



تحلیل فرکانس و تخمین پارامترهای تشکیل حباب در ستون سیال

احسان حبیبی سیاه‌پوش، محمدرضا انصاری*

دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران

تاریخچه داوری:

دریافت: ۱۳۹۷-۰۷-۱۷
بازنگری: ۱۳۹۷-۱۱-۲۸
پذیرش: ۱۳۹۷-۱۲-۲۰
ارائه آنلاین: ۱۳۹۸-۰۱-۱۷

کلمات کلیدی:

تشکیل حباب
نویزهای آبرودینامیکی
فرکانس طبیعی حباب
تخمین پارامترهای حباب
تحلیل آکوستیکی حضور حباب

خلاصه: ردیابی و شناسایی نویز حاصل از تشکیل حباب یکی از روش‌های بررسی خصوصیات فیزیکی حباب‌ها می‌باشد. در این تحقیق مدل تخمین نویزهای حاصل از تشکیل حباب در ستون سیال، با اعمال روش ترکیبی مدل‌سازی آشفستگی، در نظر گرفتن جریان تراکم‌پذیر، اعمال روش مناسب شبیه‌سازی سطح مشترک و استفاده از سطح مناسب برداشت داده‌های آکوستیک بهبود داده شده است. بر این اساس شبیه‌سازی سه‌بعدی جریان دوفازی تراکم‌پذیر با کمک روش حجم سیال انجام شده است. همچنین با استفاده از سطح مناسب برداشت داده‌های آکوستیک نویزهای حاصل از تشکیل حباب شناسایی شده است. شایان ذکر است ضمن نمایش استقلال مدل از شبکه، اعتبارسنجی مدل توسط تطبیق دادن نتایج با تئوری‌های موجود و مقایسه با داده‌های تجربی صورت پذیرفته است. در این میان نتایج حاصل از حجم حباب‌های ایجادشده، سرعت ترمینال، نحوه تغییر شکل حباب‌ها و فرکانس طبیعی تولید حباب‌ها بررسی و مقایسه گردیده است. نشان داده شده است که با افزایش اندازه حباب فرکانس طبیعی کاهش یافته است. همچنین وارد کردن تراکم‌پذیری به مدل و همچنین برداشت داده‌ها در محل تولید حباب، سبب ایجاد تصویر دقیق‌تری از نمایش نوسانات شده است.

۱-مقدمه

تشکیل حباب از نازل در ستون سیال یکی از پدیده‌های مهم جریان‌های دوفازی می‌باشد که تأثیر زیادی در راندمان فرآیندهای انتقال جرم و حرارت دارد. حباب‌ها می‌توانند به هنگام ورود گاز به ستون سیال شکل بگیرند. حباب برخلاف ذرات جامد می‌تواند در جریان رشد کرده یا متلاشی شود. شکل‌گیری و اندازه حباب‌های ایجاد شده علاوه بر شرایط جریان از جمله دبی گاز و سیال به عوامل دیگری همانند لزجت سیال، تنش سطحی و اندازه نازل نیز بستگی دارