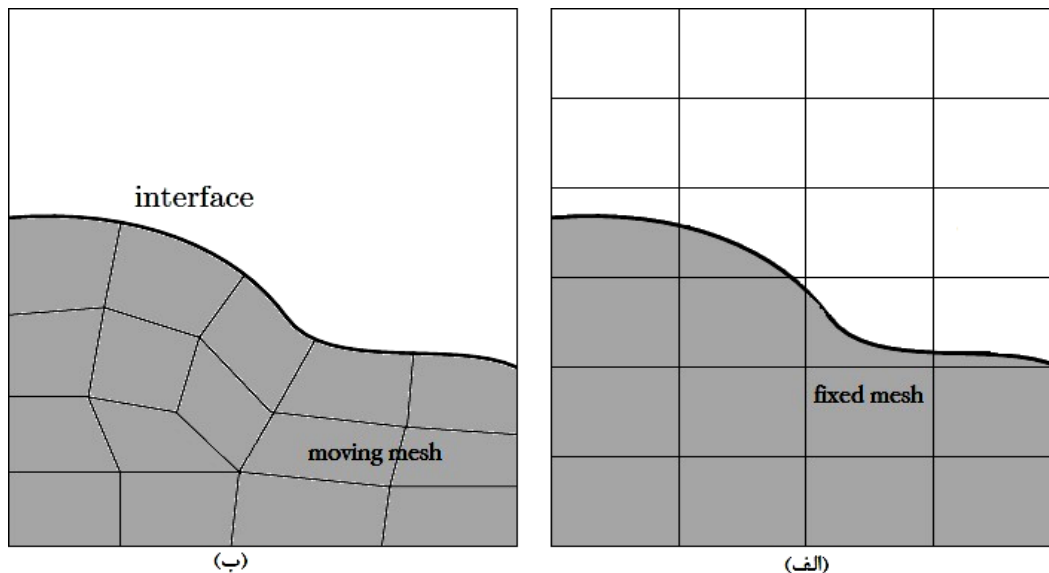
تکنیک گرفتن مرز میانی^۲: در این روش موقعیت مرز میانی با کمک اطلاعات بدست آمده از شبکه ثابت تعیین می‌گردد. این قبیل اطلاعات می‌تواند شامل کسر حجمی، میدان فازی و توابع فاصله

1- Moving mesh technique
2- Capturing method

گردند. روش‌هایی نظیر نشانه‌گذاری ذرات، حجم سیال، تعیین سطح و پراکندگی سطح مشترک^۱ مثال‌هایی از تکنیک گرفتن مرز مشترک هستند.

تکنیک ردگیری مرز میانی^۲: روش‌های ردگیری مرز میانی اویلرین، موقعیت سطح آزاد را توسط یک سری از نقاط یا به کمک تعریف تابع فاصله از مرز مشترک به صورت مستقیم تعیین می‌کنند. به طور کلی روش‌های گرفتن مرز مشترک، ناحیه حد فاصل دو فاز را آسان‌تر و سریع‌تر پیش‌بینی کرده؛ درحالی‌که روش‌های ردیابی مرز مشترک به دلیل طبیعت لاگرانژی خود، سطح مشترک را دقیق‌تر مکان‌یابی می‌کنند [۵۱].

روش‌های بسیار دیگری نیز همانند، انتگرال مرزی^۳، تناسب سطح مشترک^۴ و روش‌های لاگرانژی المان محدود وجود دارد که در اغلب این روش‌ها دیدگاه حل، لاگرانژی و یا ترکیب روش‌های لاگرانژی-اویلری خواهد بود. در ادامه روش حجم سیال و چگونگی اعمال آن برای شبیه‌سازی مرز میانی توضیح داده می‌شود.



شکل ۳-۱- دو روش کلی تعیین مرز مشترک [۵۲]، (الف) روش اویلری و (ب) روش لاگرانژی.

-
- 1- Diffuse interface
 - 2- Tracking method
 - 3- Boundary integral method
 - 4- Interface fitting

۳-۵- روش حجم سیال

بر اساس بررسی‌های مقدماتی مذکور و با توجه به تغییر شکل قابل توجه مرز مشترک فازها حین تشکیل قطره، در پژوهش حاضر از تکنیک گرفتن مرز مشترک و روش حجم سیال جهت مدل‌سازی تشکیل، جدایش و حرکت یک قطره انحلال‌ناپذیر استفاده شده است. این روش یکی از محبوب‌ترین روش‌ها در مدل‌سازی جریان‌های دوفازی با سطح آزاد در چارچوب روش‌های اویلری می‌باشد. در سه دهه‌ی اخیر، روش حجم سیال اولین بار توسط هیرت و نیکولز برای ردگیری مرز میانی به صورت ضمنی با کمک تابع کسر حجمی ابداع شد [۵۳]. در این روش سطح آزاد بر روی یک شبکه‌بندی ثابت تعیین می‌گردد. اساس روش حجم سیال بر تابع کسر حجمی استوار است. بدین صورت که ناحیه مربوط به هر سیال توسط تابع کسر حجمی در هر سلول $F_{vol} = \gamma V_{cell}$ مشخص می‌گردد، که در آن γ بیانگر کسر حجمی مایع و V_{cell} ، حجم سلول محاسباتی می‌باشد. در صورتی که کسر حجمی کوچکتر از یک باشد، بیانگر آنست که مرز بین دو فاز در این حجم محدود قرار دارد. همچنین جمع تمامی مقادیر کسرهای حجمی در یک حجم کنترل بایستی برابر یک باشد. این اطلاعات برای ساختن مرز بین دو سیال در یک حجم کنترل به کار می‌رود.

همانطوری که در شکل ۳-۲ مشاهده می‌کنید، با حرکت سطح آزاد، مقدار کسر حجمی در هر سلول بین صفر تا یک تغییر می‌کند.

0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0
0.95	0.45	0.1	0	0	0	0	0
1	1	0.97	0.35	0	0	0	0
1	1	1	1	0.45	0	0	0
1	1	1	1	0.97	0.1	0	0
1	1	1	1	1	0.6	0	0
1	1	1	1	1	0.85	0	0

شکل ۳-۲- نمونه‌ای از توزیع تابع کسر حجمی در سطح مشترک بین دو سیال

مقدار γ در هر سلولی که توسط سیال اشغال شده باشد، برابر با یک و در غیر این صورت صفر خواهد بود و در نواحی مرزی بین دو سیال شکل و موقعیت سطح آزاد بر حسب زمان از طریق معادله زیر مشخص می‌شود:

$$\frac{d\gamma}{dt} + \nabla \cdot (\gamma \vec{u}_r) + \nabla \cdot (\gamma(1-\gamma) \vec{u}_r) = 0 \quad (۱-۳)$$

که در آن $\vec{u}_r$ میدان سرعت واقع شده در مرز بین دو سیال است [۵۴].

در روش حجم سیال، جریان دو سیال مختلف مخلوط نشدنی برای هر سیال مورد محاسبه قرار می‌گیرد، به بیان دیگر معادلات حاکم بر جریان هر دو سیال، یکسان بوده و تنها تفاوت در خواص فیزیکی و رئولوژیکی به کار رفته برای هر یک از دو سیال می‌باشد. در واقع این مدل با به کار بردن خواص فیزیکی و رئولوژیکی در هر حجم کنترل از دامنه حل، که با کسر حجمی مایع در آن حجم کنترل متناسب است، این امر را ممکن می‌سازد. بیان ریاضی این عبارت با در نظر گرفتن خاصیت کلی ω به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\omega = \gamma \omega_{fluid1} + (1-\gamma) \omega_{fluid2} \quad (۲-۳)$$

در این روش مرز مشترک بین دو فاز از مجموعه‌ای از پاره‌خط‌ها تشکیل می‌شود، لذا با ریزتر شدن شبکه‌ی محاسباتی شکل مرز بین دو فاز بهتر نمایش داده می‌شود. باید توجه داشت که معادله (۳-۱) به تنهایی قادر به تعیین دقیق شکل مرز مشترک نمی‌باشد. بطور مثال چنانچه مقدار کسر حجمی در یک حجم کنترل برابر $0/2$ باشد، به صورت‌های مختلف می‌توان 20 درصد از فضای حجم کنترل را اشغال نمود. از این‌رو با گذشت زمان روش‌های متعددی جهت تعیین مرز مشترک پدید آمد.

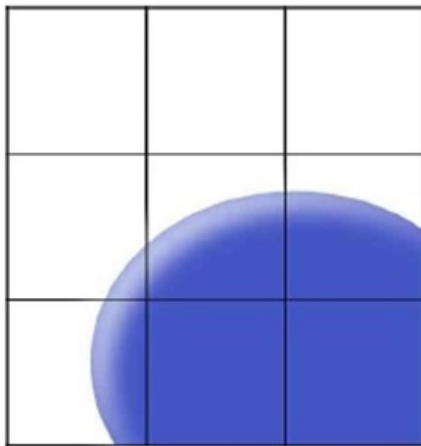
یکی از رویکردهای اساسی در تعیین مرز مشترک بین دوسیال، روش $SLIC^1$ ارائه شده توسط نوح و داوود^۲ است [۵۵]. براساس این روش سطح مشترک بین دو سیال به صورت خطوط عمودی یا افقی در نظر گرفته می‌شود (شکل ۳-۳). اگرچه این رویکرد بقای حجم را رعایت کرده و سطح گذار بین فازها را در یک حجم کنترل نگه می‌دارد، اما روش ذکر شده از دقت مرتبه اول برخوردار بوده و توانایی بسیار محدودی در ارائه شکل دقیق مرز مشترک از خود نشان می‌دهد. در واقع این روش انحناهای محلی را حفظ نمی‌کند و محدود بودن آن به شبکه‌های دکارتی از دیگر معایب این روش به حساب می‌آید.

از دیگر روش‌های ردگیری مرز میانی می‌توان روش $PLIC^3$ را نام برد که از دقت و کارایی بالایی نسبت به سایر روش‌ها برخوردار است. این روش که توسط یانگز [۵۵] ارائه گردید سطح مشترک بین دو فاز را با یک خط شیبدار تقریب می‌زند. شیب این خط توسط داده‌های به دست آمده از سلول‌های مجاور تعیین می‌گردد. در شکل ۳-۳ نمونه‌ای از تقریب مرز مشترک دایره‌ای با استفاده از دو روش $SLIC$ و $PLIC$ نشان داده شده است. در تحقیق حاضر نیز با توجه به دقت بالای روش $PLIC$ نسبت به سایر روش‌ها، از این روش جهت تعیین مرز مشترک استفاده شده است.

1- Simple Line Interface Construction

2- Noh and Woodward

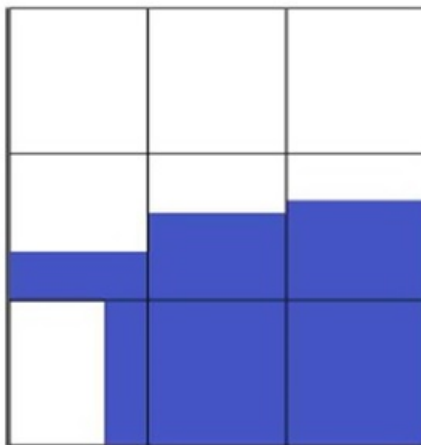
3- Piecewise Linear Interface Calculation



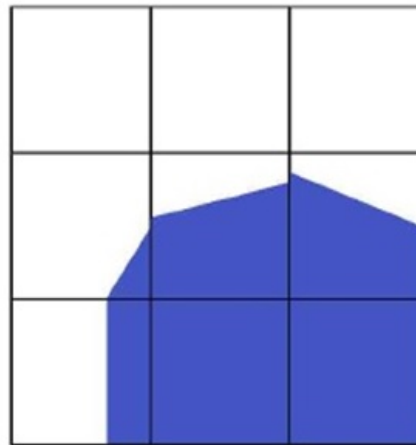
(ب) شکل دقیق مرز

0.0	0.0	0.0
0.15	0.67	0.7
0.35	1.0	1.0

(الف) کسرهای حجمی



SLIC (د)



PLIC (ج)

شکل ۳-۳- تقریب مرز مشترک به روش‌های PLIC و SLIC

از مهم‌ترین مزیت‌های روش حجم سیال نسبت به سایر روش‌ها، می‌توان به کمترین میزان اطلاعات ذخیره شده اشاره نمود. از دیگر مزایای این روش نسبت به سایر روش‌ها، مدل‌سازی برخورد و تکه تکه شدن قطرات بدون هیچ عملیات خاصی می‌باشد. این روش قانون بقای جرم را به طور کامل تضمین می‌کند، اما به دلیل اینکه از یک میدان کسر حجمی متوسط استفاده می‌کند، اطلاعات دقیقی در مورد مرز میانی وجود ندارد.

۳-۶- الگوریتم حل عددی

پس از انتخاب روش مورد نظر، معادلات حاکم و شبکه محاسباتی، گسسته‌سازی خواهد شد و مسأله در هر گام زمانی حل می‌گردد و این روند تا همگرا شدن پاسخ ادامه می‌یابد. الگوریتم محاسباتی انجام شده در هر گام زمانی، به شرح زیر می‌باشد:

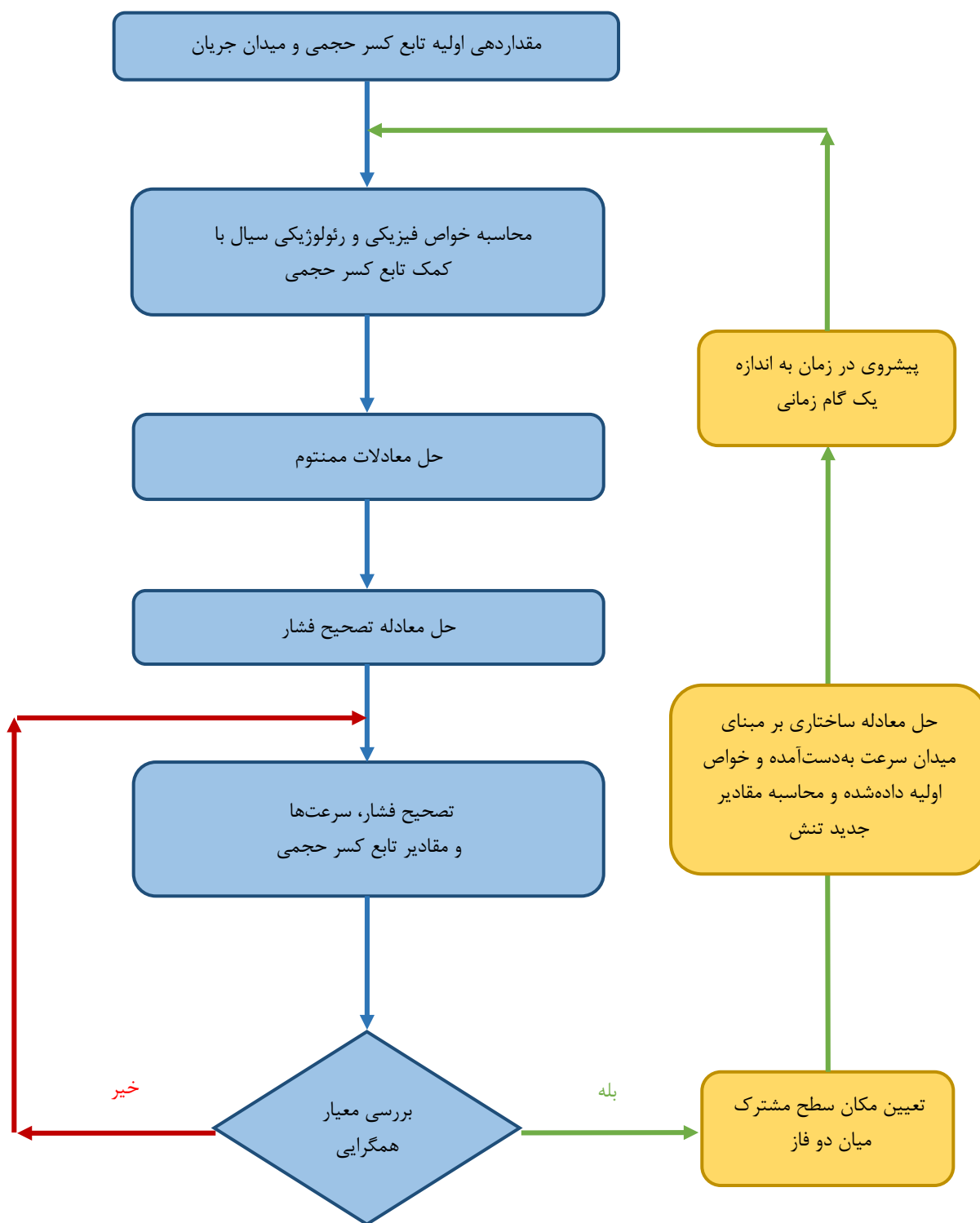
۱. با استفاده از مقادیر اولیه برای γ و سرعت، معادله (۳-۱) حل شده و خواص فیزیکی و رئولوژیکی سیال براساس γ^* جدید تعیین می‌گردد.

۲. گرادین فشار و دیورژانس تنش با استفاده از مقادیر اولیه سرعت u ، فشار p و تنش τ ، به طور صریح محاسبه می‌گردد، سپس معادله ممنوم به طور ضمنی برای هر مؤلفه از بردار سرعت حل می‌شود و میدان سرعت جدید u^* تخمین زده می‌شود.

۳. از آنجایی که سرعت‌های بدست آمده در مرحله پیشین لزوماً معادله بقای جرم را ارضا نمی‌کنند؛ لازم است که یک معادله جهت تصحیح فشار تعریف گردد. سپس این معادله حل شده و میدان فشار، سرعت و شار جرمی بگونه‌ای اصلاح می‌شوند که معادله پیوستگی برای هر فاز ارضا شود. در این مرحله از هر دو الگوریتم سیمپل^۱ و پیزو می‌توان استفاده کرد. مطالعات نشان می‌دهد که برای جریان پایا هیچ تفاوتی میان این دو الگوریتم وجود ندارد، در حالی که در مسائل ناپایا همانند مساله حاضر الگوریتم پیزو نسبت به سیمپل عملکرد بهتری دارد.

۴. معادله ساختاری با استفاده از میدان سرعت تصحیح شده در مرحله قبلی، حل می‌شود و مقادیر تنش جدید τ^* برای میدان تانسور تنش محاسبه می‌گردد.

۵. به منظور دستیابی به حل دقیق‌تر، مراحل قبلی در هر گام زمانی تکرار می‌شود.



شکل ۳-۴- شماتیک الگوریتم محاسبات عددی جهت مدل‌سازی فرآیند تشکیل قطره

فصل چہارم

بحث و بررسی نتایج

۴-۱- مقدمه

در این بخش به مطالعه عددی رفتار تشکیل قطره ویسکوالاستیک با استفاده از الگوریتم ارائه شده در فصل قبل پرداخته می‌شود. همچنین نتایج به دست آمده از حل عددی از سقوط قطره ویسکوالاستیک در هوا ارائه می‌گردد. روش عددی که در فصل ۳ به صورت مفصل بیان شد، استفاده از روش حجم سیال برای هر دو جریال داخل و خارج بوده و از معادله ساختاری گزیکس استفاده شده است.

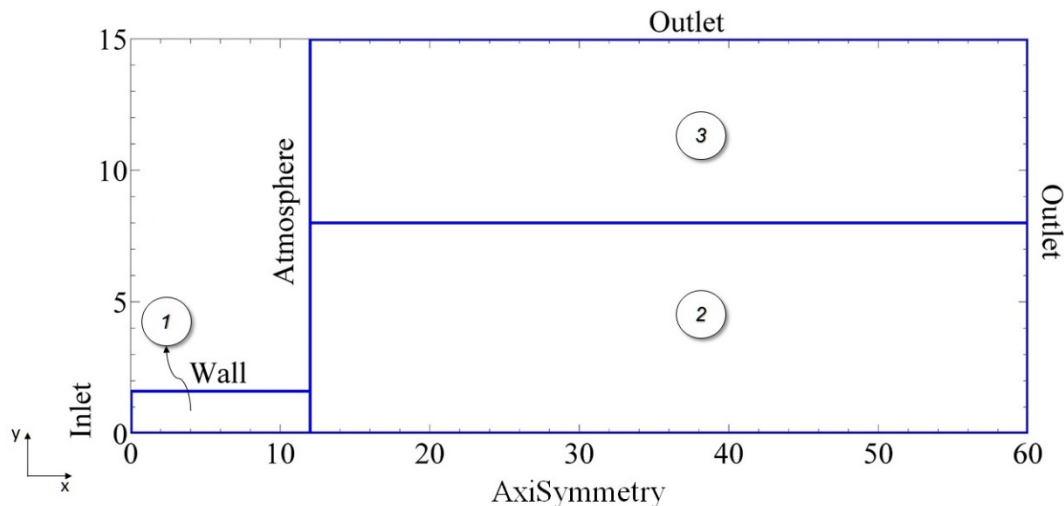
در ابتدای این فصل به بیان شرایط مرزی و بررسی استقلال از شبکه پرداخته می‌شود سپس نتایج به دست آمده از حل عددی مورد اعتبارسنجی قرار می‌گیرد. در ادامه اثر تغییرات اعداد بی بعد حاکم بر مسأله بر تشکیل قطره ویسکوالاستیک در حال سقوط مورد بررسی قرار می‌گیرد.

۴-۲- محدوده محاسباتی و شرایط مرزی

در تحقیق پیش‌رو تشکیل قطره سیال ویسکوالاستیک به عنوان فاز گسسته در فاز پیوسته هوا مورد مطالعه قرار می‌گیرد. جریان مورد بررسی جریانی متقارن محوری، آرام، ناپایا از دو سیال غیرقابل اختلاط می‌باشد. علاوه بر این فرض می‌شود جریان تراکم‌ناپذیر، تحت اثر نیروی گرانش و هم‌دمای باشد و از تغییرات خواص فیزیکی از جمله چگالی، لزجت و کشش سطحی، صرف‌نظر شده است. در این تحقیق فرض شده است که کشش سطحی موجود در مرز مشترک مایع-گاز، مقداری ثابت بوده و با زمان تغییر نمی‌کند.

محدوده محاسباتی در نظر گرفته شده در این پژوهش به همراه شرایط مرزی موجود، در شکل ۴-۱ نمایش داده شده است (نیروی گرانش در جهت مثبت محور x است). در اینجا R_0 بیانگر شعاع نازل می‌باشد، که برابر $1/6$ میلی‌متر در نظر گرفته شده است. در لحظه $t=0$ ، نازل حاوی سیال ویسکوالاستیک می‌باشد و با گذشت زمان با توجه به شرط مرزی سرعت در ابتدای نازل و در نظر

گرفتن طول توسعه‌یافتگی برای جریان سیال در نازل، قطره در اثر نیروی اینرسی شروع به حرکت و شکل‌گیری می‌کند.



شکل ۴-۱- نمایش محدوده‌ی محاسباتی و شرایط مرزی در پژوهش حاضر (ابعاد به میلی‌متر)

۴-۳- استقلال از شبکه‌بندی

یکی از مواردی که تاثیر به سزایی در نتایج می‌گذارد نوع شبکه انتخابی است که از آن جمله می‌توان به شبکه‌های مثلثی و مربعی اشاره کرد. در مواردی در تحلیل‌های اولیه مشاهده شد که با وجود تقارنی که در مسأله وجود دارد به دلیل عدم تقارن شبکه مثلثی جوابی که نرم‌افزار ارائه می‌کرد متقارن نبود، لذا در پژوهش حاضر شبکه مربعی انتخاب گردیده است. مشخصات شبکه‌های به کار رفته در جدول ۴-۱ آمده است. در شکل ۴-۲، نمایی کلی از شبکه‌های محاسباتی به کار رفته جهت دستیابی به شبکه‌ای مطلوب آورده شده است. همچنین در شکل ۴-۳ نیز نمایی بزرگ‌تر از شبکه‌های به کار رفته در هر یک از شبکه‌های محاسباتی آورده شده است.

به منظور بررسی استقلال از شبکه در محدوده محاسباتی، تغییرات طول قطره‌ی یک قطره ویسکوالاستیک از لحظه شروع شبیه‌سازی تا لحظه جدایش به ازای شبکه‌های M-1، M-2، M-3 و M-4 در شکل ۴-۴ رسم شده است. برای این منظور، سرعت سیال ورودی برابر $6/54$ میلی‌متر بر ثانیه در نظر گرفته شده و از سیالی با خواص فیزیکی و رئولوژیکی ذکر شده در جدول ۴-۳ استفاده

گردیده است. همانطور که مشاهده می‌گردد، با افزایش تعداد شبکه، اختلاف مقادیر طول قطره بر حسب زمان کاهش می‌یابد و نمودارها با دقت خوبی روی یکدیگر منطبق می‌شوند. از آنجایی که افزایش تعداد سلول‌های محاسباتی، تنها هزینه و زمان محاسبات را افزایش می‌دهد و تأثیری بر کیفیت نتایج ندارد، لذا شبکه M-3 جهت شبیه‌سازی انتخاب گردیده است. در جدول ۴-۲ نیز مقایسه طول بی‌بعد جدایش قطره در لحظه جدایش به ازای شبکه‌های مختلف آمده است.

جدول ۴-۱- مشخصات شبکه‌های محاسباتی

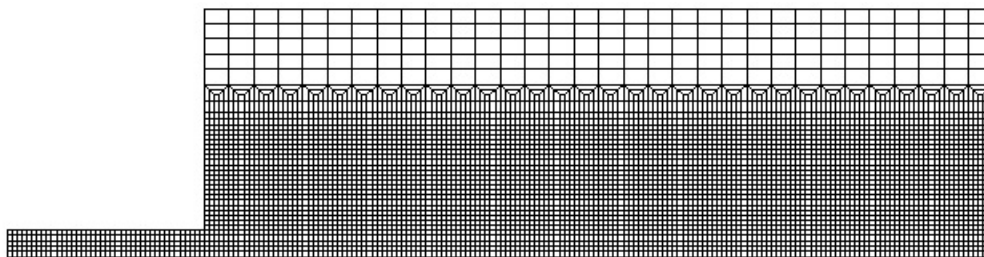
نوع شبکه	تعداد سلول‌ها در ناحیه ۱	تعداد سلول‌ها در ناحیه ۲	تعداد سلول‌ها در ناحیه ۳	تعداد کل سلول‌ها
M-1	۲۰۰	۴۱۶۰	۸۶۴	۵۲۲۴
M-2	۸۸۰	۱۷۲۸۰	۲۰۴۸	۲۰۲۰۸
M-3	۳۰۰۰	۶۰۰۰۰	۴۵۶۰	۶۷۵۶۰
M-4	۴۶۲۵	۹۰۷۷۴	۱۰۳۳۲	۱۰۵۷۳۱

جدول ۴-۲- مقایسه طول بی‌بعد قطره بی‌بعد به ازای شبکه‌های مختلف

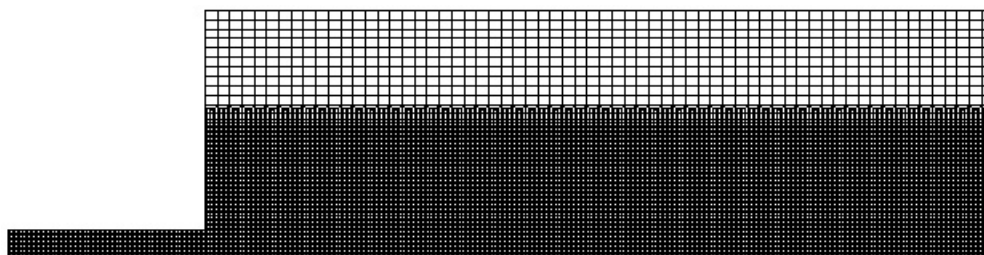
نوع شبکه	طول بی‌بعد جدایش قطره (L_d/R_0)	میزان خطای نسبی با M-4
M-1	۵/۴۸۷۶	٪ ۷/۷۳
M-2	۵/۷۶۴۳	٪ ۳/۰۷
M-3	۵/۹۲۸۷	٪ ۰/۳۱
M-4	۵/۹۴۷۲	٪ ۰

جدول ۴-۳- خواص فیزیکی و رئولوژیکی سیال ویسکوالاستیک

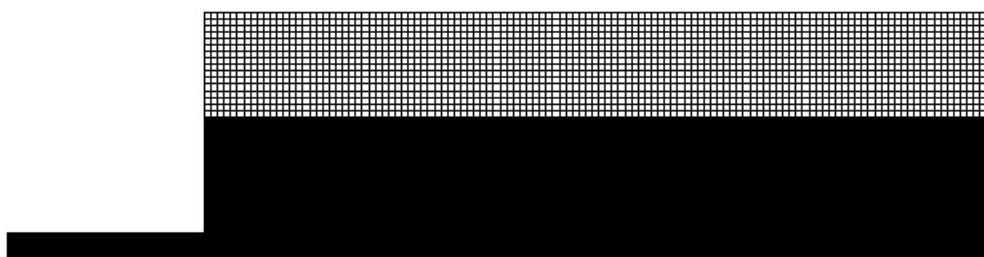
$\lambda(s)$	α	$\eta_p(pa.s)$	$\eta_s(pa.s)$	$\sigma(N/m)$	$\rho(Kg/m^3)$
۰/۰۴	۰/۳	۰/۰۴	۰/۰۰۲	۰/۰۷۰	۱۱۰۰



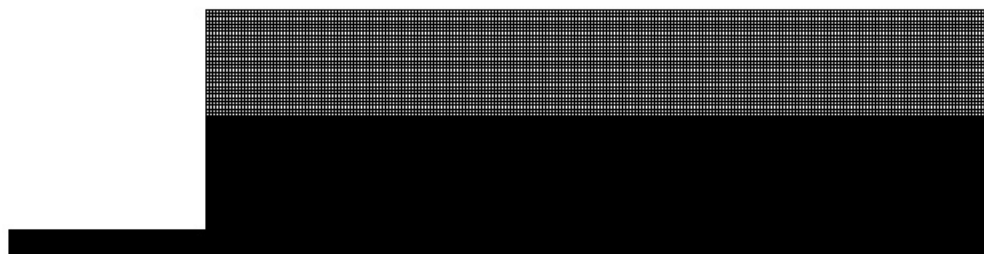
(الف)



(ب)



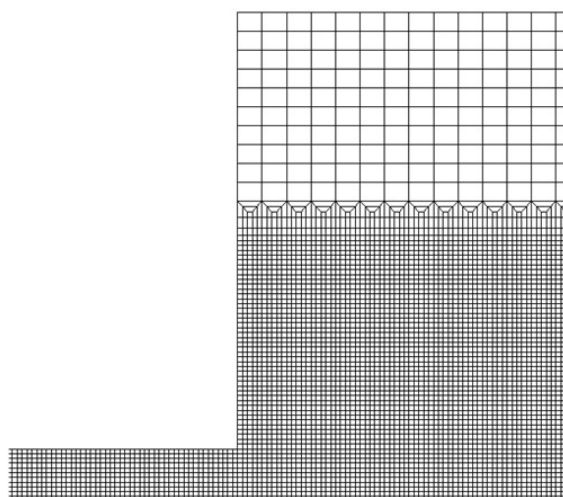
(ج)



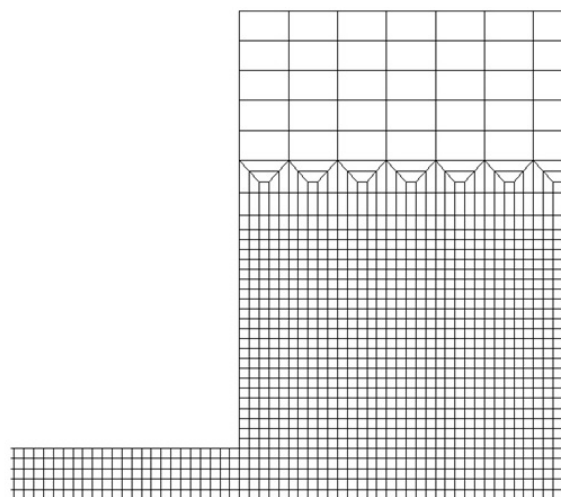
(د)

شکل ۴-۲- نمایش شبکه‌بندی‌های مختلف محدوده محاسباتی،

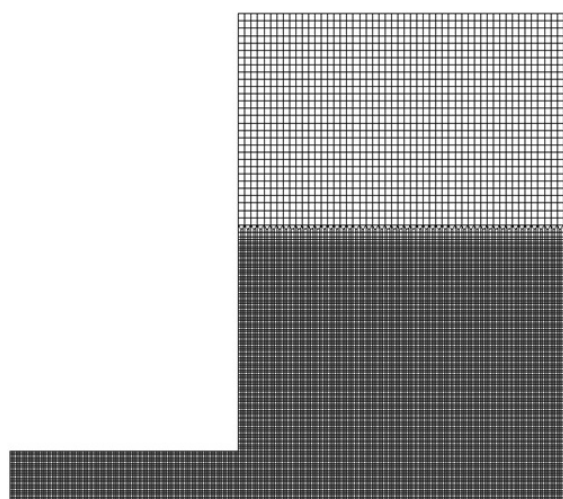
الف) M-1 ، ب) M-2 ، ج) M-3 و د) M-4



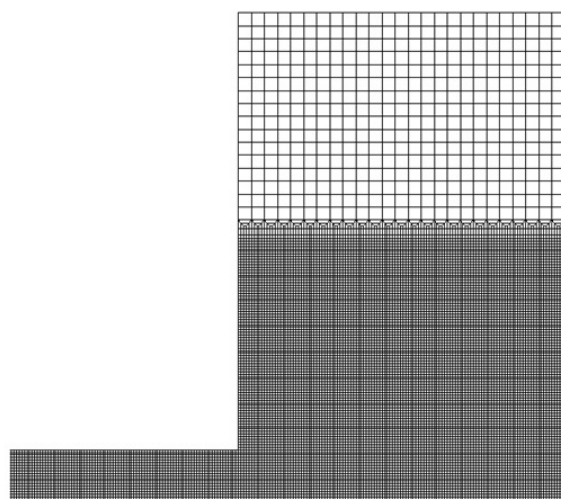
M-2



M-1

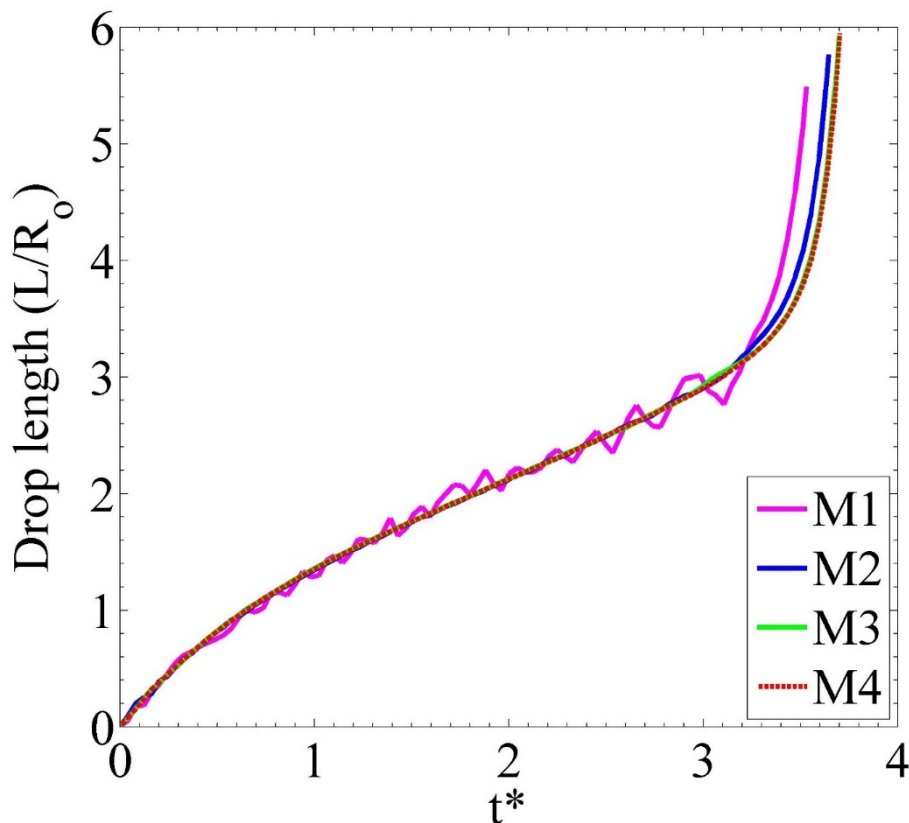


M-4



M-3

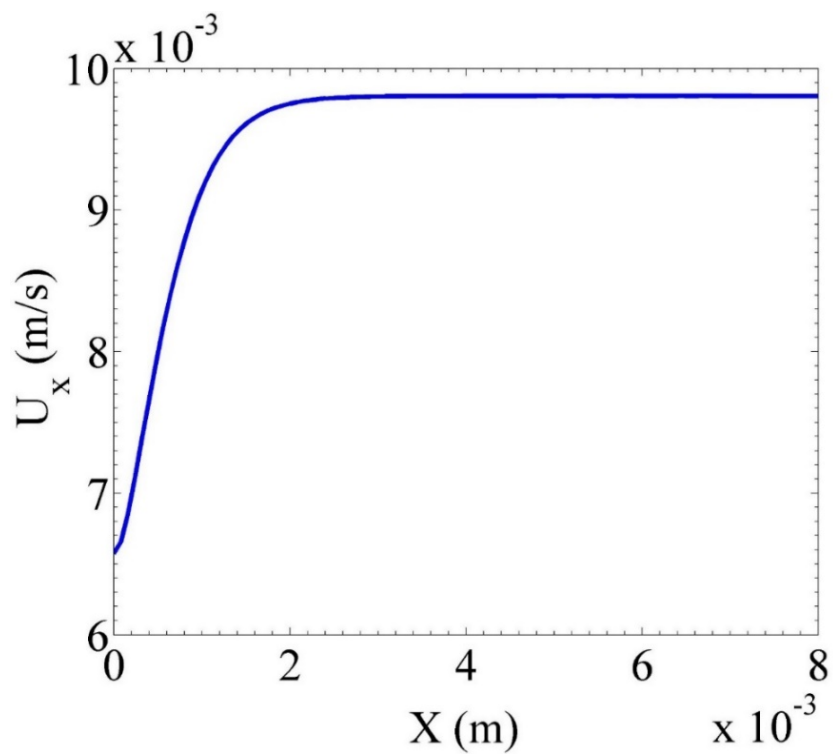
شکل ۳-۴- بزرگ‌نمایی شبکه‌های محاسباتی



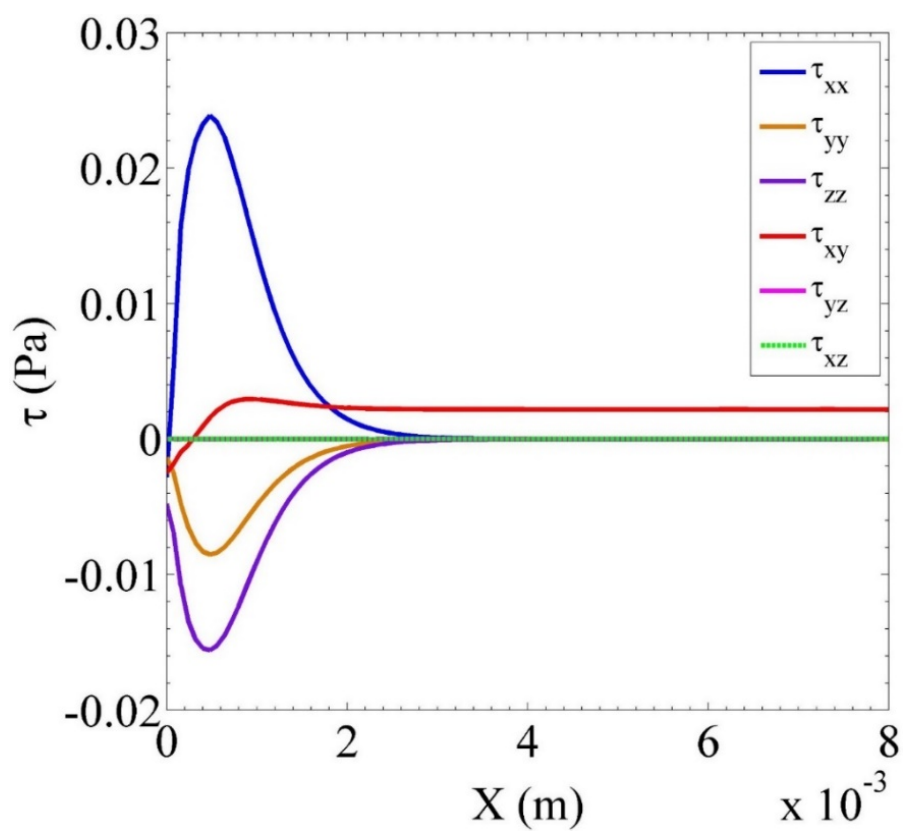
شکل ۴-۴- بررسی تأثیر تعداد نقاط شبکه‌بندی بر تغییرات طول قطره‌ی ویسکوالاستیک در زمان‌های مختلف

۴-۴- بررسی توسعه‌یافتگی جریان سیال در نازل

یکی از مواردی که باید در شبیه‌سازی توجه داشت، تعیین طولی از نازل است که به ازای آن جریان در داخل نازل توسعه‌یافته می‌شود. از این‌رو جهت اطمینان از توسعه‌یافتگی جریان، تغییرات پارامترهای مختلف در راستای محور X مورد بررسی قرار گرفته‌اند. به طور نمونه، مقادیر مولفه‌های سرعت و تنش در راستای محور X برای شبکه M-3 در شکل ۴-۶ و شکل ۴-۷ نمایش داده شده است. همانطوری که مشاهده می‌شود، مقادیر تنش و سرعت محوری توسعه‌یافته گردیده و مستقل از طول نازل می‌گردند.



شکل ۴-۶- منحنی سرعت محوری بر حسب موقعیت در راستای نازل

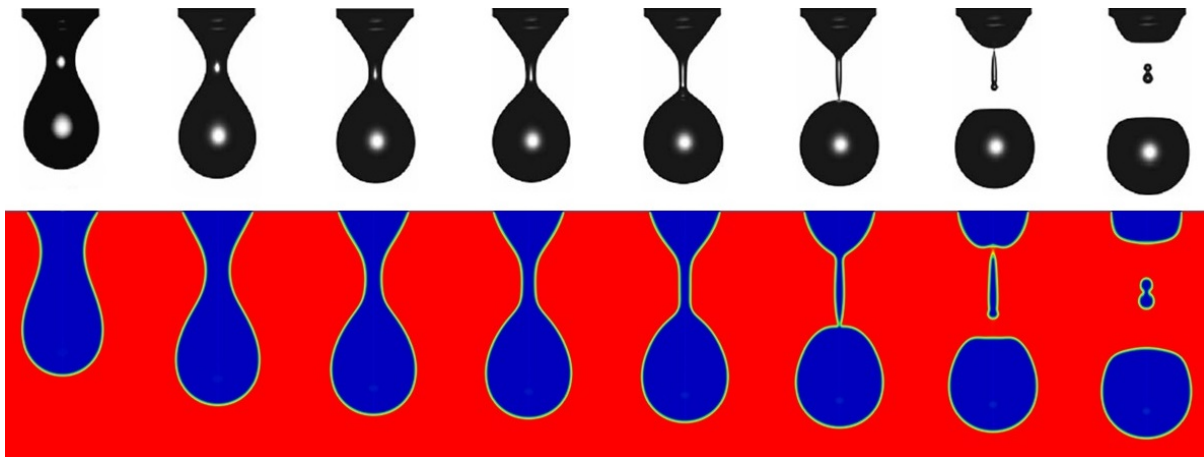


شکل ۴-۷- منحنی مولفه‌های مختلف تنش بر حسب موقعیت در راستای نازل

۴-۵- اعتبارسنجی مدل مسأله

به طور کلی می‌توان اعتبارسنجی مدل‌سازی صورت گرفته در این تحقیق را شامل سه مرحله دانست:

در مرحله نخست تشکیل و جدایش یک قطره نیوتنی، حاوی مخلوط ۵۰٪ آب و گلیسرین مورد بررسی قرار می‌گیرد. همانطور که در شکل ۴-۸ مشاهده می‌شود، تمامی جزئیات تشکیل قطره، شامل گلوئی شدن و تشکیل قطرات پیرو به خوبی نمایان شده است و تطابق کیفی بسیار خوبی میان نتایج حاصل از حل عددی با داده‌های آزمایشگاهی و پیش‌بینی‌های محاسباتی وجود دارد.



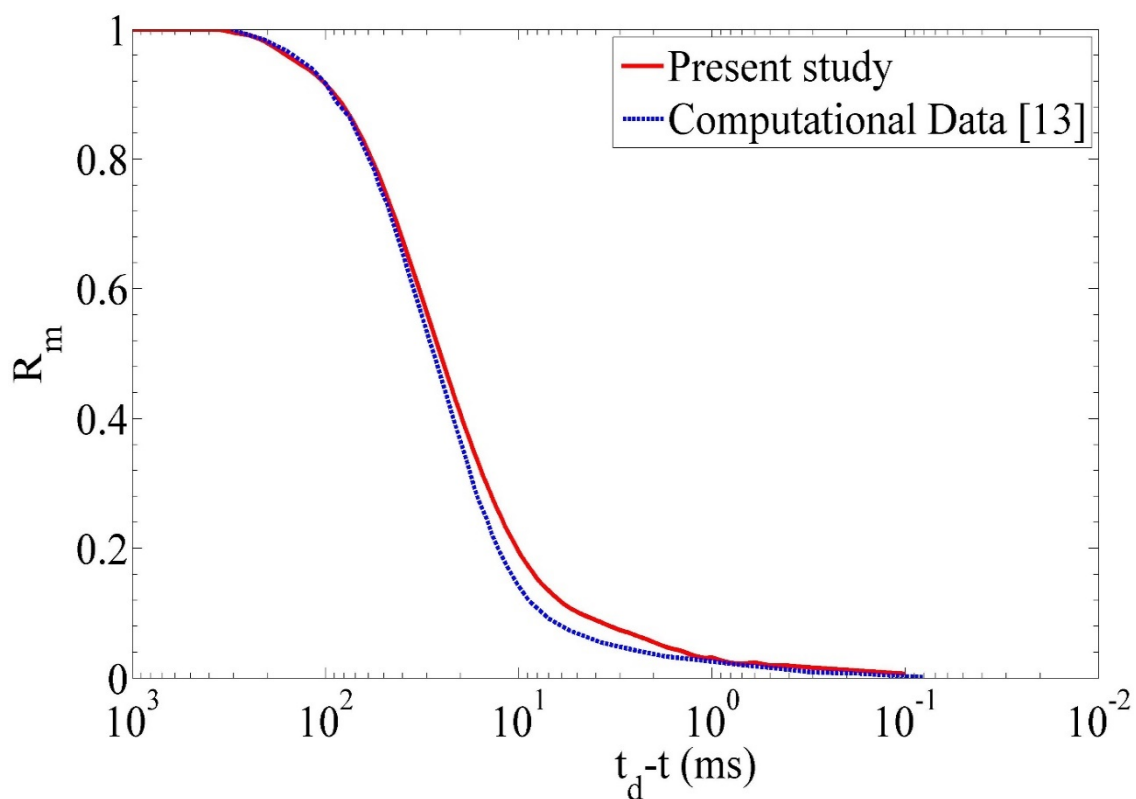
شکل ۴-۸- مقایسه نتایج مطالعه حاضر (سطر پایین) و داده‌های آزمایشگاهی [۳۴] (سطر بالایی) برای مخلوط ۵۰٪ آب و گلیسرین. زمان‌های اندازه‌گیری شده بر حسب میلی ثانیه از چپ به راست عبارت است از: ۰، ۱، ۲، ۳، ۴، ۵، ۶، ۷، ۸، ۹، ۱۰، ۱۱، ۱۲، ۱۳، ۱۴، ۱۵، ۱۶، ۱۷، ۱۸، ۱۹، ۲۰، ۲۱، ۲۲، ۲۳، ۲۴، ۲۵، ۲۶، ۲۷، ۲۸، ۲۹، ۳۰، ۳۱، ۳۲، ۳۳، ۳۴، ۳۵، ۳۶، ۳۷، ۳۸، ۳۹، ۴۰، ۴۱، ۴۲، ۴۳، ۴۴، ۴۵، ۴۶، ۴۷، ۴۸، ۴۹، ۵۰، ۵۱، ۵۲، ۵۳، ۵۴، ۵۵، ۵۶، ۵۷، ۵۸، ۵۹، ۶۰، ۶۱، ۶۲، ۶۳، ۶۴، ۶۵، ۶۶، ۶۷، ۶۸، ۶۹، ۷۰، ۷۱، ۷۲، ۷۳، ۷۴، ۷۵، ۷۶، ۷۷، ۷۸، ۷۹، ۸۰، ۸۱، ۸۲، ۸۳، ۸۴، ۸۵، ۸۶، ۸۷، ۸۸، ۸۹، ۹۰، ۹۱، ۹۲، ۹۳، ۹۴، ۹۵، ۹۶، ۹۷، ۹۸، ۹۹، ۱۰۰، ۱۰۱، ۱۰۲، ۱۰۳، ۱۰۴، ۱۰۵، ۱۰۶، ۱۰۷، ۱۰۸، ۱۰۹، ۱۱۰، ۱۱۱، ۱۱۲، ۱۱۳، ۱۱۴، ۱۱۵، ۱۱۶، ۱۱۷، ۱۱۸، ۱۱۹، ۱۲۰، ۱۲۱، ۱۲۲، ۱۲۳، ۱۲۴، ۱۲۵، ۱۲۶، ۱۲۷، ۱۲۸، ۱۲۹، ۱۳۰، ۱۳۱، ۱۳۲، ۱۳۳، ۱۳۴، ۱۳۵، ۱۳۶، ۱۳۷، ۱۳۸، ۱۳۹، ۱۴۰، ۱۴۱، ۱۴۲، ۱۴۳، ۱۴۴، ۱۴۵، ۱۴۶، ۱۴۷، ۱۴۸، ۱۴۹، ۱۵۰، ۱۵۱، ۱۵۲، ۱۵۳، ۱۵۴، ۱۵۵، ۱۵۶، ۱۵۷، ۱۵۸، ۱۵۹، ۱۶۰، ۱۶۱، ۱۶۲، ۱۶۳، ۱۶۴، ۱۶۵، ۱۶۶، ۱۶۷، ۱۶۸، ۱۶۹، ۱۷۰، ۱۷۱، ۱۷۲، ۱۷۳، ۱۷۴، ۱۷۵، ۱۷۶، ۱۷۷، ۱۷۸، ۱۷۹، ۱۸۰، ۱۸۱، ۱۸۲، ۱۸۳، ۱۸۴، ۱۸۵، ۱۸۶، ۱۸۷، ۱۸۸، ۱۸۹، ۱۹۰، ۱۹۱، ۱۹۲، ۱۹۳، ۱۹۴، ۱۹۵، ۱۹۶، ۱۹۷، ۱۹۸، ۱۹۹، ۲۰۰، ۲۰۱، ۲۰۲، ۲۰۳، ۲۰۴، ۲۰۵، ۲۰۶، ۲۰۷، ۲۰۸، ۲۰۹، ۲۱۰، ۲۱۱، ۲۱۲، ۲۱۳، ۲۱۴، ۲۱۵، ۲۱۶، ۲۱۷، ۲۱۸، ۲۱۹، ۲۲۰، ۲۲۱، ۲۲۲، ۲۲۳، ۲۲۴، ۲۲۵، ۲۲۶، ۲۲۷، ۲۲۸، ۲۲۹، ۲۳۰، ۲۳۱، ۲۳۲، ۲۳۳، ۲۳۴، ۲۳۵، ۲۳۶، ۲۳۷، ۲۳۸، ۲۳۹، ۲۴۰، ۲۴۱، ۲۴۲، ۲۴۳، ۲۴۴، ۲۴۵، ۲۴۶، ۲۴۷، ۲۴۸، ۲۴۹، ۲۵۰، ۲۵۱، ۲۵۲، ۲۵۳، ۲۵۴، ۲۵۵، ۲۵۶، ۲۵۷، ۲۵۸، ۲۵۹، ۲۶۰، ۲۶۱، ۲۶۲، ۲۶۳، ۲۶۴، ۲۶۵، ۲۶۶، ۲۶۷، ۲۶۸، ۲۶۹، ۲۷۰، ۲۷۱، ۲۷۲، ۲۷۳، ۲۷۴، ۲۷۵، ۲۷۶، ۲۷۷، ۲۷۸، ۲۷۹، ۲۸۰، ۲۸۱، ۲۸۲، ۲۸۳، ۲۸۴، ۲۸۵، ۲۸۶، ۲۸۷، ۲۸۸، ۲۸۹، ۲۹۰، ۲۹۱، ۲۹۲، ۲۹۳، ۲۹۴، ۲۹۵، ۲۹۶، ۲۹۷، ۲۹۸، ۲۹۹، ۳۰۰، ۳۰۱، ۳۰۲، ۳۰۳، ۳۰۴، ۳۰۵، ۳۰۶، ۳۰۷، ۳۰۸، ۳۰۹، ۳۱۰، ۳۱۱، ۳۱۲، ۳۱۳، ۳۱۴، ۳۱۵، ۳۱۶، ۳۱۷، ۳۱۸، ۳۱۹، ۳۲۰، ۳۲۱، ۳۲۲، ۳۲۳، ۳۲۴، ۳۲۵، ۳۲۶، ۳۲۷، ۳۲۸، ۳۲۹، ۳۳۰، ۳۳۱، ۳۳۲، ۳۳۳، ۳۳۴، ۳۳۵، ۳۳۶، ۳۳۷، ۳۳۸، ۳۳۹، ۳۴۰، ۳۴۱، ۳۴۲، ۳۴۳، ۳۴۴، ۳۴۵، ۳۴۶، ۳۴۷، ۳۴۸، ۳۴۹، ۳۵۰، ۳۵۱، ۳۵۲، ۳۵۳، ۳۵۴، ۳۵۵، ۳۵۶، ۳۵۷، ۳۵۸، ۳۵۹، ۳۶۰، ۳۶۱، ۳۶۲، ۳۶۳، ۳۶۴، ۳۶۵، ۳۶۶، ۳۶۷، ۳۶۸، ۳۶۹، ۳۷۰، ۳۷۱، ۳۷۲، ۳۷۳، ۳۷۴، ۳۷۵، ۳۷۶، ۳۷۷، ۳۷۸، ۳۷۹، ۳۸۰، ۳۸۱، ۳۸۲، ۳۸۳، ۳۸۴، ۳۸۵، ۳۸۶، ۳۸۷، ۳۸۸، ۳۸۹، ۳۹۰، ۳۹۱، ۳۹۲، ۳۹۳، ۳۹۴، ۳۹۵، ۳۹۶، ۳۹۷، ۳۹۸، ۳۹۹، ۴۰۰، ۴۰۱، ۴۰۲، ۴۰۳، ۴۰۴، ۴۰۵، ۴۰۶، ۴۰۷، ۴۰۸، ۴۰۹، ۴۱۰، ۴۱۱، ۴۱۲، ۴۱۳، ۴۱۴، ۴۱۵، ۴۱۶، ۴۱۷، ۴۱۸، ۴۱۹، ۴۲۰، ۴۲۱، ۴۲۲، ۴۲۳، ۴۲۴، ۴۲۵، ۴۲۶، ۴۲۷، ۴۲۸، ۴۲۹، ۴۳۰، ۴۳۱، ۴۳۲، ۴۳۳، ۴۳۴، ۴۳۵، ۴۳۶، ۴۳۷، ۴۳۸، ۴۳۹، ۴۴۰، ۴۴۱، ۴۴۲، ۴۴۳، ۴۴۴، ۴۴۵، ۴۴۶، ۴۴۷، ۴۴۸، ۴۴۹، ۴۵۰، ۴۵۱، ۴۵۲، ۴۵۳، ۴۵۴، ۴۵۵، ۴۵۶، ۴۵۷، ۴۵۸، ۴۵۹، ۴۶۰، ۴۶۱، ۴۶۲، ۴۶۳، ۴۶۴، ۴۶۵، ۴۶۶، ۴۶۷، ۴۶۸، ۴۶۹، ۴۷۰، ۴۷۱، ۴۷۲، ۴۷۳، ۴۷۴، ۴۷۵، ۴۷۶، ۴۷۷، ۴۷۸، ۴۷۹، ۴۸۰، ۴۸۱، ۴۸۲، ۴۸۳، ۴۸۴، ۴۸۵، ۴۸۶، ۴۸۷، ۴۸۸، ۴۸۹، ۴۹۰، ۴۹۱، ۴۹۲، ۴۹۳، ۴۹۴، ۴۹۵، ۴۹۶، ۴۹۷، ۴۹۸، ۴۹۹، ۵۰۰، ۵۰۱، ۵۰۲، ۵۰۳، ۵۰۴، ۵۰۵، ۵۰۶، ۵۰۷، ۵۰۸، ۵۰۹، ۵۱۰، ۵۱۱، ۵۱۲، ۵۱۳، ۵۱۴، ۵۱۵، ۵۱۶، ۵۱۷، ۵۱۸، ۵۱۹، ۵۲۰، ۵۲۱، ۵۲۲، ۵۲۳، ۵۲۴، ۵۲۵، ۵۲۶، ۵۲۷، ۵۲۸، ۵۲۹، ۵۳۰، ۵۳۱، ۵۳۲، ۵۳۳، ۵۳۴، ۵۳۵، ۵۳۶، ۵۳۷، ۵۳۸، ۵۳۹، ۵۴۰، ۵۴۱، ۵۴۲، ۵۴۳، ۵۴۴، ۵۴۵، ۵۴۶، ۵۴۷، ۵۴۸، ۵۴۹، ۵۵۰، ۵۵۱، ۵۵۲، ۵۵۳، ۵۵۴، ۵۵۵، ۵۵۶، ۵۵۷، ۵۵۸، ۵۵۹، ۵۶۰، ۵۶۱، ۵۶۲، ۵۶۳، ۵۶۴، ۵۶۵، ۵۶۶، ۵۶۷، ۵۶۸، ۵۶۹، ۵۷۰، ۵۷۱، ۵۷۲، ۵۷۳، ۵۷۴، ۵۷۵، ۵۷۶، ۵۷۷، ۵۷۸، ۵۷۹، ۵۸۰، ۵۸۱، ۵۸۲، ۵۸۳، ۵۸۴، ۵۸۵، ۵۸۶، ۵۸۷، ۵۸۸، ۵۸۹، ۵۹۰، ۵۹۱، ۵۹۲، ۵۹۳، ۵۹۴، ۵۹۵، ۵۹۶، ۵۹۷، ۵۹۸، ۵۹۹، ۶۰۰، ۶۰۱، ۶۰۲، ۶۰۳، ۶۰۴، ۶۰۵، ۶۰۶، ۶۰۷، ۶۰۸، ۶۰۹، ۶۱۰، ۶۱۱، ۶۱۲، ۶۱۳، ۶۱۴، ۶۱۵، ۶۱۶، ۶۱۷، ۶۱۸، ۶۱۹، ۶۲۰، ۶۲۱، ۶۲۲، ۶۲۳، ۶۲۴، ۶۲۵، ۶۲۶، ۶۲۷، ۶۲۸، ۶۲۹، ۶۳۰، ۶۳۱، ۶۳۲، ۶۳۳، ۶۳۴، ۶۳۵، ۶۳۶، ۶۳۷، ۶۳۸، ۶۳۹، ۶۴۰، ۶۴۱، ۶۴۲، ۶۴۳، ۶۴۴، ۶۴۵، ۶۴۶، ۶۴۷، ۶۴۸، ۶۴۹، ۶۵۰، ۶۵۱، ۶۵۲، ۶۵۳، ۶۵۴، ۶۵۵، ۶۵۶، ۶۵۷، ۶۵۸، ۶۵۹، ۶۶۰، ۶۶۱، ۶۶۲، ۶۶۳، ۶۶۴، ۶۶۵، ۶۶۶، ۶۶۷، ۶۶۸، ۶۶۹، ۶۷۰، ۶۷۱، ۶۷۲، ۶۷۳، ۶۷۴، ۶۷۵، ۶۷۶، ۶۷۷، ۶۷۸، ۶۷۹، ۶۸۰، ۶۸۱، ۶۸۲، ۶۸۳، ۶۸۴، ۶۸۵، ۶۸۶، ۶۸۷، ۶۸۸، ۶۸۹، ۶۹۰، ۶۹۱، ۶۹۲، ۶۹۳، ۶۹۴، ۶۹۵، ۶۹۶، ۶۹۷، ۶۹۸، ۶۹۹، ۷۰۰، ۷۰۱، ۷۰۲، ۷۰۳، ۷۰۴، ۷۰۵، ۷۰۶، ۷۰۷، ۷۰۸، ۷۰۹، ۷۱۰، ۷۱۱، ۷۱۲، ۷۱۳، ۷۱۴، ۷۱۵، ۷۱۶، ۷۱۷، ۷۱۸، ۷۱۹، ۷۲۰، ۷۲۱، ۷۲۲، ۷۲۳، ۷۲۴، ۷۲۵، ۷۲۶، ۷۲۷، ۷۲۸، ۷۲۹، ۷۳۰، ۷۳۱، ۷۳۲، ۷۳۳، ۷۳۴، ۷۳۵، ۷۳۶، ۷۳۷، ۷۳۸، ۷۳۹، ۷۴۰، ۷۴۱، ۷۴۲، ۷۴۳، ۷۴۴، ۷۴۵، ۷۴۶، ۷۴۷، ۷۴۸، ۷۴۹، ۷۵۰، ۷۵۱، ۷۵۲، ۷۵۳، ۷۵۴، ۷۵۵، ۷۵۶، ۷۵۷، ۷۵۸، ۷۵۹، ۷۶۰، ۷۶۱، ۷۶۲، ۷۶۳، ۷۶۴، ۷۶۵، ۷۶۶، ۷۶۷، ۷۶۸، ۷۶۹، ۷۷۰، ۷۷۱، ۷۷۲، ۷۷۳، ۷۷۴، ۷۷۵، ۷۷۶، ۷۷۷، ۷۷۸، ۷۷۹، ۷۸۰، ۷۸۱، ۷۸۲، ۷۸۳، ۷۸۴، ۷۸۵، ۷۸۶، ۷۸۷، ۷۸۸، ۷۸۹، ۷۹۰، ۷۹۱، ۷۹۲، ۷۹۳، ۷۹۴، ۷۹۵، ۷۹۶، ۷۹۷، ۷۹۸، ۷۹۹، ۸۰۰، ۸۰۱، ۸۰۲، ۸۰۳، ۸۰۴، ۸۰۵، ۸۰۶، ۸۰۷، ۸۰۸، ۸۰۹، ۸۱۰، ۸۱۱، ۸۱۲، ۸۱۳، ۸۱۴، ۸۱۵، ۸۱۶، ۸۱۷، ۸۱۸، ۸۱۹، ۸۲۰، ۸۲۱، ۸۲۲، ۸۲۳، ۸۲۴، ۸۲۵، ۸۲۶، ۸۲۷، ۸۲۸، ۸۲۹، ۸۳۰، ۸۳۱، ۸۳۲، ۸۳۳، ۸۳۴، ۸۳۵، ۸۳۶، ۸۳۷، ۸۳۸، ۸۳۹، ۸۴۰، ۸۴۱، ۸۴۲، ۸۴۳، ۸۴۴، ۸۴۵، ۸۴۶، ۸۴۷، ۸۴۸، ۸۴۹، ۸۵۰، ۸۵۱، ۸۵۲، ۸۵۳، ۸۵۴، ۸۵۵، ۸۵۶، ۸۵۷، ۸۵۸، ۸۵۹، ۸۶۰، ۸۶۱، ۸۶۲، ۸۶۳، ۸۶۴، ۸۶۵، ۸۶۶، ۸۶۷، ۸۶۸، ۸۶۹، ۸۷۰، ۸۷۱، ۸۷۲، ۸۷۳، ۸۷۴، ۸۷۵، ۸۷۶، ۸۷۷، ۸۷۸، ۸۷۹، ۸۸۰، ۸۸۱، ۸۸۲، ۸۸۳، ۸۸۴، ۸۸۵، ۸۸۶، ۸۸۷، ۸۸۸، ۸۸۹، ۸۹۰، ۸۹۱، ۸۹۲، ۸۹۳، ۸۹۴، ۸۹۵، ۸۹۶، ۸۹۷، ۸۹۸، ۸۹۹، ۹۰۰، ۹۰۱، ۹۰۲، ۹۰۳، ۹۰۴، ۹۰۵، ۹۰۶، ۹۰۷، ۹۰۸، ۹۰۹، ۹۱۰، ۹۱۱، ۹۱۲، ۹۱۳، ۹۱۴، ۹۱۵، ۹۱۶، ۹۱۷، ۹۱۸، ۹۱۹، ۹۲۰، ۹۲۱، ۹۲۲، ۹۲۳، ۹۲۴، ۹۲۵، ۹۲۶، ۹۲۷، ۹۲۸، ۹۲۹، ۹۳۰، ۹۳۱، ۹۳۲، ۹۳۳، ۹۳۴، ۹۳۵، ۹۳۶، ۹۳۷، ۹۳۸، ۹۳۹، ۹۴۰، ۹۴۱، ۹۴۲، ۹۴۳، ۹۴۴، ۹۴۵، ۹۴۶، ۹۴۷، ۹۴۸، ۹۴۹، ۹۵۰، ۹۵۱، ۹۵۲، ۹۵۳، ۹۵۴، ۹۵۵، ۹۵۶، ۹۵۷، ۹۵۸، ۹۵۹، ۹۶۰، ۹۶۱، ۹۶۲، ۹۶۳، ۹۶۴، ۹۶۵، ۹۶۶، ۹۶۷، ۹۶۸، ۹۶۹، ۹۷۰، ۹۷۱، ۹۷۲، ۹۷۳، ۹۷۴، ۹۷۵، ۹۷۶، ۹۷۷، ۹۷۸، ۹۷۹، ۹۸۰، ۹۸۱، ۹۸۲، ۹۸۳، ۹۸۴، ۹۸۵، ۹۸۶، ۹۸۷، ۹۸۸، ۹۸۹، ۹۹۰، ۹۹۱، ۹۹۲، ۹۹۳، ۹۹۴، ۹۹۵، ۹۹۶، ۹۹۷، ۹۹۸، ۹۹۹، ۱۰۰۰.

در مرحله دوم، جهت ارزیابی دقیق‌تر صحت نتایج بدست آمده، ماکزیمم طولی از قطره که به ازای آن جدایش رخ می‌دهد برای درصد گلیسرین‌های مختلفی از مخلوط آب و گلیسرین مورد مطالعه قرار گرفت. در جدول ۴-۴ نتایج مطالعه حاضر، با داده‌های تجربی [۵۶] و عددی [۱۳] موجود مورد مقایسه قرار گرفته‌اند و میزان خطای نسبی با داده‌های موجود محاسبه شده است. همانطوری که مشاهده می‌شود، حداکثر خطا بین داده‌های تجربی و مدل حاضر حدود ۵/۷٪ و همچنین بین داده‌های عددی و مدل حاضر حدود ۵/۸٪ می‌باشد. این میزان خطا بیان‌گر آن است که نتایج به‌دست‌آمده از صحت و دقت قابل‌قبولی برخوردار است.

جدول ۴-۴- مقایسه نتایج مدل سازی با داده های تجربی [۵۶] و داده های عددی [۱۳]

آزمایش	درصد گلیسرین مخلوط آب- گلیسرین در دمای 20°C	طول قطره مطالعه حاضر	طول قطره تجربی [۵۶]	طول قطره عددی [۱۳]	میزان خطای نسبی با داده های تجربی	میزان خطای نسبی با داده های عددی
۱	٪ ۰	۵/۳۲	۵/۶۴	۵/۶۵	٪ ۵/۷	٪ ۵/۸
۲	٪ ۲۰	۵/۵۲	–	۵/۶۲	–	٪ ۱/۸
۳	٪ ۵۰	۵/۵۵	–	۵/۵۴۶	–	٪ ۰/۰۷
۴	٪ ۶۰	۵/۸۴	–	۵/۶۲	–	٪ ۳/۹
۵	٪ ۷۰	۵/۷۹	–	۵/۷۳	–	٪ ۱
۶	٪ ۷۵	۶/۱۷	–	۵/۹۰	–	٪ ۴/۵
۷	٪ ۸۰	۶/۵۲	–	۶/۳۴	–	٪ ۲/۸
۸	٪ ۸۵	۷/۳۲	۷/۲۳	۷/۷۲	٪ ۱/۲	٪ ۵/۲

در مرحله سوم، تغییرات مینیمم شعاع گلوبی شدن بی‌بعد (R_m) بر حسب زمان اندازه‌گیری شده‌ی وارونه از لحظه جدایش، برای مخلوط ۸۵٪ آب و گلیسرین از نازلی با شعاع ۱/۶ میلی‌متر و دبی ورودی یک میلی‌لیتر بر دقیقه، جهت ارزیابی صحت نتایج مدل‌سازی مورد مطالعه قرار گرفت. همانطور که در شکل ۹-۴ مشاهده می‌کنید نتایج به‌دست آمده از مدل‌سازی با داده‌های به دست آمده از کار ادوارد ویلکس [۱۳] و همکارانش از تطابق خوبی برخوردار است.



شکل ۹-۴- مقایسه نتایج مطالعه حاضر و داده‌های حل عددی [۱۳] برای مخلوط ۸۵٪ آب و گلیسرین

دلیل اعتبارسنجی با داده‌های سیال نیوتنی در این پژوهش، عدم دسترسی به اطلاعات کافی در مقالات موجود جهت به‌دست آوردن ضرایب معادله ساختاری گریکس در سیال ویسکوالاستیک بوده است.

۴-۶- نتایج حاصل از مدل سازی تشکیل قطره ویسکوالاستیک

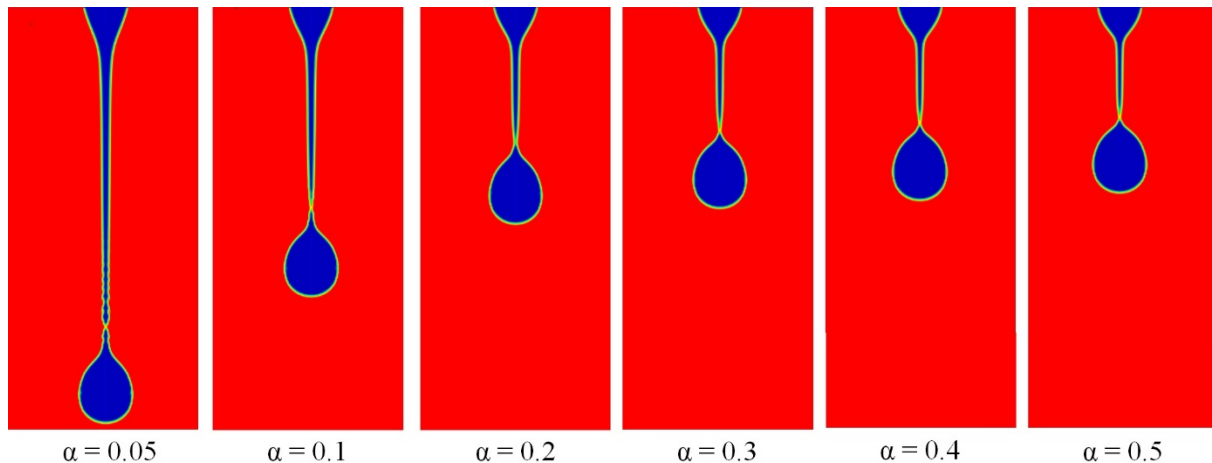
پس از اطمینان از صحت روش بکارگیری شده، به مدل سازی تشکیل قطره ویسکوالاستیک در حالات مختلف پرداخته می شود. بدین منظور تشکیل قطره ویسکوالاستیک به واسطه‌ی نیروی اینرسی از نازلی با شعاع $1/6$ میلی متر در محیط هوا مورد بررسی قرار می گیرد. به منظور بررسی پارامترهای مورد نظر در مسأله، حالات‌های مختلفی با خواص فیزیکی و رئولوژیکی مختلف مورد مطالعه قرار می گیرد. نتایج به دست آمده از مدل سازی در قالب اعداد بدون بعد بیان شده است تا بتوان داده‌های حاصل از حالات مختلف را با یکدیگر مقایسه نمود. به این صورت که برای بررسی تأثیر مجزای پارامترها بر روند تشکیل قطره، معمولاً یک یا دو پارامتر تغییر کرده و سایر پارامترها ثابت نگه داشته می شوند. در ادامه به بررسی تأثیر پارامترهایی نظیر ضریب تحرک، نسبت لزجت، عدد وایزنبرگ، عدد بوند و عدد موئینگی بر روند تشکیل قطره ویسکوالاستیک پرداخته خواهد شد.

۴-۶-۱- تأثیر پارامتر ضریب تحرک بر تشکیل قطره ویسکوالاستیک

ضریب تحرک یا پویایی α که از پارامترهای مهم در مدل غیرخطی گزیکس به شمار می رود، از جمله متغیرهای تأثیرگذار بر تشکیل قطره ویسکوالاستیک می باشد. این ضریب رفتار غیرایزوتروپیک در هیدرودینامیک مولکولی ماده ویسکوالاستیک را لحاظ می کند و پارامتری بی بعد و همواره مثبت است. تأثیر تغییرات این ضریب روی طول قطره، شعاع گلویی و حجم قطره ویسکوالاستیک به ازای اعداد بی بعد گزارش شده در جدول ۴-۵ مورد بررسی قرار گرفته است. نمایی از شبیه سازی‌های انجام شده برای بررسی تأثیر پارامتر ضریب تحرک در شکل ۴-۱۰ آمده است.

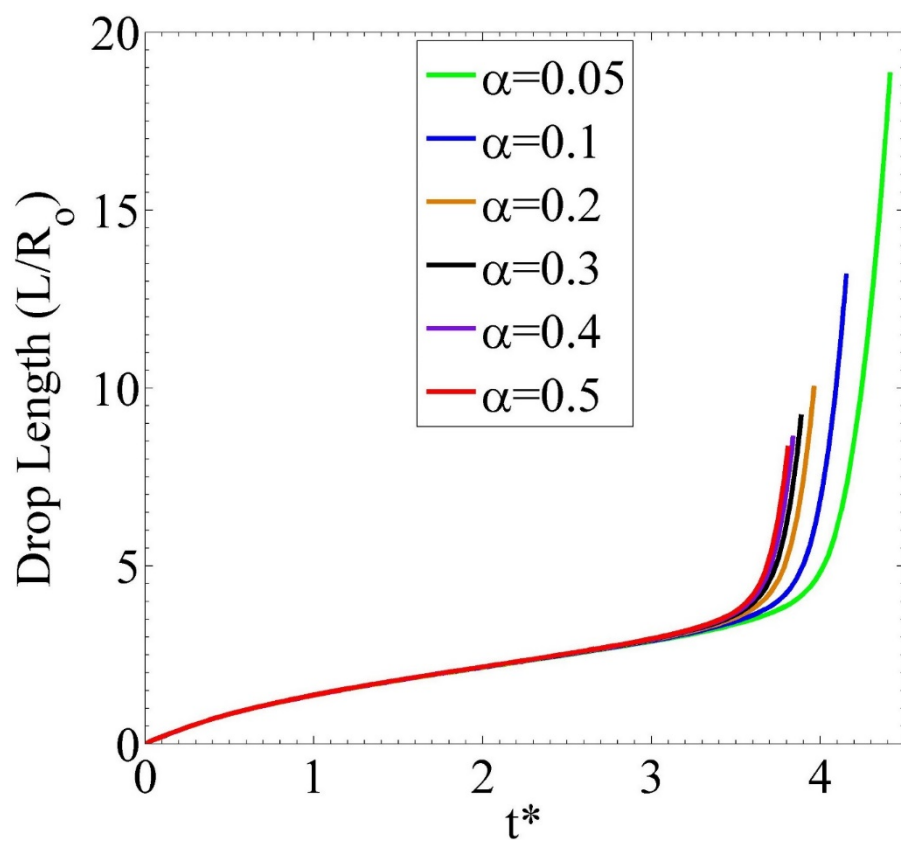
جدول ۴-۵- اعداد بی بعد در نظر گرفته شده در شبیه سازی پارامتر α

β	Wi	Bo	Ca	Re
۰/۸۵۷۱	۷/۵	۰/۳۸۶۴	۰/۰۶۴۶۱	۰/۰۱۳۷۱۴

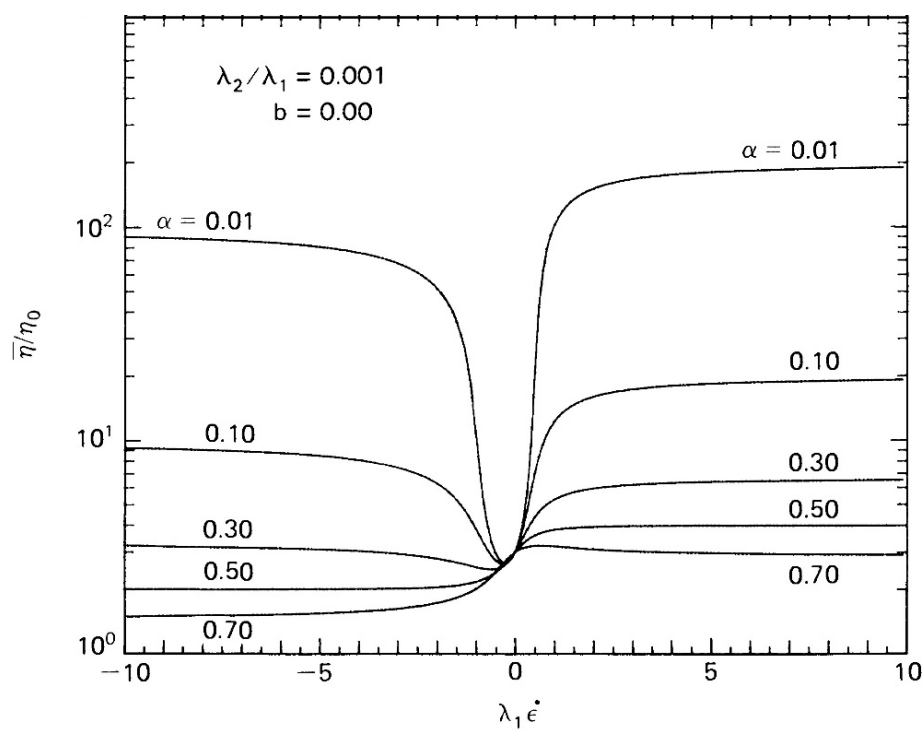


شکل ۴-۱۰- نمایی از شبیه‌سازی انجام شده برای بررسی تأثیر ضریب تحرک

تأثیر تغییرات ضریب تحرک بر طول قطره‌ی ویسکوالاستیک بر حسب زمان بی‌بعد در شکل ۴-۱۱ به نمایش در آمده است. مشاهده می‌شود قطره در زمان‌های ابتدایی (حدوداً پیش از زمان $t^*=3$) به ازای مقادیر مختلف α با سرعتی تقریباً یکسان کشیده شده و رشد می‌کند، با شروع گلویی شدن و با افزایش ضریب α زمان رسیدن به نقطه‌ی جدایش کاهش می‌یابد و قطره در مدت زمان کوتاه‌تری جدا می‌شود. چرا که با افزایش α مقاومت ماده در برابر کشش کاهش می‌یابد و فیلامان سیال سریع‌تر باریک می‌شود [۳۶]. این اثر را نیز می‌توان با کمک نمودار ۴-۱۲ نیز توجیه نمود. همانطوری که مشاهده می‌کنید با افزایش α ، مقدار لزجت کشسانی در مدل گزیکس، کاهش می‌یابد و این امر سبب می‌شود تا فیلامان سیال در مدت زمان کوتاه‌تری جدا شود.

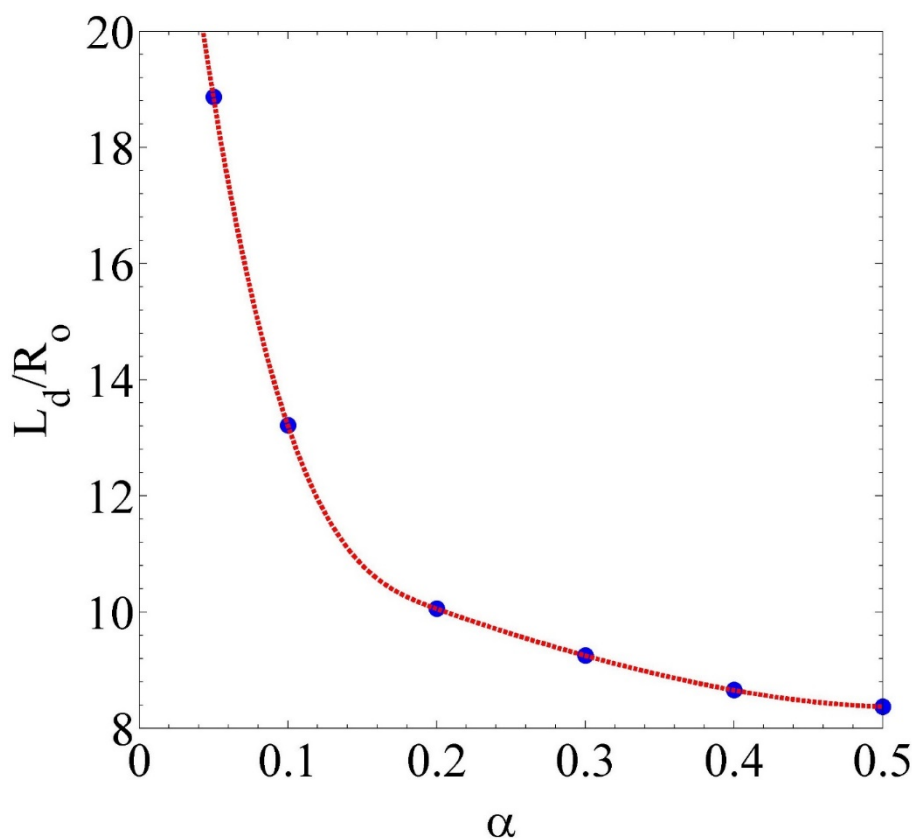


شکل ۴-۱۱- نمودار تغییرات طول قطره بر حسب زمان بی بعد به ازای مقادیر مختلف α



شکل ۴-۱۲- نمودار تغییرات لزجت کشسانی با عدد وایزنبرگ به ازای مقادیر مختلف α در مدل گریکس [۵۷]

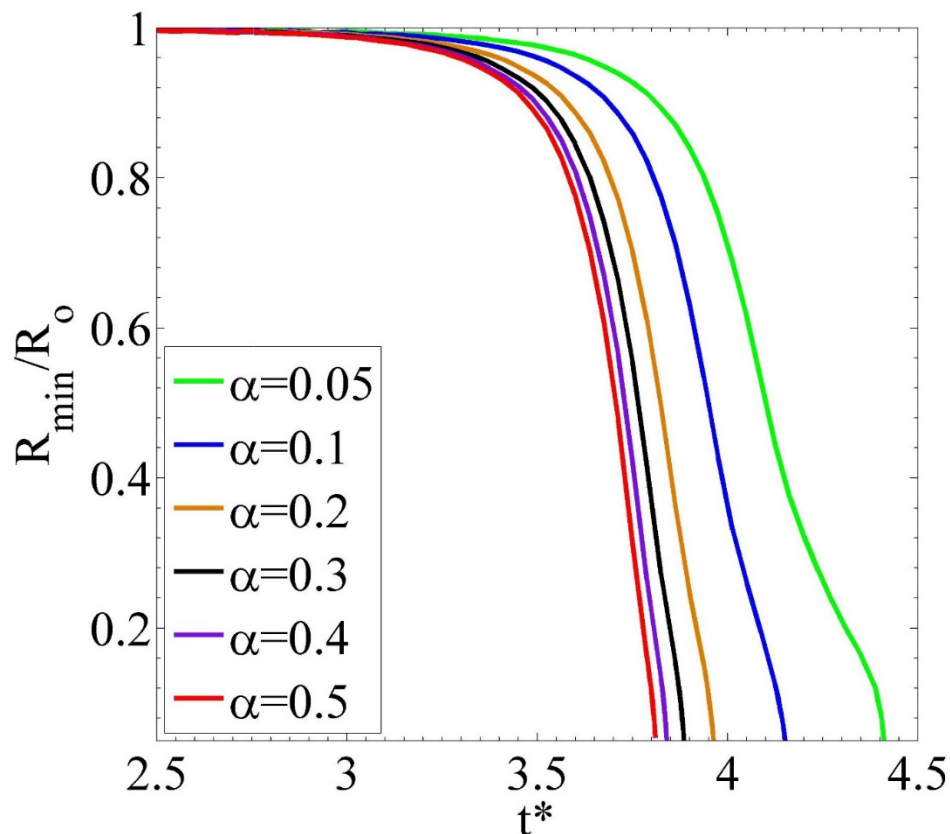
همانطوری که در شکل ۴-۱۳ مشاهده می‌شود، با افزایش ضریب α طول جدایش قطره کاهش می‌یابد. همچنین با توجه به نمودار مذکور می‌توان دریافت که شیب تغییرات طول جدایش قطره به ازای مقادیر کوچکتر α بسیار زیاد بوده و با افزایش مقادیر α شیب نمودار کاهش می‌یابد. لذا می‌توان گفت که در α کوچکتر، تأثیر این ضریب بر طول قطره بیشتر خواهد بود. این روند در کاهش طول جدایش قطره را می‌توان با کمک نمودار شکل ۴-۱۲ نیز توجیه نمود. در این نمودار با افزایش مقادیر α ، لزجت کشسانی کاهش می‌یابد، ولیکن افت لزجت کشسانی در α های کوچکتر، بیشتر بوده و با افزایش مقادیر α ، میزان تغییرات در لزجت کشسانی کاهش می‌یابد.



شکل ۴-۱۳- نمودار تغییرات طول جدایش قطره بر حسب α

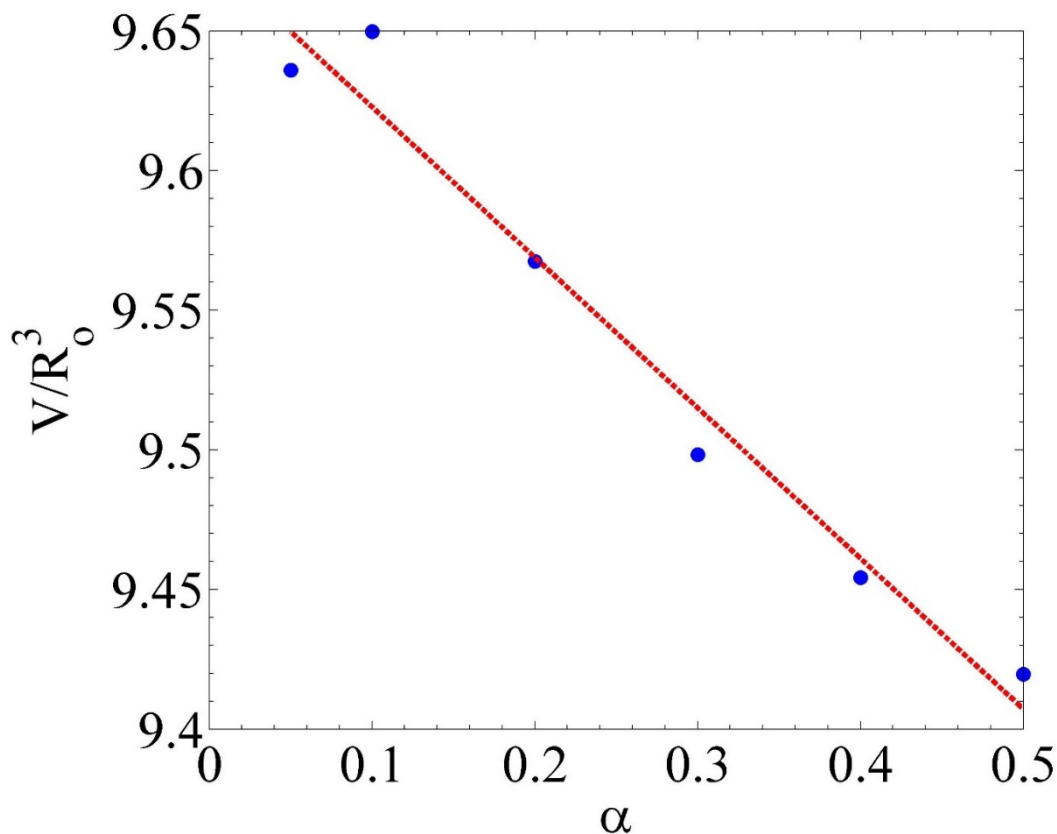
در شکل ۴-۱۴ به بررسی تأثیرات ضریب تحرک بر مینیمم شعاع گلولی بی‌بعد بر حسب زمان پرداخته شده است. در این جا نیز به وضوح می‌توان دید که به ازای تمامی α ها، گلولی شدن تقریباً در زمان $t^*=3$ شروع شده و تا پیش از این لحظه ضریب تحرک تأثیری بر روند تشکیل قطره نداشته

است. از آنجایی که با افزایش ضریب تحرک مقاومت ماده در برابر کشش کاهش می‌یابد، در زمان‌های بیشتر از $t^*=3$ ، گلویی در فیلامان سیالی که دارای ضریب تحرک بیشتری است، سریع‌تر رخ می‌دهد و به تدریج با افزایش پارامتر α تأثیر آن بر زمان گلویی شدن کاهش می‌یابد.



شکل ۴-۱۴- نمودار تغییرات مینیمم شعاع گلویی بی‌بعد بر حسب زمان بی‌بعد به‌ازای مقادیر مختلف α

در شکل ۴-۱۵ می‌توان اثر تغییرات پارامتر α را بر حجم بی‌بعد قطره مشاهده نمود. همانطوری که مشاهده می‌شود با افزایش ضریب تحرک در محدوده‌ی اعداد بی‌بعد گزارش شده در جدول ۴-۴، حجم قطره‌های تشکیل شده به صورت خطی به میزان $2/3$ درصد کاهش می‌یابد.



شکل ۴-۱۵- نمودار تغییرات حجم نهایی بی بعد قطره اولیه بر حسب α بعد از جدایش

همچنین با کمی دقت به نمودارهای شکل ۴-۱۳ و ۴-۱۵ می توان دریافت که با افزایش α از ۰/۰۵ تا ۰/۵ طول جدایش قطره به میزان ۵۵/۶ درصد کاهش می یابد، این در حالی است که حجم قطره ی اولیه تنها به میزان ۲/۳ درصد کاهش می یابد. لذا می توان نتیجه گرفت که طول قطره به تغییرات α حساس تر است تا حجم قطره اولیه.

۴-۶-۲- تأثیر عدد Wi بر تشکیل قطره ویسکوالاستیک

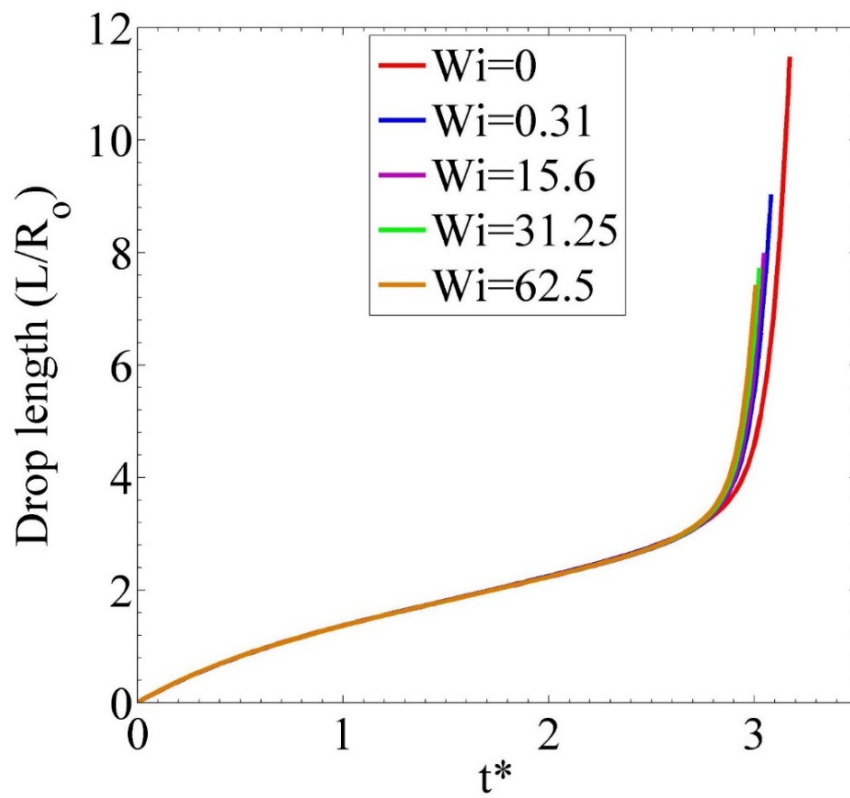
عدد بی بعد وایزنبرگ از دیگر پارامترهای موثر در تشکیل قطره ویسکوالاستیک می باشد. این عدد نشان دهنده ی خاصیت الاستیک سیال می باشد و به صورت نسبت نیروی الاستیک به نیروی ویسکوز تعریف می شود. برای یک سرعت ورودی و نازلی با قطر مشخص، هر چه عدد وایزنبرگ بیشتر شود نشان دهنده ی این واقعیت است که سیال مورد نظر دارای خاصیت الاستیک بیشتری می باشد. این

خاصیت با زمان رهایی از تنش λ مشخص می‌گردد. شبیه‌سازی‌های صورت گرفته جهت بررسی این پارامتر به ازای اعداد بی‌بعد گزارش شده در جدول ۴-۶ بوده است.

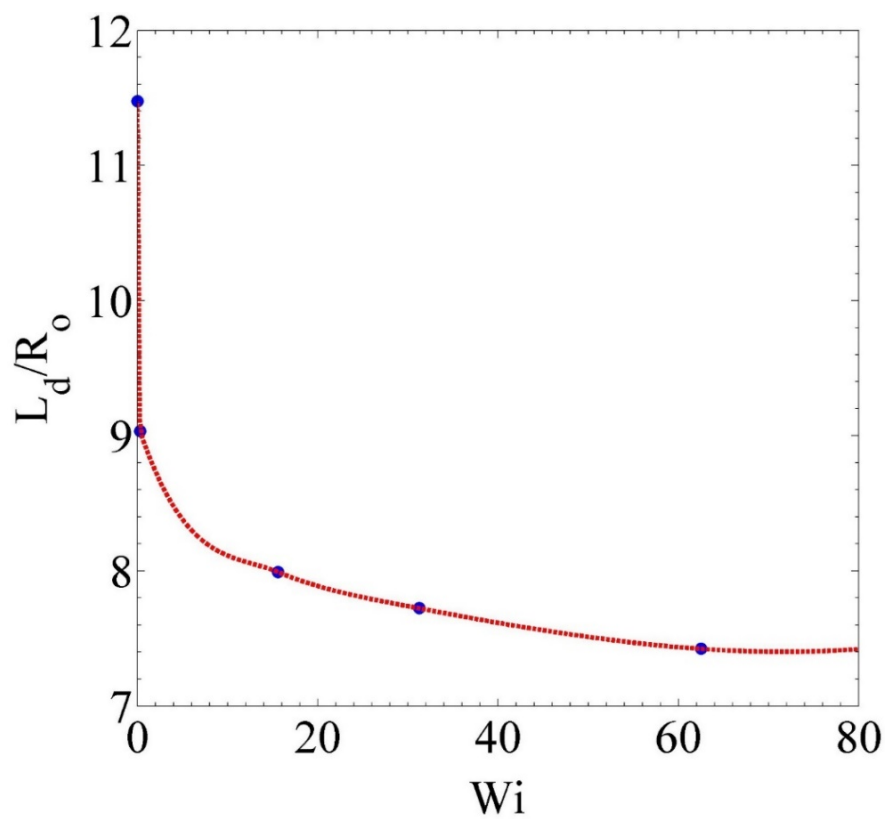
جدول ۴-۶- اعداد بی‌بعد در نظر گرفته شده در شبیه‌سازی عدد Wi

β	α	Bo	Ca	Re
۰/۷۱	۰/۱	۰/۵۰	۰/۰۲۸	۰/۰۲۸

فیلامان سیال گزیکس در اعداد وایزنبرگ مختلف، رفتاری متفاوت از خود نشان می‌دهد به طوری که فیلامان با افزایش عدد وایزنبرگ، تغییر شکل بیشتری از خود نشان داده و باریک شدن در آن سریع‌تر رخ می‌دهد. این افزایش سرعت باریک شدن فیلامان با عدد وایزنبرگ، از افزایش تخلیه الاستیک (بازگشت الاستیک) در این ناحیه سرچشمه می‌گیرد [۳۶]. همانطوری که در شکل ۴-۱۶ مشاهده می‌کنید، افزایش عدد وایزنبرگ تا پیش از شروع گلویی، تأثیری بر روند طول قطره نداشته و با شروع گلویی، سبب افزایش سرعت گلویی شدن و در نتیجه کاهش طول قطره می‌گردد. شکل ۴-۱۷ روند کاهش طول جدایش قطره بر حسب عدد وایزنبرگ را به خوبی نشان می‌دهد. همانطوری که مشاهده می‌شود عمده تغییرات در اعداد وایزنبرگ کوچکتر بوده و با افزایش وایزنبرگ میزان تغییرات در طول جدایش قطره، کاهش می‌یابد.

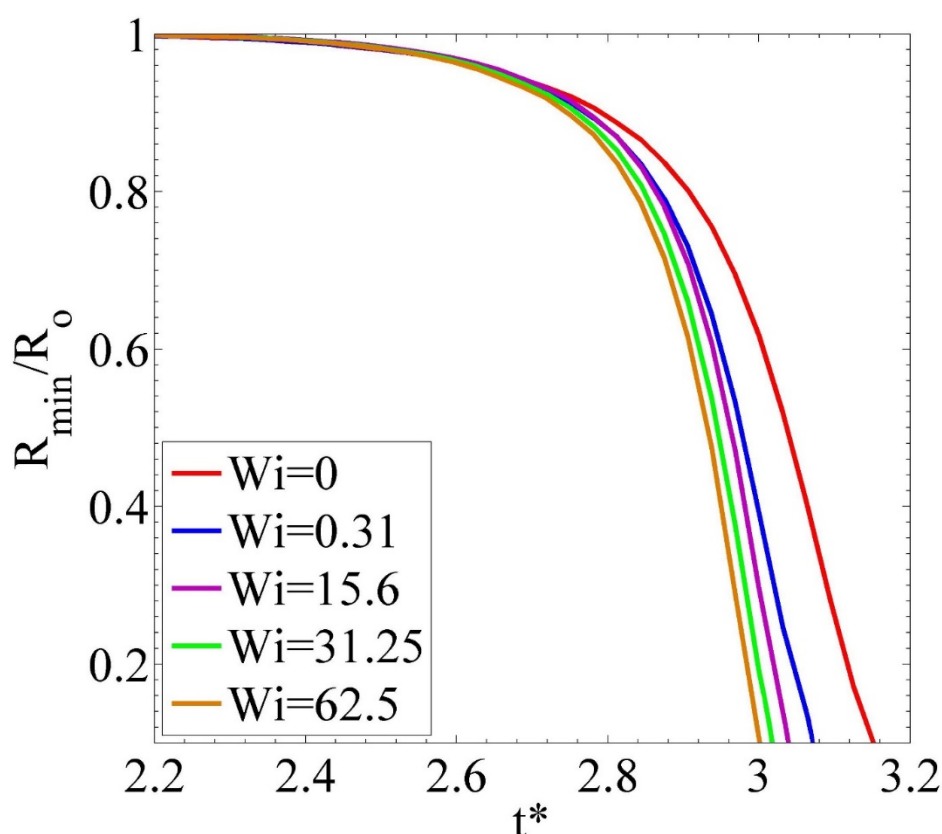


شکل ۴-۱۶- نمودار تغییرات طول قطره بر حسب زمان بی بعد به ازای مقادیر مختلف Wi



شکل ۴-۱۷- نمودار تغییرات طول جدایش قطره بر حسب Wi

شکل ۴-۱۸ تأثیر تغییرات عدد وایزنبرگ بر مینیمم شعاع گلویی بی‌بعد را نشان می‌دهد. همانطوری که پیش‌تر نیز بیان شد، با افزایش وایزنبرگ خاصیت الاستیک ماده افزایش می‌یابد که این امر سبب می‌شود تا با شروع گلویی شدن، تخلیه الاستیک (بازگشت الاستیک) در ناحیه گلویی سریع‌تر صورت پذیرد و مینیمم شعاع فیلامان با سرعت بیشتری کاهش یافته و شیب نمودار به ازای اعداد وایزنبرگ بزرگتر، کاهش شدیدتری از خود نشان دهد. در اینجا نیز به خوبی می‌توان دید که تغییرات عدد وایزنبرگ تأثیری بر زمان شروع گلویی شدن نداشته و به ازای تمامی اعداد وایزنبرگ گلویی شدن در یک زمان مشخص رخ می‌دهد. لذا می‌توان نتیجه گرفت که خاصیت الاستیک سیال، در ناحیه گلویی از اهمیتی ویژه برخوردار گردیده و تا پیش از آن تأثیری بر روند تشکیل قطره از خود نشان نمی‌دهد.



شکل ۴-۱۸- نمودار تغییرات مینیمم شعاع گلویی بی‌بعد بر حسب زمان بی‌بعد به ازای مقادیر مختلف Wi

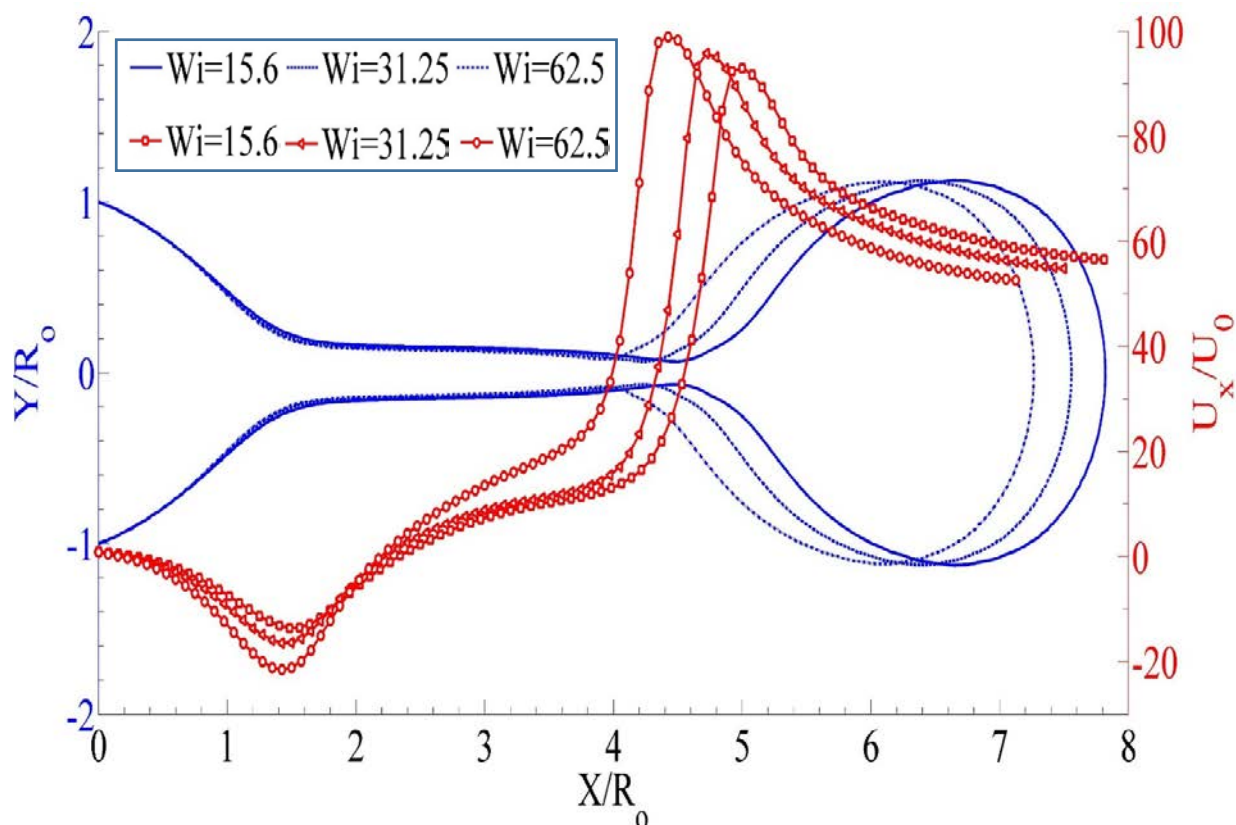
یکی از راه‌های اندازه‌گیری الاستیسیته در یک سیال معین، به‌دست آوردن نسبت تنش $(\tau_{xx} - \tau_{yy}) / \tau_{xy}$ است [۵۷]. این کسر که بیان‌گر نسبت تنش‌های الاستیک به تنش‌های برشی در

سیال می‌باشد، برای سیالات نیوتنی و همچنین سیالات غیرنیوتنی در نرخ‌های برش کوچک برابر صفر می‌باشد.

به منظور روشن‌تر شدن اثر افزایش خاصیت الاستیک سیال بر تشکیل قطره ویسکوالاستیک نسبت اختلاف تنش نرمال اول به تنش برشی در ناحیه گلویی، در $0/001$ ثانیه پیش از جدایش در اعداد وایزنبرگ مختلف در جدول ۴-۷ نمایش داده شده است. افزایش نسبت اختلاف تنش نرمال اول به تنش برشی با عدد وایزنبرگ در این نقطه حاکی از آن است که تنش‌های الاستیک رو به افزایش بوده و سبب می‌گردد تا تخلیه الاستیک در این ناحیه سریع‌تر صورت پذیرد. در واقع افزایش تنش‌های الاستیک در این ناحیه سبب می‌گردد تا سیال ناحیه گلویی را سریع‌تر ترک کند. شکل ۴-۱۹ پروفیل سرعت محوری در فیلامان قطره بر روی محور تقارن به همراه پروفیل شکل قطره در اعداد وایزنبرگ $15/6$ ، $31/25$ و $62/5$ را در $0/001$ ثانیه پیش از جدایش به خوبی نشان می‌دهد. همانطوری که مشاهده می‌کنید با افزایش عدد وایزنبرگ شیب پروفیل‌های سرعت و نیز سرعت خروج سیال از فیلامان سیال ویسکوالاستیک افزایش یافته است و با دور شدن از ناحیه گلویی مقادیر سرعت کاهش می‌یابد.

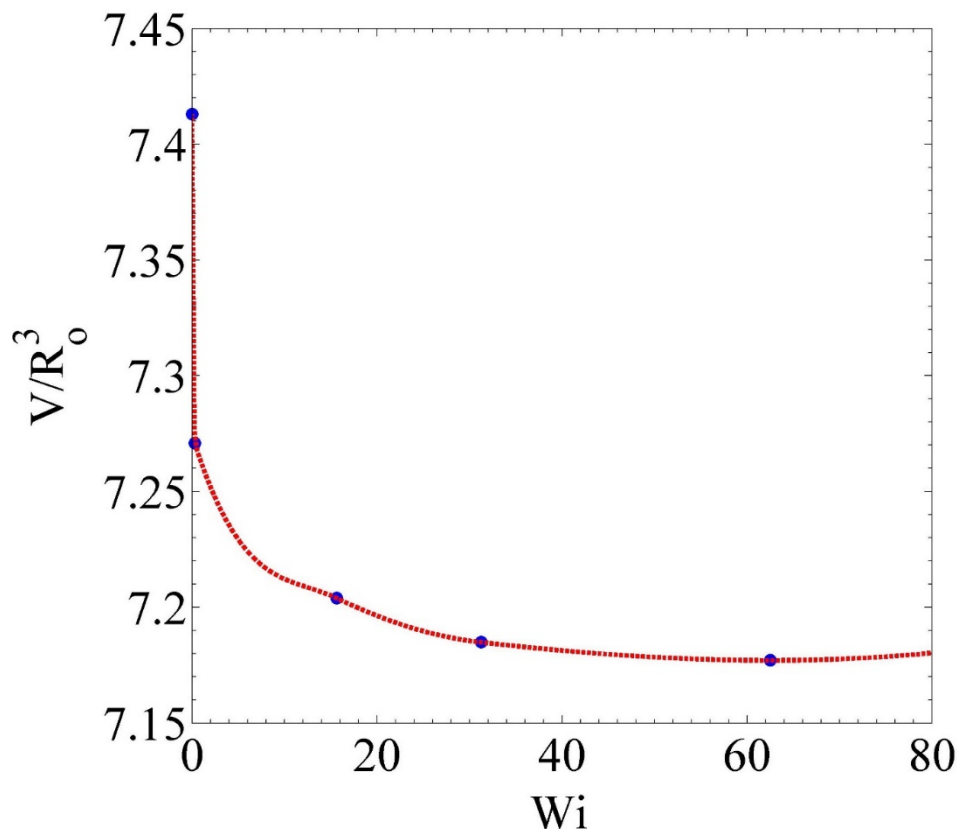
جدول ۴-۷- تغییرات نسبت تنش با عدد Wi

$\frac{\tau_{xx} - \tau_{yy}}{\tau_{xy}}$	Wi
۳۷/۲۸	۰
۸۲/۷۴	۰/۳۱
۸۵/۱۶	۱۵/۶
۱۴۴/۰۹	۳۱/۲۵
۹۱۲/۴۵	۶۲/۵



شکل ۴-۱۹- پروفیل سرعت محوری در فیلامان قطره ویسکوالاستیک بر روی محور تقارن به همراه پروفیل شکل قطره به ازای اعداد وایزنبرگ ۱۵/۶، ۳۱/۲۵ و ۶۲/۵ در ۰/۰۰۱ ثانیه پیش از جدایش

در شکل ۴-۲۰ تغییرات حجم بی‌بعد قطره با عدد وایزنبرگ نشان داده شده است. همانطوری که مشاهده می‌کنید با افزایش عدد وایزنبرگ در محدوده‌ی اعداد بی‌بعد گزارش شده در جدول مربوطه حجم قطرات به صورت غیرخطی کاهش می‌یابد. این کاهش در حجم قطرات، در اعداد وایزنبرگ کوچک محسوس‌تر بوده و با افزایش عدد وایزنبرگ تغییرات در حجم قطرات کاهش می‌یابد.



شکل ۴-۲۰- نمودار تغییرات حجم نهایی بی‌بعد قطره اولیه بر حسب Wi بعد از جدایش

در اینجا نیز با مقایسه نمودارهای شکل ۴-۱۷ و ۴-۲۰ می‌توان دریافت که تغییرات عدد وایزنبرگ، تأثیر بیشتری بر طول قطره ویسکوالاستیک دارد تا حجم آن و با افزایش عدد وایزنبرگ از ۳۱/۲۵ بیشتر دامنه تغییرات طول جدایش قطره و حجم قطره با عدد وایزنبرگ بسیار کاهش می‌یابد.

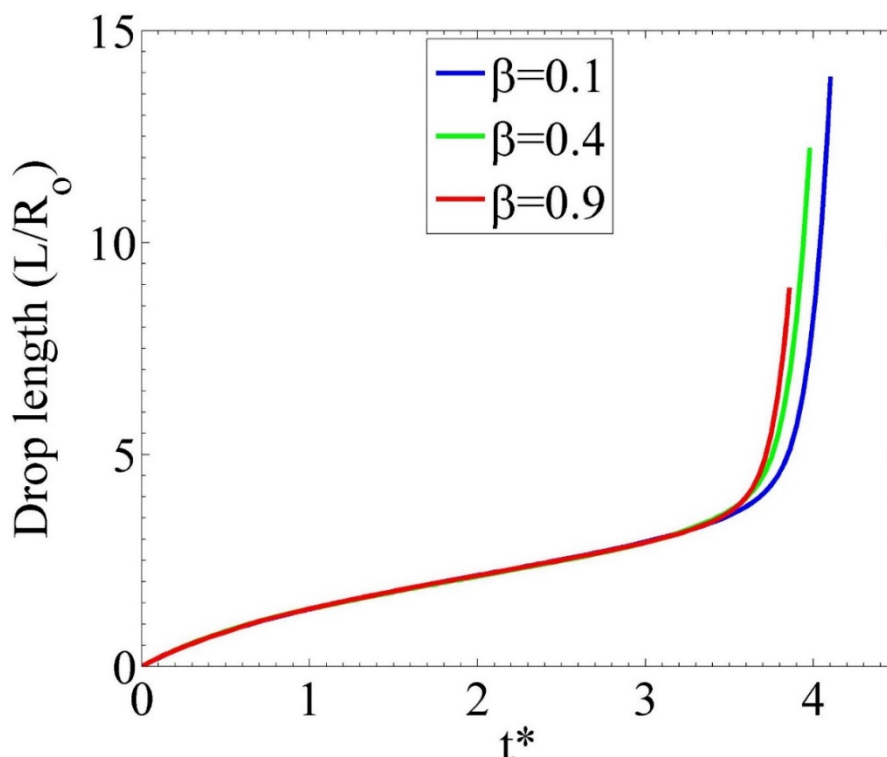
۴-۶-۳- تأثیر پارامتر β بر تشکیل قطره ویسکوالاستیک

یکی دیگر از پارامترهای مهم و تأثیرگذار بر تشکیل قطره ویسکوالاستیک نسبت لزجت β می‌باشد. همانطوری که پیش‌تر بیان شد، این عدد بیانگر نسبت لزجت بخش پلیمری سیال قطره ویسکوالاستیک به لزجت کل سیال قطره ویسکوالاستیک تعریف می‌شود. لذا چنانچه $\beta=0$ باشد سیال قطره نیوتنی بوده و با افزایش مقدار β ، سهم بخش پلیمری سیال قطره افزایش یافته و از سهم بخش نیوتنی سیال قطره کاسته می‌شود. در اینجا شبیه‌سازی‌های صورت گرفته برای بررسی اثر این پارامتر به ازای اعداد بی‌بعد گزارش شده در جدول ۴-۸ می‌باشد.

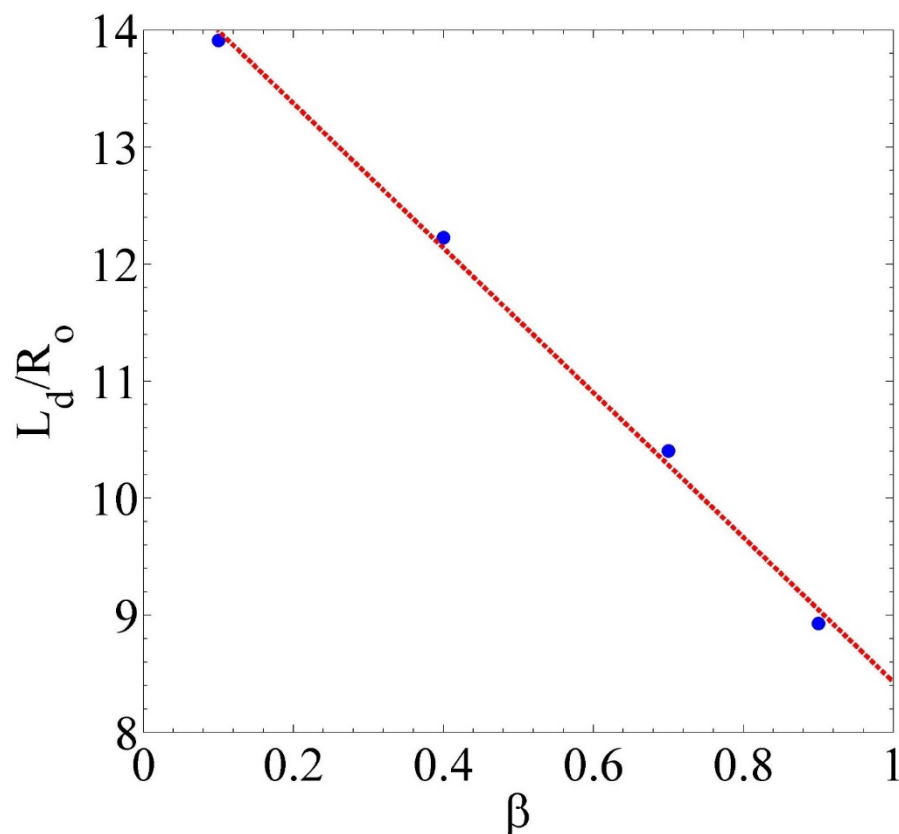
جدول ۴-۸- اعداد بی بعد در نظر گرفته شده در شبیه سازی عدد β

α	Wi	Bo	Ca	Re
۰/۲	۵/۶۲۵	۰/۳۸۶۴	۰/۰۵۵۳۸	۰/۰۱۶

در شکل ۴-۲۱ می توان اثر این پارامتر را روی طول قطره بر حسب زمان بی بعد مشاهده کرد. همانطوری که مشاهده می کنید با افزایش نسبت لزجت، قطره ی ویسکوالاستیک سریع تر جدا می شود. زیرا با افزایش β ، در واقع سهم الاستیک قطره افزایش می یابد و با رشد این ترم، فیلامان مدل گزیکس خاصیت باریک شوندگی شدیدتری از خود نشان داده و جدایش سریع تر صورت می پذیرد. با توجه به شکل ۴-۲۲ مشاهده می شود که با افزایش نسبت لزجت از ۰/۱ تا ۰/۹، طول جدایش قطره، به صورت خطی از مقدار ۱۳/۹ به ۸/۹ کاهش می یابد.

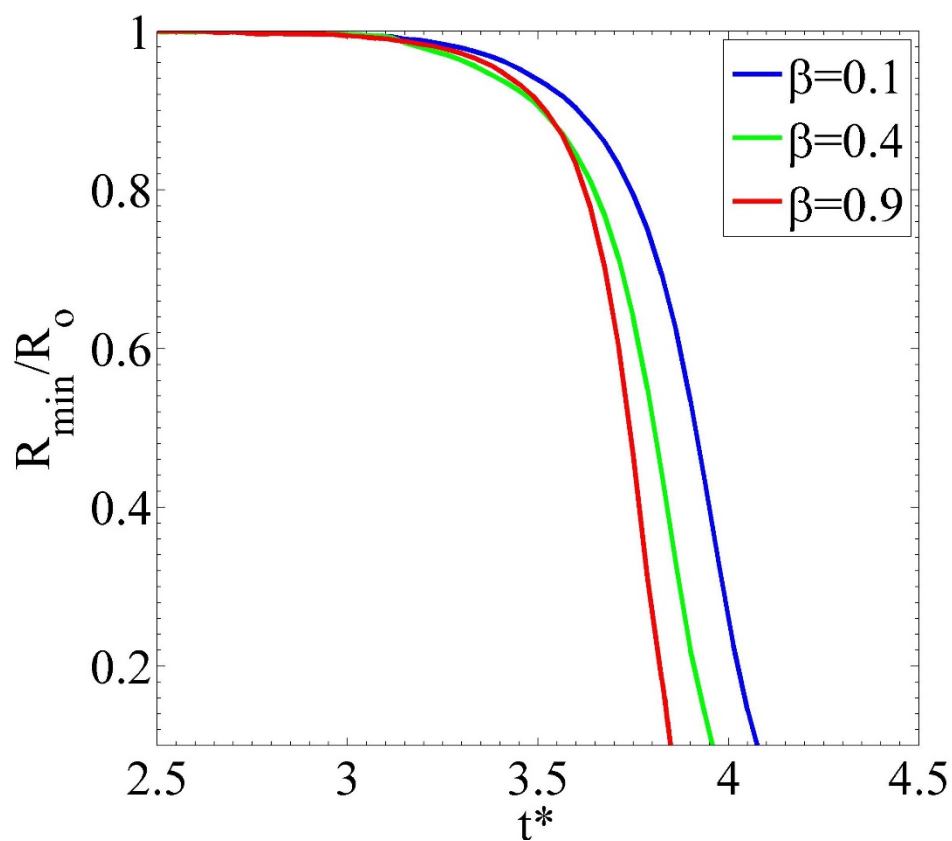


شکل ۴-۲۱- نمودار تغییرات طول قطره بر حسب زمان بی بعد به ازای مقادیر مختلف β



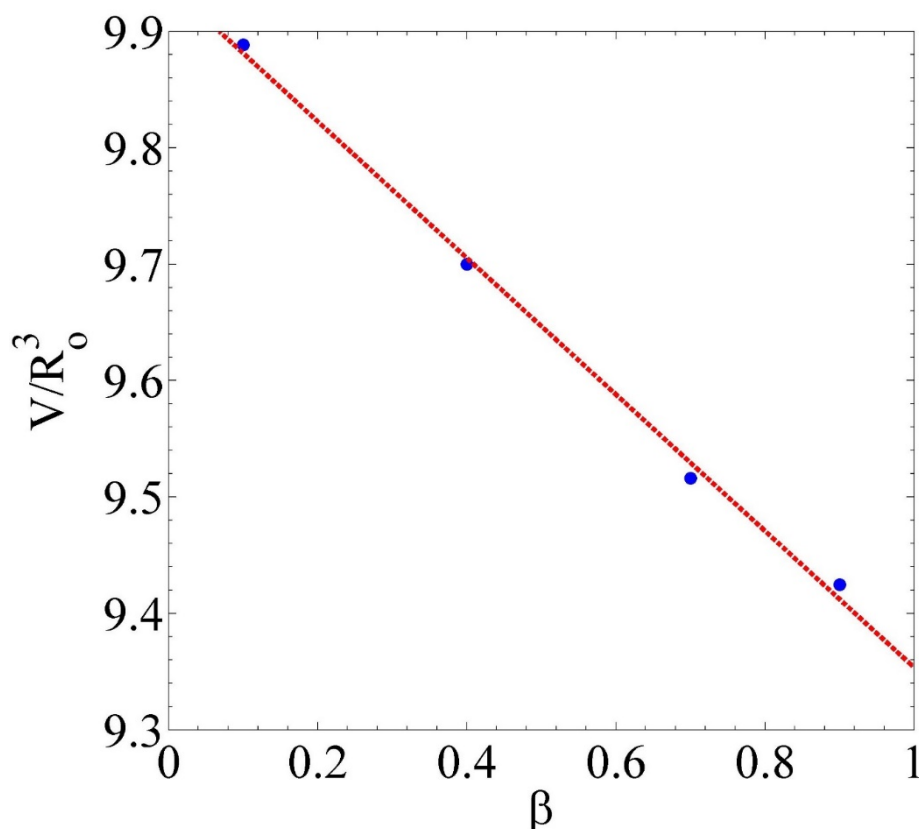
شکل ۴-۲۲- نمودار تغییرات طول جدایش قطره بر حسب β

در شکل ۴-۲۳ تغییرات مینیمم شعاع گلولی بی بعد بر حسب زمان بی بعد به نمایش در آمده است. همانطوری که مشاهده می کنید، در اینجا نیز نسبت لزجت تا پیش از شروع گلولی تأثیری بر روند تشکیل قطره نداشته و با شروع گلولی شدن، جدایش در فیلامان سیال با نسبت لزجت بیشتر، سریع تر اتفاق می افتد. لذا می توان نتیجه گرفت که تغییرات نسبت لزجت نیز تا پیش از شروع باریک شدن گلولی تأثیری بر روند تشکیل قطره نداشته است.



شکل ۴-۲۳- نمودار تغییرات مینیمم شعاع گلوله بی بعد بر حسب زمان بی بعد به ازای مقادیر مختلف β

همانطوری که در شکل ۴-۲۴ مشاهده می شود با افزایش نسبت لزجت از 0.1 تا 0.9 ، در محدوده اعداد بی بعد گزارش شده در جدول مربوطه، حجم قطره ی اولیه به میزان $4/7$ درصد به صورت خطی اُفت خواهد کرد.



شکل ۴-۲۴- نمودار تغییرات حجم نهایی بی بعد قطره اولیه بر حسب β بعد از جدایش

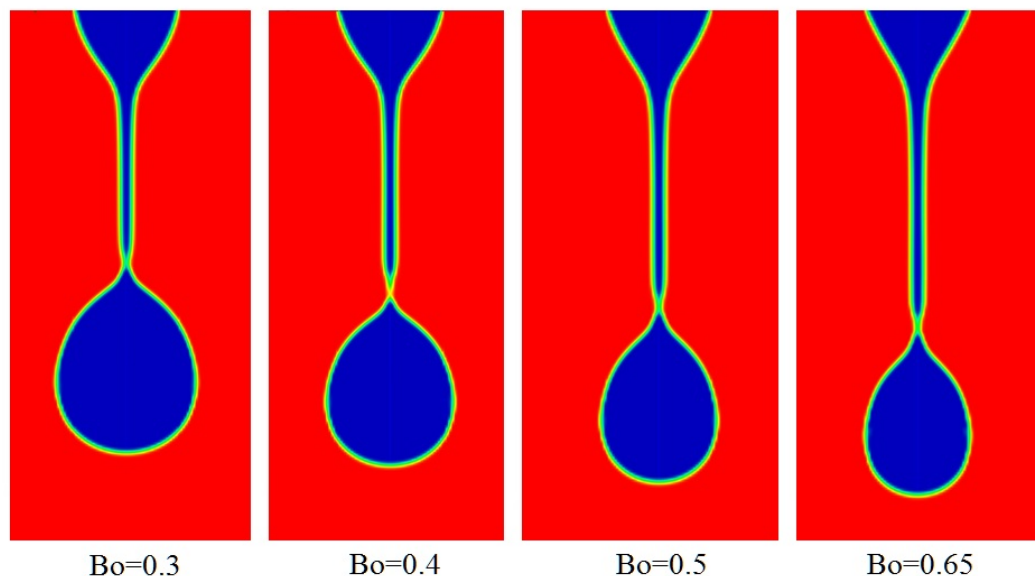
با توجه به شکل های ۴-۲۲ و ۴-۲۴ مشاهده می شود که با تغییر نسبت لزجت از ۰/۱ تا ۰/۹، طول جدایش قطره و حجم قطره اولیه به ترتیب به میزان ۳۵/۹ و ۴/۷ درصد، هر دو به صورت خطی کاهش می یابد. لذا به وضوح می توان دریافت که تغییرات طول قطره با نسبت لزجت محسوس تر از تغییرات حجم قطره با نسبت لزجت می باشد.

۴-۶-۴- تأثیر عدد Bo بر تشکیل قطره ویسکوالاستیک

عدد بی بعد بوند از پارامترهای دیگری است که نقش بسزایی در تشکیل قطره دارد. این عدد بیان گر نسبت نیروی گرانش قطره به نیروی کشش سطحی می باشد. به منظور بررسی تأثیر این پارامتر بر روند تشکیل قطره، شبیه سازی هایی در محدوده ی اعداد بی بعد گزارش شده در جدول ۴-۹ صورت گرفته است. نمایی از شبیه سازی های صورت گرفته برای بررسی عدد بوند در شکل ۴-۲۵ آمده است.

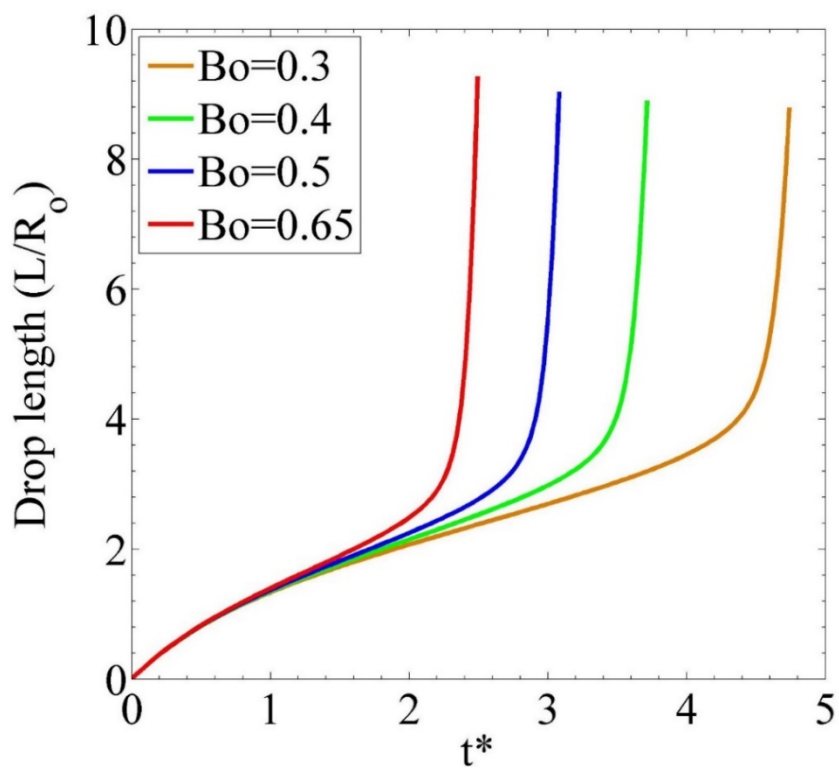
جدول ۴-۹- اعداد بی بعد در نظر گرفته شده در شبیه سازی عدد Bo

α	Wi	β	Ca	Re
۰/۱	۰/۳۱۲۵	۰/۷۱۴	۰/۰۲۸	۰/۰۲۸۶

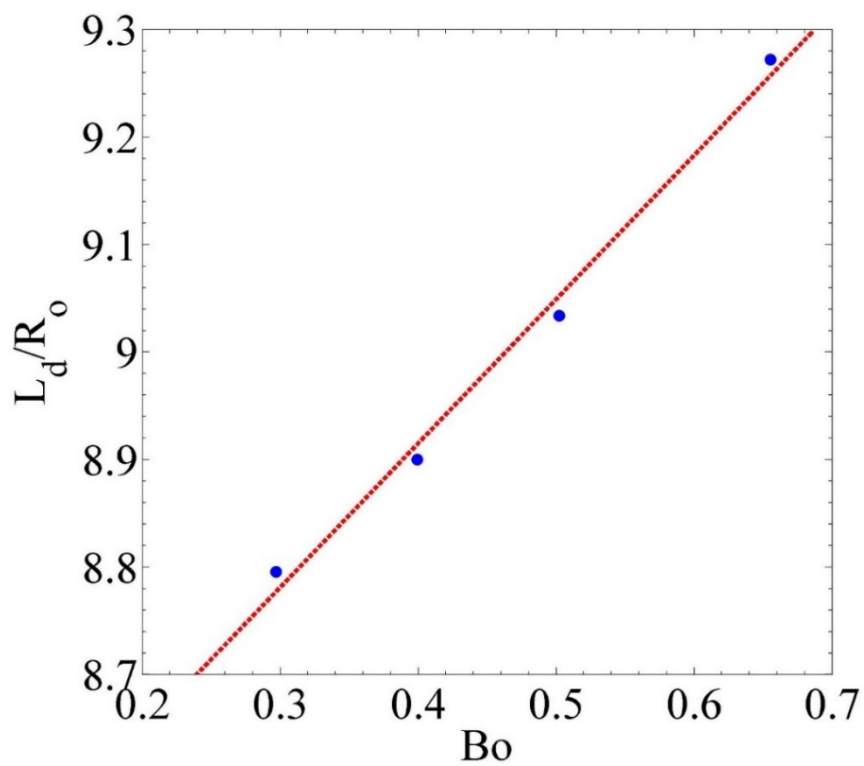


شکل ۴-۲۵- نمایی از شبیه سازی های صورت گرفته برای بررسی عدد Bo

در شکل ۴-۲۶ تغییرات طول قطره بر حسب زمان بی بعد به نمایش در آمده است. مشاهده می کنید که با افزایش عدد بوند، قطره تمایل دارد تا زودتر از نازل جدا شود. همچنین همانطوری که انتظار می رود طول قطره در لحظه جدایش می بایست با افزایش عدد بوند افزایش یابد، اما این روند تغییرات به یک عدد بوند بحرانی نیز بستگی دارد [۱۳]. مقدار این عدد بوند بحرانی در رینولدزهای مختلف متفاوت می باشد. به عنوان مثال در سیالات نیوتنی در $Re = ۰/۰۳$ ، از عدد بوند بحرانی بیشتر از $۰/۳$ ، طول جدایش قطره افزایش می یابد [۱۳]. در محاسبات انجام شده در این پژوهش تغییرات عدد بوند از $۰/۳$ تا $۰/۷$ بوده است بنابراین همانطوری که در شکل ۴-۲۷ مشاهده می کنید با افزایش عدد بوند طول جدایش قطره نیز افزایش می یابد.

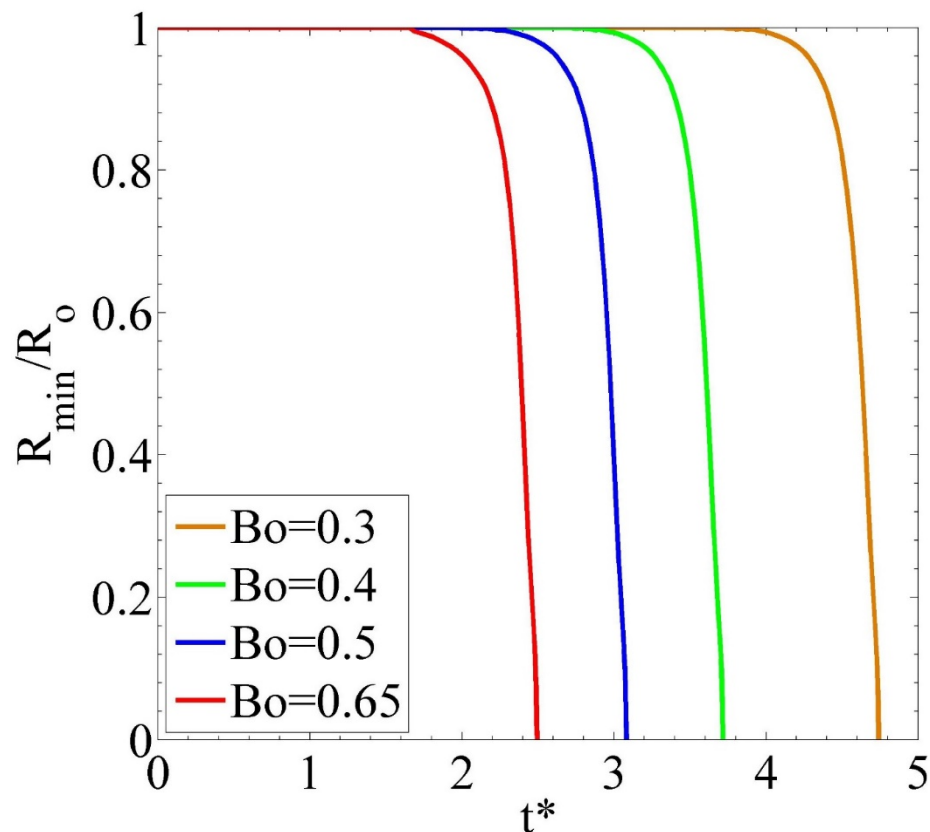


شکل ۴-۲۶- نمودار تغییرات طول قطره بر حسب زمان بی بعد به ازای مقادیر مختلف عدد بی بعد Bo



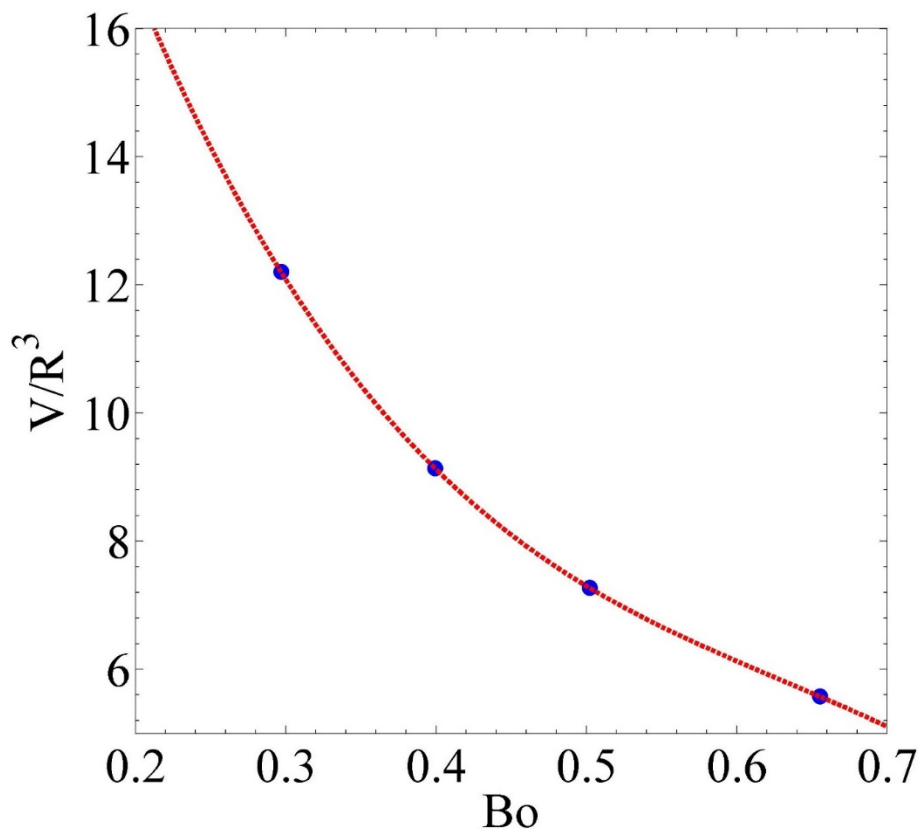
شکل ۴-۲۷- نمودار تغییرات طول جدایش قطره بر حسب عدد بی بعد Bo

در شکل ۴-۲۸ تغییرات مینیمم شعاع باریک شدن فیلامان قطره ویسکوالاستیک بر حسب زمان بی بعد نشان داده شده است. افزایش عدد بوند نه تنها سبب می گردد تا جدایش سریع تر صورت پذیرد بلکه زمان شروع گلوپی شدن را نیز کاهش می دهد. به بیان دیگر با افزایش عدد بوند گلوپی شدن در فیلامان قطره سریع تر شروع می شود.



شکل ۴-۲۸- نمودار تغییرات مینیمم شعاع گلوپی بی بعد بر حسب زمان بی بعد به ازای مقادیر مختلف عدد بی بعد Bo

شکل ۴-۲۹ تغییرات حجم بی بعد قطره اولیه بر حسب عدد بوند نمایش می دهد. نتیجه مهم دیگری که می توان گرفت آن است که با افزایش عدد بوند در محدوده ی اعداد بی بعد گزارش شده، حجم قطره اولیه کاهش می یابد. این روند کاهش در حجم قطره اولیه با افزایش عدد بوند، همانند سیالات نیوتنی می باشد [۱۳].



شکل ۴-۲۹- نمودار تغییرات حجم نهایی بی بعد قطره اولیه بر حسب عدد بی بعد B_o بعد از جدایش

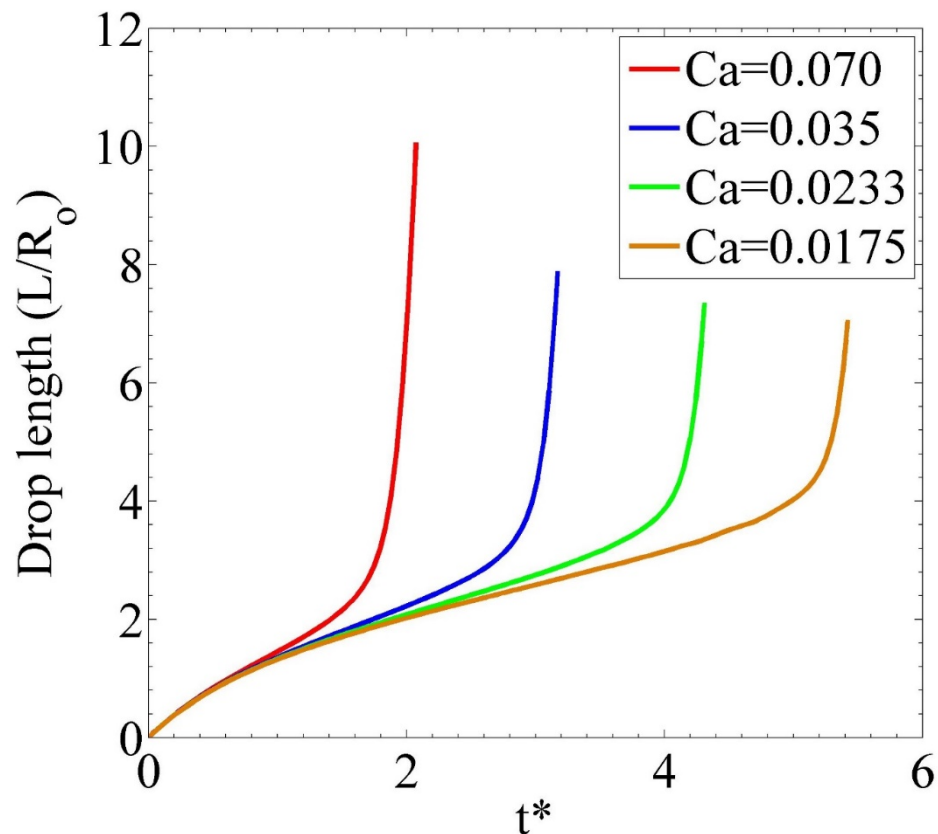
۴-۶-۵- تأثیر عدد Ca بر تشکیل قطره ویسکوالاستیک

از متغیرهای دیگری که می تواند تأثیر بسزایی در تشکیل قطره داشته باشد عدد بی بعد موینگی می باشد. این عدد در فرآیندهای مرتبط با کشش سطحی از اهمیتی ویژه برخوردار است. در اینجا شبیه سازی های صورت گرفته جهت بررسی این پارامتر، به ازای اعداد بی بعد گزارش شده در جدول ۴-۱۰ بوده و افزایش عدد موینگی به واسطه ی کاهش میزان کشش سطحی صورت گرفته است.

جدول ۴-۱۰- اعداد بی بعد در نظر گرفته شده در شبیه سازی عدد Ca

α	Wi	β	Re
۰/۲	۱/۷۵	۰/۸۰	۰/۰۴۵

شکل ۴-۳۰ تغییرات طول قطره بر حسب زمان را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که با افزایش عدد موینگی جدایش سریع‌تر رخ می‌دهد. از آنجایی که کشش سطحی با موینگی رابطه معکوس دارد، لذا افزایش موینگی به معنای کاهش کشش سطحی می‌باشد که موجب می‌شود تا جدایش سریع‌تر اتفاق بیافتد.

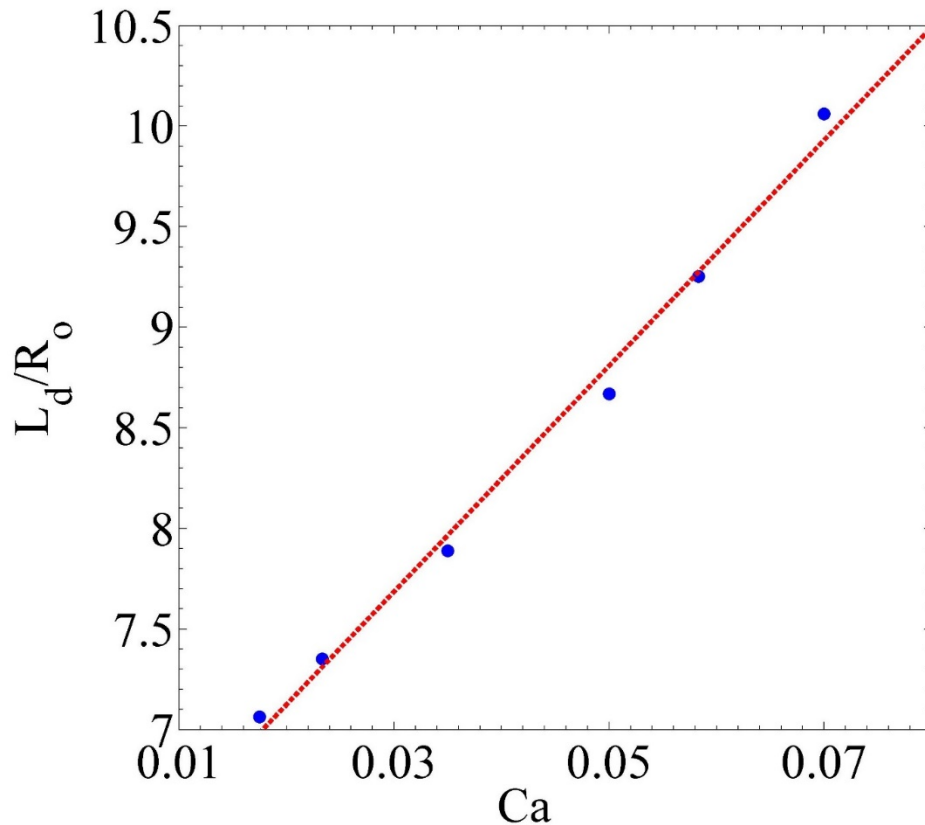


شکل ۴-۳۰- نمودار تغییرات طول قطره بر حسب زمان بی‌بعد به‌ازای مقادیر مختلف عدد بی‌بعد Ca

همانطوری که در شکل ۴-۳۱ مشاهده می‌کنید با افزایش عدد موینگی طول جدایش قطره به میزان ۴۲٪ افزایش می‌یابد. این روند در تغییرات طول جدایش قطره با عدد موینگی همانند سیالات نیوتنی است [۱۳].

نکته‌ی دیگری که باید به آن توجه داشت آن است که افزایش موینگی زمان شروع گلویی شدن را کاهش می‌دهد. و همانطوری که در نمودار ۴-۳۰ و ۴-۳۲ می‌بینید از بعد از شروع گلویی شدن شیب

نمودار ها تقریباً یکسان بوده که حاکی از آن است که سرعت گلولی شدن به ازای مقادیر مختلف موپینگی تا لحظه رخ داد جدایش یکسان است.

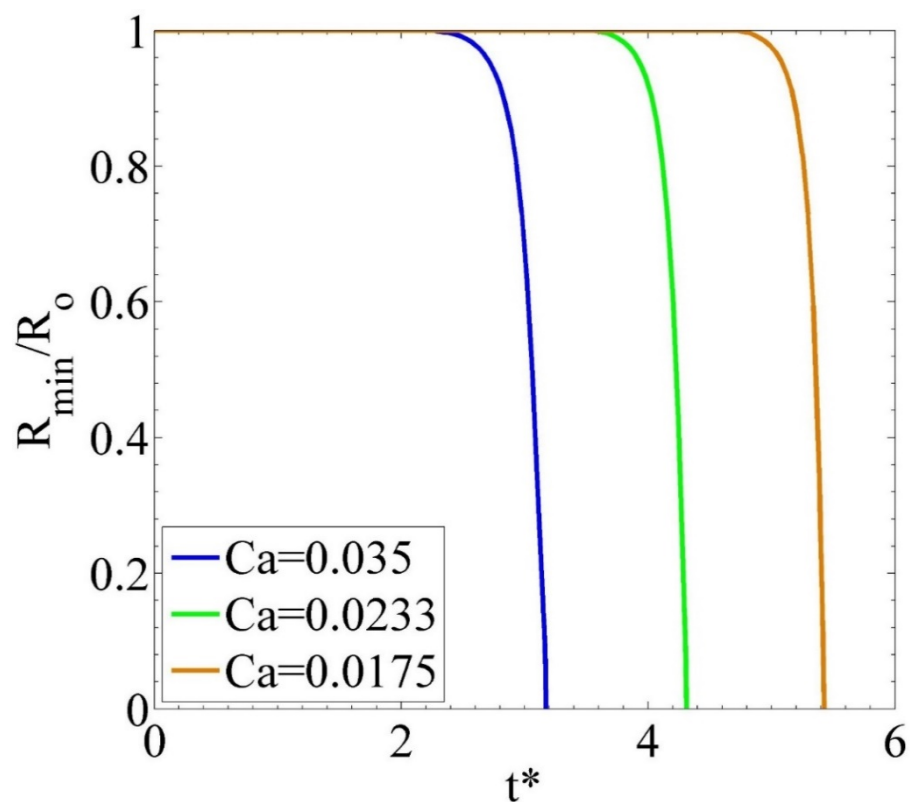


شکل ۴-۳۱- نمودار تغییرات طول جدایش قطره بر حسب عدد بی بعد Ca

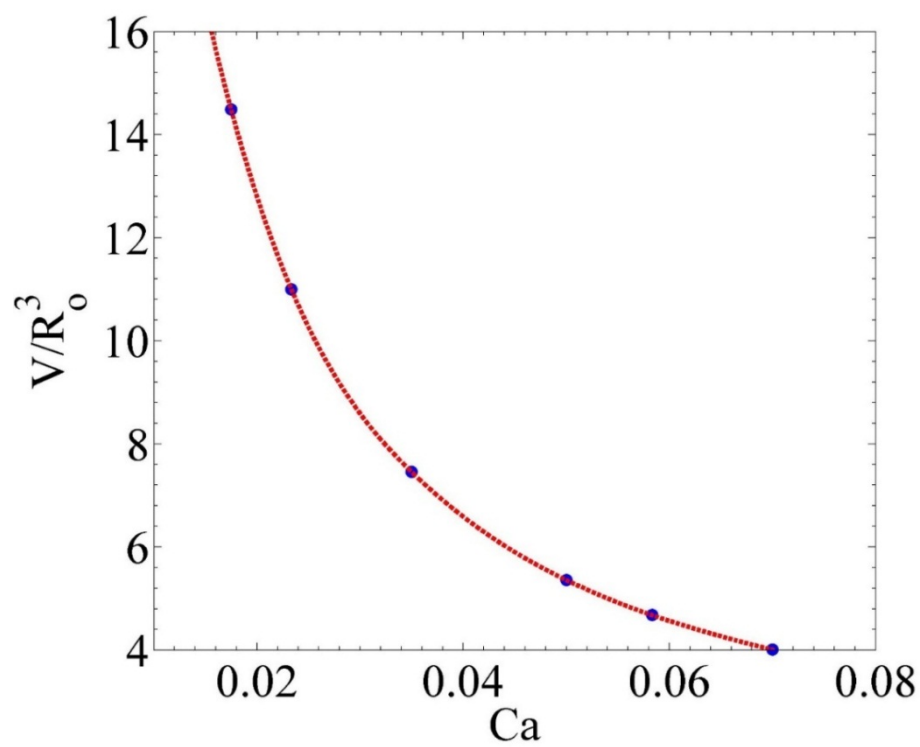
شکل ۴-۳۲ روند تغییرات مینیم شعاع گلولی با عدد موپینگی را برای قطره ویسکوالاستیک به خوبی نشان می‌دهد. همانطوری که مشاهده می‌کنید با افزایش عدد موپینگی جدایش سریع‌تر رخ می‌دهد. از آنجایی که در عدد موپینگی بیشتر، کشش سطحی کمتر است گلولی شدن سریع‌تر اتفاق می‌افتد.

همچنین تغییرات عدد موپینگی در محدوده‌ی اعداد بی بعد گزارش شده سبب کاهش حجم قطره‌ی اولیه به میزان ۷۲٪ می‌شود (شکل ۴-۳۳).

بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که تغییرات عدد موپینگی تأثیر بسزایی در تغییرات طول قطره و حجم قطره اولیه دارد ولیکن تأثیر آن بر تغییرات حجم قطره بیشتر می‌باشد.



شکل ۴-۳۲- نمودار تغییرات مینیمم شعاع گلوله‌ی بی‌بعد بر حسب زمان بی‌بعد به‌ازای مقادیر مختلف عدد بی‌بعد Ca



شکل ۴-۳۳- نمودار تغییرات حجم نهایی بی‌بعد قطره بر حسب عدد بی‌بعد Ca بعد از جدایش

فصل پنجم

نتیجه‌گیری و پیشنهادات

۵-۱- مقدمه

در تحقیق حاضر به منظور بررسی تأثیر عوامل مختلف بر تشکیل قطره ویسکوالاستیک و تعیین پارامترهای مؤثر بر عملکرد فرآیندهای مرتبط، به مطالعه عددی این پدیده پرداخته شده است. جهت مدل‌سازی این پدیده از روش حجم سیال در فضای متقارن محوری و با بهره‌گیری از نرم‌افزار اُپن‌فوم استفاده شده است. معادله ساختاری به کار رفته در مطالعه حاضر مدل گزیکس می‌باشد. در این بخش به جمع‌بندی کلی نتایج بدست آمده و ارائه پیشنهاداتی جهت ادامه تحقیق پرداخته می‌شود.

۵-۲- نتیجه‌گیری

در این تحقیق تأثیر برخی پارامترها و خواص فیزیکی و رئولوژی بر روند تشکیل قطره ویسکوالاستیک مورد بررسی قرار گرفت. در گام اول پس از بررسی استقلال از شبکه‌بندی، شبیه‌سازی صورت گرفته مورد اعتبارسنجی قرار گرفت و تطابق قابل قبولی میان داده‌های حاصل با داده‌های عددی و آزمایشگاهی موجود دیده شد.

سپس به منظور مطالعه تأثیر اعداد بدون بعد وایزنبرگ، ضریب تحرک، نسبت لزجت، عدد موینگی و عدد بوند، نتایج به دست آمده در غالب این اعداد بیان گردید. با بررسی پارامترهای تأثیرگذار بر دینامیک تشکیل قطره و حجم قطرات در محدوده‌ی اعداد بی‌بعد گزارش شده مشخص گردید که:

- با افزایش ضریب تحرک لزجت کشسانی افت می‌کند و در نتیجه طول جدایش قطره کاهش می‌یابد، باریک شدن فیلامان قطره سریع‌تر رخ می‌دهد و حجم قطره اولیه نیز کاهش می‌یابد. همچنین بررسی‌ها نشان داد تغییرات ضریب تحرک تأثیر بیشتری بر طول قطره دارد تا حجم قطره اولیه.

- با افزایش عدد وایزنبرگ تنش‌های الاستیک در فیلامان سیال افزایش می‌یابد که سبب می‌شود تا تخلیه الاستیک (بازگشت الاستیک) در فیلامان افزایش یافته و سیال سریع‌تر از

این ناحیه خارج گردد. در نتیجه طول جدایش قطره کاهش می‌یابد و باریک شدن فیلامان قطره سریع‌تر رخ می‌دهد. همچنین حجم قطره اولیه نیز با افزایش عدد وایزنبرگ کاهش می‌یابد.

- با افزایش نسبت لزجت، سهم بخش پلیمری قطره ویسکوالاستیک افزایش می‌یابد و در نتیجه طول جدایش قطره کاهش می‌یابد و فیلامان قطره خاصیت باریک‌شوندگی بیشتری از خود نشان خواهد داد. حجم قطره اولیه با افزایش نسبت لزجت به صورت خطی کاهش می‌یابد. در اینجا نیز تغییرات نسبت لزجت تأثیر بیشتری بر طول قطره دارد تا حجم قطره اولیه.

- با افزایش عدد بوند، قطره تمایل دارد تا زودتر از نازل جدا شود، لذا باریک شدن در فیلامان قطره سریع‌تر رخ می‌دهد. همچنین با افزایش عدد بوند در محدوده‌ی اعداد بی‌بعد گزارش شده، طول جدایش قطره افزایش یافته و حجم قطره اولیه همانند سیالات نیوتنی کاهش می‌یابد.

- افزایش عدد موینگی سبب می‌شود تا جدایش سریع‌تر رخ دهد. در اینجا نیز همانند سیالات نیوتنی، طول جدایش قطره با عدد موینگی رابطه‌ی مستقیم دارد. حجم قطره اولیه نیز با افزایش عدد موینگی کاهش می‌یابد.

۵-۳- پیشنهادات

برای ادامه‌ی تحقیق و تکمیل مطالعه حاضر موارد زیر پیشنهاد داده می‌شود:

- مدل‌سازی عددی جریان مذکور به کمک سایر مدل‌های غیر خطی ویسکوالاستیک و مقایسه نتایج به‌دست آمده با پژوهش حاضر.
- بررسی اثر هندسه نوک نازل (برش با زاویه ۴۵ درجه یا ۹۰ درجه) و ضخامت نازل بر تشکیل قطره ویسکوالاستیک

- بررسی عددی شکل و حرکت پایای قطره ویسکوالاستیک در سیال دیگر
- برخورد قطره ویسکوالاستیک به سطح شکافدار
- شبیه‌سازی برخورد یک قطره ویسکوالاستیک به سطح صاف و خشک
- بررسی فرآیند انتقال حرارت از قطره به محیط اطراف
- بررسی آزمایشگاهی و مدل‌سازی انتقال جرم از قطره ویسکوالاستیک در سیستم‌های استخراج مایع-مایع

پیوست‌ها

پیوست الف

بی بعدسازی معادلات حاکم بر جریان

همان طور که ذکر گردید، با فرض جریان آرام و سیال تراکم ناپذیر، معادلات بقای جرم و ممنتوم به صورت زیر نوشته می شوند:

$$\nabla \cdot (\vec{u}) = 0 \quad (\text{الف-۱})$$

$$\frac{d(\rho \vec{u})}{dt} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau_s + \nabla \cdot \tau_p + \rho \vec{g} \quad (\text{الف-۲})$$

به منظور بی بعدسازی معادلات از پارامترهای زیر استفاده می شود:

$$\begin{aligned} t^* &= \frac{U}{R} t & u^* &= \frac{\vec{u}}{U} & \text{Bo} &= \frac{\rho g R^2}{\sigma} \\ p^* &= \frac{R}{\eta U} p & \text{Re} &= \frac{\rho R U}{\eta} & \nabla^* &= R \nabla & (\text{الف-۳}) \\ \tau^* &= \frac{R}{\eta U} \tau & \text{Ca} &= \frac{\eta U}{\sigma} \end{aligned}$$

با جایگذاری پارامترهای بالا در معادلات (الف-۱) و (الف-۲)، خواهیم داشت:

$$\left(\frac{1}{R} \nabla^*\right) \cdot (U u^*) = 0 \quad (\text{الف-۴})$$

$$\frac{d(\rho U u^*)}{d(t^* \frac{R}{U})} + \frac{1}{R} \nabla^* \cdot (\rho U^2 u^* u^*) = -\frac{1}{R} \frac{\eta U}{R} \nabla^* p^* + \frac{1}{R} \frac{\eta U}{R} \nabla^* \cdot \tau_s^* + \frac{1}{R} \frac{\eta U}{R} \nabla^* \cdot \tau_p^* + \rho \vec{g} \quad (\text{الف-۵})$$

پس از بازنویسی معادلات بالا خواهیم داشت:

$$\nabla^* \cdot u^* = 0 \quad (\text{الف-۶})$$

$$\frac{\rho U U}{R} \left(\frac{du^*}{dt^*} + \nabla^* \cdot (u^* u^*) \right) = \frac{1}{R} \frac{\eta U}{R} (-\nabla^* p^* + \nabla^* \cdot \tau_s^* + \nabla^* \cdot \tau_p^*) + \rho \vec{g} \quad (\text{الف-۷})$$

در نهایت با ضرب طرفین معادله (الف-۷) در $\frac{R^2}{\sigma}$ و کمی ساده سازی و با توجه به گروه های بی بعد موجود خواهیم داشت:

$$\nabla^* u^* = 0 \quad (\text{الف-۸})$$

$$\frac{du^*}{dt^*} + \nabla^* \cdot (u^* u^*) = \frac{1}{\text{Re}} [-\nabla^* p^* + \nabla^* \cdot \tau_s^* + \nabla^* \cdot \tau_p^*] + \frac{\text{Bo}}{\text{Re} \cdot \text{Ca}} \vec{e}_z \quad (\text{الف-۹})$$

بی بعدسازی معادله ساختاری گزیکس

به طوری که در فصل ۲ نیز ذکر گردید معادله ساختاری گزیکس به صورت زیر می باشد:

$$\tau_s = 2\eta_s D \quad (\text{الف-۱۰})$$

$$\tau_p + \lambda d\tau_p + \alpha \frac{\lambda}{\eta_p} (\tau_p \cdot \tau_p) = 2\eta_p D \quad (\text{الف-۱۱})$$

پارامترهای مشخصه برای بی بعدسازی معادله ساختاری در زیر آمده است:

$$\begin{aligned} u^* &= \frac{\vec{u}}{U} & \tau^* &= \frac{R}{\eta U} \tau & \text{Wi} &= \lambda \dot{\gamma} = \lambda \frac{U}{R} \\ D^* &= \frac{DR}{U} & d^* &= \frac{dR}{U} & \beta &= \frac{\eta_p}{\eta_p + \eta_s} \end{aligned} \quad (\text{الف-۱۲})$$

با جایگذاری این پارامترها در معادلات (الف-۱۰) و (الف-۱۱) خواهیم داشت:

$$\frac{\eta U}{R} \tau_s^* = 2\eta_s \frac{U}{R} D^* \quad (\text{الف-۱۳})$$

$$\left(\frac{\eta U}{R}\right) \tau_p^* + \lambda \left(\frac{U}{R} \frac{\eta U}{R}\right) d^* \tau_p^* + \alpha \frac{\lambda}{\eta_p} \left(\frac{\eta U}{R}\right)^2 (\tau_p^* \cdot \tau_p^*) = 2\eta_p \frac{U}{R} D^* \quad (\text{الف-۱۴})$$

با کمی ساده سازی و ضرب طرفین معادله (الف-۱۴) در $\left(\frac{R}{\eta U}\right)$ خواهیم داشت:

$$\tau_s^* = 2 \frac{\eta_s}{\eta} \mathbf{D}^* \quad (\text{الف-۱۵})$$

$$\tau_p^* + \left(\lambda \frac{U}{R}\right) d^* \tau_p^* + \alpha \left(\frac{\lambda U}{R}\right) \left(\frac{\eta}{\eta_p}\right) (\tau_p^* \cdot \tau_p^*) = 2 \frac{\eta_p}{\eta} \mathbf{D}^* \quad (\text{الف-۱۶})$$

با توجه به گروه‌های بی‌بعد موجود خواهیم داشت:

$$\tau_s^* = 2(1-\beta) \mathbf{D} \quad (\text{الف-۱۷})$$

$$\tau_p^* + \text{Wi} d \tau_p^* + \frac{\alpha}{\beta} \text{Wi} (\tau_p^* \cdot \tau_p^*) = 2\beta \mathbf{D}^* \quad (\text{الف-۱۸})$$

پیوست ب

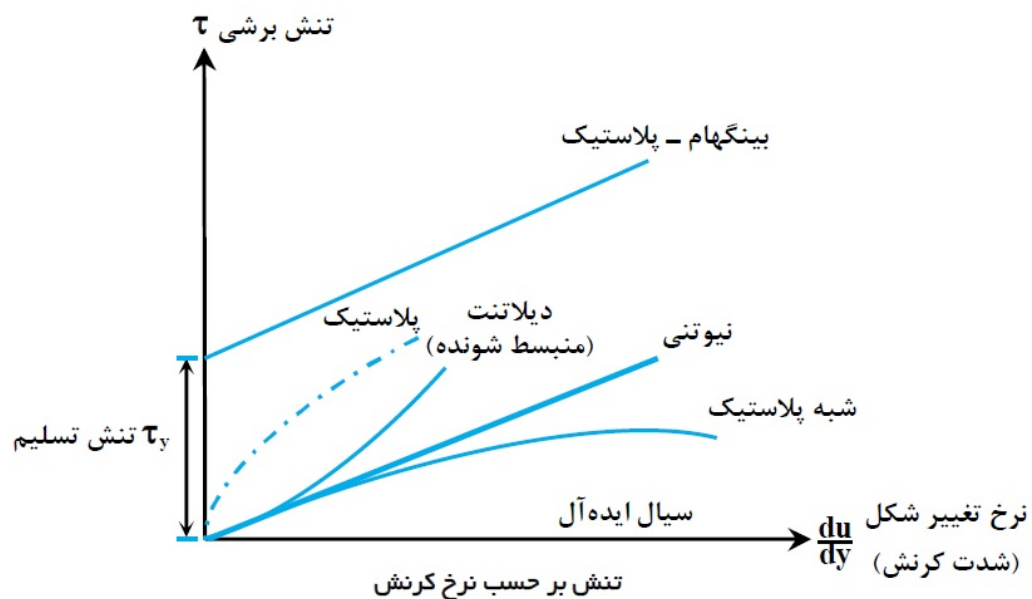
در این بخش ابتدا مروری کوتاه بر مکانیک سیالات غیرنیوتنی و خصوصاً سیالات ویسکوالاستیک خواهیم داشت. در ادامه ضمن طبقه‌بندی سیالات غیرنیوتنی، در مورد برخی رفتارهای خاص سیالات ویسکوالاستیک و منشأ بروز آن‌ها بحث می‌شود.

نقش سیالات در پدیده‌های طبیعی زندگی روزمره و به عنوان عاملی تاثیرگذار در کاربردهای صنعتی بر کسی پوشیده نیست. بهره‌وری از خواص سیالات در زمینه‌های گوناگون موجب شده است تلاش‌های فراوانی برای شناخت ویژگی‌های مواد صورت گیرد.

سیالات به دو دسته‌ی کلی نیوتنی و غیرنیوتنی تقسیم می‌شوند. سیال نیوتنی گونه‌ای از سیال است که در آن تنش برشی بدون رفتار تسلیم‌گونه تنها تابع خطی از نرخ برش است. در نقطه‌ی مقابل، سیال غیرنیوتنی خواص گونه‌ی نیوتنی را بروز نمی‌دهد و تنش برشی در آن‌ها رابطه‌ای غیرخطی با گرادیان سرعت دارد. این دسته از سیالات به سه گروه سیالات غیرنیوتنی مستقل از زمان، سیالات غیرنیوتنی وابسته به زمان و سیالات ویسکوالاستیک تقسیم می‌شوند که در ادامه به صورت مختصر بحث می‌گردد.

سیالات غیرنیوتنی مستقل از زمان، سیالاتی هستند که تنش برشی در آن‌ها تنها تابعی غیرخطی از نرخ برش می‌باشد و به دو دسته‌ی سیالات دارای تنش تسلیم و فاقد تنش تسلیم می‌شوند. در سیالات دارای تنش تسلیم، برای جریان یافتن ماده لازم است که تنش به حد خاصی برسد و در تنش‌های کمتر از این مقدار ماده جریان نمی‌یابد و مانند یک جسم جامد عمل می‌کند. از معروف‌ترین سیالات این دسته می‌توان به سیال دارای تنش تسلیم بینگهام اشاره کرد. سیالات دسته‌ی دوم که فاقد تنش تسلیم هستند به سیالات نیوتنی تعمیم‌یافته معروف می‌باشند. از این نوع سیالات می‌توان سیالات دیلاتانت و شبه‌پلاستیک را نام برد.

در طول زمان مدل‌های بسیاری برای بیان رابطه‌ی تنش و نرخ برش این مواد ارائه شده است، که مدل پاورلو یکی از ساده‌ترین و پرکاربردترین آن‌ها می‌باشد. در این مدل تنش یک تابع از توان n نرخ برش در نظر گرفته می‌شود [۵۷]. یکی از اشکالات مدل پاورلو آن است که لزجت در نرخ برش صفر، مقداری نامحدود و همچنین در نرخ برش‌های بزرگ، بسیار کوچک می‌شود. از این‌رو مدل‌هایی مانند مدل کراس، کاریو-یاسودا و مدل راینر-فیلیپوف ارائه شد که ناتوانی مدل پاورلو را نداشتند و در این مدل‌ها لزجت در نرخ برش صفر و نرخ‌های برش بالا معمولاً مقداری ثابت به دست می‌آید. این مدل‌ها با افزایش ثابت‌های مدل‌های غیرنیوتنی توانایی بهتری در پیش‌بینی رفتار تنش وابسته به نرخ برش داشتند. شکل ب-۱ تنش برشی را بر حسب نرخ برش برای سیالات مختلف نشان می‌دهد.



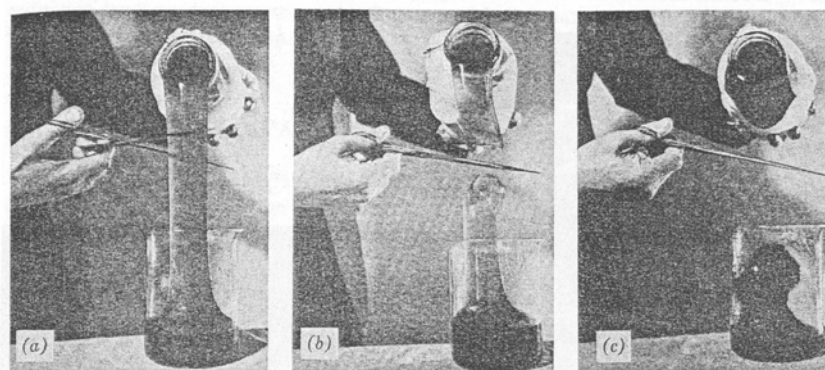
شکل ب-۱- منحنی تنش برشی بر حسب نرخ برش برای سیالات مستقل از زمان [۵۷]

دسته دوم، سیالات غیرنیوتنی وابسته به زمان می‌باشند که لزجت در آن‌ها نه تنها تابعی از شدت برش است بلکه تابعی از زمان نیز می‌باشد. به بیان دیگر، در یک نرخ برش ثابت، ساختار مولکولی این مواد بطور مداوم با زمان تغییر می‌کند و در نتیجه لزجت و تنش برشی نیز تابعی از زمان خواهد بود. از این نوع سیالات می‌توان به دو نوع سیال تیکسوتروپیک و رئوپکتیک اشاره کرد. سیالات تیکسوتروپیک در تنش برشی ثابت با گذشت زمان رقیق می‌شوند یا به عبارت دیگر با گذشت زمان

برای ثابت نگه داشتن گرادیان سرعت، تنش برشی کمتری لازم است. در نقطه‌ی مقابل، سیالات رئوپکتیک گونه‌ای نادر از سیالات هستند که در تنش برشی ثابت، با گذشت زمان غلیظ می‌شوند و رفتاری کاملاً عکس سیالات تیکسوتروپیک از خود نشان می‌دهند.

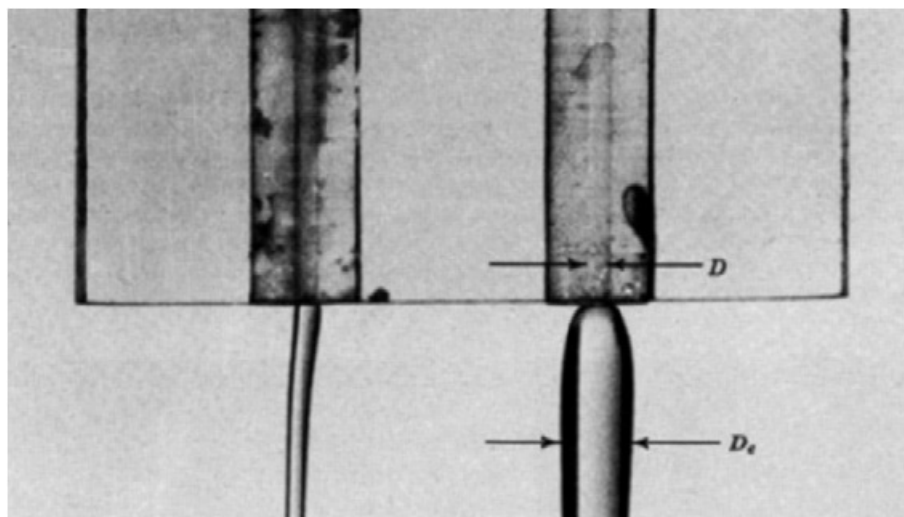
در نهایت، دسته‌ی سوم از سیالات غیرنیوتنی که خواص الاستیک جامد و ویسکوز سیال را به طور همزمان دارا می‌باشند، به سیالات ویسکوالاستیک معروف هستند. این مواد یکی از فراوان‌ترین مواد غیرنیوتنی هستند و رفتاری متفاوت از سیالات دیگر از خود نشان می‌دهند.

از ویژگی‌های اساسی این مواد می‌توان به وجود ثابت یا ثابت‌های زمان رهایی از تنش و زمان تأخیر اشاره کرد. به طوری که در جریان برشی ساده چنانچه صفحه متحرک به طور ناگهان متوقف شود، بر خلاف سیالات نیوتنی که تنش در آن‌ها به سرعت صفر می‌شود در سیالات ویسکوالاستیک تنش به طور آنی صفر نمی‌شود و بین تنش و نرخ تغییر شکل اختلاف فاز وجود دارد. زمانی را که طول می‌کشد تا تنش صفر گردد، زمان رهایی از تنش می‌گویند. همچنین پس از توقف صفحه متحرک در جریان برشی ساده، این صفحه کمی به عقب برمی‌گردد. این در حالی است که در سایر سیالات صفحه متحرک به طور آنی متوقف می‌شود. این بازگشت، که از خاصیت الاستیک سیال سرچشمه می‌گیرد را زمان تأخیر می‌نامند. زمان تأخیر در سیالات ویسکوالاستیک معرف حافظه نیز می‌باشد. به عنوان مثال همانطوری که در شکل ب-۲ مشاهده می‌کنید در برخی از این سیالات چنانچه جریانی از سیال ویسکوالاستیک که در حال خالی شدن از ظرفی می‌باشد ناگهان بوسیله‌ی قیچی قطع گردد، بخشی از سیال قسمت بالای قیچی دوباره به داخل ظرف بازمی‌گردد.



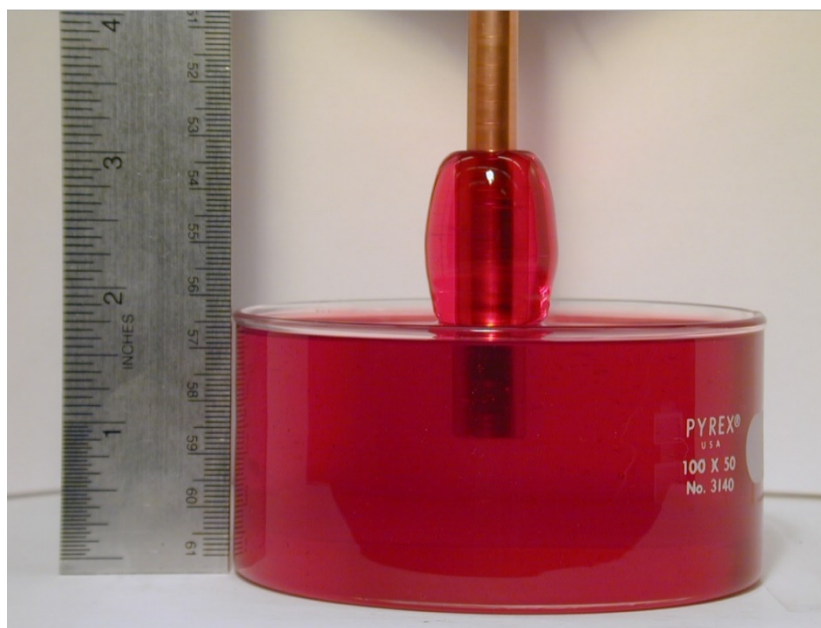
شکل ب-۲- نمایش اثر حافظه‌دار بودن سیالات ویسکوالاستیک

از دیگر خواص سیالات ویسکوالاستیک می‌توان به وجود اختلاف تنش‌های نرمال اول و دوم اشاره کرد. این سیالات بر خلاف سیالات نیوتنی، در جریان برشی ساده بین تنش‌های عمودی آن‌ها اختلاف وجود دارد که این امر نیز سبب می‌شود تا رفتاری متفاوت از سایر سیالات از خود نشان دهند. پدیده‌ی آماسیدگی جت سیال، یکی از نمونه‌های بارز وجود اختلاف تنش‌های نرمال می‌باشد. همانطوری که در شکل ب-۳ مشاهده می‌کنید جت سیال ویسکوالاستیک خروجی از نازل بر خلاف سیال نیوتنی، میل زیادی به گسترش جانبی (آماسیدگی) دارد که این امر از اختلاف تنش‌های نرمال اول ناشی می‌شود.



شکل ب-۳- نمایش پدیده آماسیدگی جت سیال، برای سیال نیوتنی (سمت چپ) و سیال پلیمری (سمت راست)

پدیده‌ی بالاروی از میله، مثالی دیگر از این خاصیت سیالات ویسکوالاستیک می‌باشد. مطابق شکل ب-۴، هنگامی که سیال ویسکوالاستیک در یک ظرف توسط میله چرخان شروع به هم‌زدن گردد، سیال میل به بالا روی از میله را دارد. این در حالی است که سطح آزاد سیالات نیوتنی یک تقعر متقارن محوری دارد که از نیروی گریز از مرکز ناشی می‌شود. در واقع، نیروی ناشی از اختلاف تنش‌های نرمال اول در سیالات ویسکوالاستیک، بر نیروی گریز از مرکز چیره شده و سبب بالا روی سیال از میله می‌گردد.



شکل ب-۴- نمایش پدیده‌ی بالاروی از میله چرخان در سیال ویسکوالاستیک

به منظور مطالعه و بررسی جریان در سیالات ویسکوالاستیک لازم است تا پارامترهای مهم حاکم بر جریان شناسایی گشته و از آن‌ها در توصیف پدیده‌ها بهره جست. به طور کلی برای بررسی جریان در سیالات ویسکوالاستیک از اعداد بی‌بعد دبورا و وایزنبرگ استفاده می‌کنند.

عدد دبورا که اولین بار توسط رینر^۱ ارائه گردید، بیان‌گر نسبت زمان‌هایی از تنش به زمان مشاهده جریان می‌باشد [۵۷]. این عدد معرف جامد یا مایع بودن ماده است و در یک زمان مشخصه معین، در

1- Reiner

جامدات الاستیک عددی بسیار بزرگ، در مایعات نیوتنی و گازها عددی بسیار کوچک بوده و در بازه میانی، ماده رفتار ویسکوالاستیک از خود نشان می‌دهد.

از آنجایی که عدد بی‌بعد دبورا به تنهایی قابلیت شناسایی اثرات ناشی از خواص ویسکوالاستیک را ندارد، عدد بی‌بعد وایزنبرگ در سال ۱۹۴۸ توسط وایت^۱ ارائه گردید [۵۷]. این عدد نشان‌دهنده‌ی نسبت نیروهای الاستیک به نیروهای ویسکوز می‌باشد و به عنوان پارامتر تعیین‌کننده‌ی خاصیت الاستیک استفاده می‌شود.

- [1] Clanet, C. and J. C. Lasheras. (1999), "Transition from dripping to jetting", **Journal of fluid mechanics**, **383**, pp. 307-326.
- [2] Ambravaneswaran, B., et al. (2000), "Theoretical analysis of a dripping faucet", **Physical review letters**, **85**, pp. 5332-5335.
- [3] Henderson, D., et al. (2000), "The motion of a falling liquid filament", **Physics of Fluids (1994-present)**, **12**, pp. 550-565.
- [4] Eggers, J. (1997), "Nonlinear dynamics and breakup of free-surface flows", **Reviews of modern physics**, **69**, pp. 865.
- [5] Shi, X., et al. (1994), "A cascade of structure in a drop falling from a faucet", **SCIENCE-NEW YORK THEN WASHINGTON**, pp. 219-219.
- [6] Kowalewski, T. (1996), "On the separation of droplets from a liquid jet", **Fluid Dynamics Research**, **17**, pp. 121-145.
- [7] Cooper-White, J., et al. (2002), "Drop formation dynamics of constant low-viscosity, elastic fluids", **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, **106**, pp. 29-59.
- [8] Ting, L. and J. B. Keller (1990), "Slender jets and thin sheets with surface tension", **SIAM Journal on Applied Mathematics**, **50**, pp. 1533-1546.
- [9] Day, R. F., et al. (1998), "Self-similar capillary pinchoff of an inviscid fluid", **Physical review letters**, **80**, pp. 704.
- [10] Brenner, M. P., et al. (1997), "Breakdown of scaling in droplet fission at high Reynolds number", **Physics of Fluids (1994-present)**, **9**, pp. 1573-1590.
- [11] Papageorgiou, D. T. (1995), "On the breakup of viscous liquid threads", **Physics of Fluids (1994-present)**, **7**, pp. 1529-1544.
- [12] Yildirim, O. E. and O. A. Basaran (2001), "Deformation and breakup of stretching bridges of Newtonian and shear-thinning liquids: comparison of one-

- and two-dimensional models”, **Chemical Engineering Science**, **56**, pp. 211-233.
- [13] Wilkes, E. D., et al. (1999), “Computational and experimental analysis of dynamics of drop formation”, **Physics of Fluids (1994-present)**, **11**, pp. 3577-3598.
 - [14] Mun, R. P., et al. (1998), “The effects of polymer concentration and molecular weight on the breakup of laminar capillary jets”, **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, **74**, pp. 285-297.
 - [15] Christanti, Y. and L. M. Walker (2001), “Surface tension driven jet break up of strain-hardening polymer solutions”, **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, **100**, pp. 9-26.
 - [16] Christanti, Y. and L. M. Walker (2002), “Effect of fluid relaxation time of dilute polymer solutions on jet breakup due to a forced disturbance”, **Journal of Rheology (1978-present)**, **46**, pp. 733-748.
 - [17] Entov, V. and E. Hinch (1997), “Effect of a spectrum of relaxation times on the capillary thinning of a filament of elastic liquid”, **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, **72**, pp. 31-53.
 - [18] Anna, S. L. and G. H. McKinley (2001), “Elasto-capillary thinning and breakup of model elastic liquids”, **Journal of Rheology (1978-present)**, **45**, pp. 115-138.
 - [19] Jones, W. and I. Rees (1982), “The stringiness of dilute polymer solutions”, **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, **11**, pp. 257-268.
 - [20] Jones, W., et al. (1990), “The extensional properties of M1 obtained from the stretching of a filament by a falling pendant drop”, **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, **35**, pp. 263-276.
 - [21] Amarouchene, Y., et al. (2001), “Inhibition of the finite-time singularity during droplet fission of a polymeric fluid”, **Physical review letters**, **86**, pp. 3558.

- [22] Smolka, L. B. and A. Belmonte (2003), “Drop pinch-off and filament dynamics of wormlike micellar fluids”, **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, **115**, pp. 1-25.
- [23] Dong, H., et al. (2006), “An experimental study of drop-on-demand drop formation”, **Physics of Fluids (1994-present)**, **18**, pp. 072102.
- [24] Subramani, H. J., et al. (2006), “Simplicity and complexity in a dripping faucet”, **Physics of Fluids (1994-present)**, **18**, pp. 032106.
- [25] He, L., et al. (2011), “Dynamic Drop Formation and Detachment”, **RECENT PROGRESSES IN FLUID DYNAMICS RESEARCH: Proceeding of the Sixth International Conference on Fluid Mechanics**, **1376**, pp. 569-572, Tianjin, China.
- [26] Chang, B., et al. (2012), “Drop formation from a wettable nozzle”, **Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation**, **17**, pp. 2045-2051.
- [27] Che, Z., et al. (2012), “Formation and breakup of compound pendant drops at the tip of a capillary and its effect on upstream velocity fluctuations”, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, **55**, pp. 1022-1029.
- [28] Deshpande, S., et al. (2013), “Computational study of fluid property effects on the capillary breakup of a ligament”, **Atomization and Sprays**, **23**.
- [29] Davidson, M. R. and J. J. Cooper-White (2006), “Pendant drop formation of shear-thinning and yield stress fluids”, **Applied mathematical modelling**, **30**, pp. 1392-1405.
- [30] Yildirim, Ö. E. and O. A. Basaran (2006), “Dynamics of formation and dripping of drops of deformation-rate-thinning and-thickening liquids from capillary tubes”, **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, **136**, pp. 17-37.
- [31] Aytouna, M., et al. (2013), “Drop formation in non-Newtonian fluids”, **Physical review letters**, **110**, pp. 034501.

- [32] Shore, H. J. and G. M. Harrison (2005), “The effect of added polymers on the formation of drops ejected from a nozzle”, **Physics of Fluids (1994-present)**, **17**, pp. 033104.
- [33] Davidson, M. R., et al. (2006), “Simulations of pendant drop formation of a viscoelastic liquid”, **Korea-Australia Rheology Journal**, **18**, pp. 41-49.
- [34] Tirtaatmadja, V., et al. (2006), “Drop formation and breakup of low viscosity elastic fluids: Effects of molecular weight and concentration”, **Physics of Fluids (1994-present)**, **18**, pp. 043101.
- [35] Smolka, L. B. and A. Belmonte (2006), “Charge screening effects on filament dynamics in xanthan gum solutions”, **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, **137**, pp. 103-109.
- [36] Bhat, P. P., et al. (2008), “Dynamics of viscoelastic liquid filaments: Low capillary number flows”, **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, **150**, pp. 211-225.
- [37] Tong, A. Y. and Z. Wang (2007), “Relaxation dynamics of a free elongated liquid ligament”, **Physics of Fluids (1994-present)**, **19**, pp. 092101.
- [38] Xu, Q. and O. A. Basaran (2007), “Computational analysis of drop-on-demand drop formation”, **Physics of Fluids (1994-present)**, **19**, pp. 102111.
- [39] Vamerzani, B., et al. (2014), “Analytical solution for creeping motion of a viscoelastic drop falling through a Newtonian fluid”, **Korea-Australia Rheology Journal**, **26**, pp. 91-104.
- [40] Kistler, S. F. and P. M. Schweizer (1997), “Liquid film coating”, **Chapman Hall**.
- [41] Yang, J.-T., et al. (2004), “Microfabrication and laser diagnosis of pressure-swirl atomizers”, **Journal of Microelectromechanical Systems**, **13**, pp. 843-850.
- [42] Fuller, G. G., et al. (1987), “Extensional Viscosity Measurements for Low-Viscosity Fluids”, **Journal of Rheology (1978-present)**, **31**, pp. 235-249.

- [43] Dontula, P., et al. (1997), “Can extensional viscosity be measured with opposed-nozzle devices”, **Rheologica Acta**, **36**, pp. 429-448.
- [44] Bazilevsky, A., et al. (1990), “Liquid filament microrheometer and some of its applications”, **Third European Rheology Conference and Golden Jubilee Meeting of the British Society of Rheology**, New York.
- [45] McKinley, G. H. and A. Tripathi (2000), “How to extract the Newtonian viscosity from capillary breakup measurements in a filament rheometer”, **Journal of Rheology (1978-present)**, **44**, pp. 653-670.
- [46] Sridhar, T., et al. (1991), “Measurement of extensional viscosity of polymer solutions”, **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, **40**, pp. 271-280.
- [47] Szabo, P. (1997), “Transient filament stretching rheometer”, **Rheologica Acta**, **36**, pp. 277-284.
- [48] McKinley, G. H. and T. Sridhar (2002), “Filament-stretching rheometry of complex fluids”, **Annual Review of Fluid Mechanics**, **34**, pp. 375-415.
- [49] Giesekus, H. (1982), “A simple constitutive equation for polymer fluids based on the concept of deformation-dependent tensorial mobility”, **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, **2**, pp. 353-365.
- [50] Bergles, A. E., et al. (1981), “Two-phase flow and heat transfer in the power and process industries”, Hemisphere publishing corporation Washington.
- [51] Ashgriz, N. (2011), “Handbook of atomization and sprays: theory and applications”, Springer Science & Business Media.
- [52] Caboussat, A. (2005), “Numerical simulation of two-phase free surface flows”, **Archives of Computational Methods in Engineering**, **12**, pp. 165-224.
- [53] Hirt, C. W. and B. D. Nichols (1981), “Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries”, **Journal of computational physics**, **39**, pp. 201-225.
- [54] Rusche, H. (2003), “**Computational fluid dynamics of dispersed two-phase flows at high phase fractions**”, Imperial College London (University of London).

- [55] Rudman, M. (1997), "Volume-tracking methods for interfacial flow calculations", **International journal for numerical methods in fluids**, 24, pp. 671-691.
- [56] Zhang, X. and O. A. Basaran (1995), "An experimental study of dynamics of drop formation", **Physics of Fluids (1994-present)**, 7, pp. 1184-1203.
- [57] Bird, R.B., Armstrong, R.C., Hassager, O. (1987), "**Dynamics of polymeric liquids, fluid dynamics**", Vol. 1, 2nd Edn, Wiley, New York.

Abstract

Forming and separation of a drop which is falling in to another fluid is among on the complicate and interesting issues in dynamic fluid science, various application of this phenomena in different issues including medicine production, powerhouses, surfaces coating, cooling, atomization etc had interested many researchers in improving and increasing industrial products, therefore in the present research viscoelastic drop formation in the air was investigated numerically ,in the present research volume of fluid method has been used for simulation in determining common surface between two phases and on linear Giesekus model ,the equations in this solution in an asymmetry has been solved by openfoam software and non dimensional numbers effect including Bond number, Capillary number, viscose ratio, mobility factor and Wiesenberg number to viscoelastic drop formation was also investigated. Obtained result comparison of numeric solution with available numeric and laboratory data indicates that obtained results have accuracy and reliability. In the initial stage of drop formation when viscous force is still weak, the dynamics are controlled by a balance between inertial and capillary forces, and there is no contribution of elastic stresses of the polymer. This is while in the final steps of drop formation mobility factor changes and viscosity ratio and Wiesenberg number has a significant effect on drop formation dynamics. Performed research indicates that by the non-dimensional number increase, mobility factor and viscosity ratio ,filament narrowing of drop, rapid separation performed and drop pinch off length and primary drop volume decrease too. As the obtained results show drop pinch off length changes has direct relationship with non-dimensional Bond number and Capillary but the primary drop volume with non-dimensional Bond and Capillary numbers have a reverse relation.

Keywords: Volume of fluid method, Drop pinch off length, Viscoelastic drop, Giesekus model, Bond number, Capillary number, Wiesenberg number, Viscosity ratio, Mobility factor, Drop filament, Primary drop



University of Shahrood
Faculty of Mechanical Engineering

**An investigation on non-Newtonian drop formation in
dripping regime**

Amir Komeili Birjandi

Supervisor(s):

Dr. Mohammad Hassan Kayhani,

Dr. Mahmood Norouzi

August 2015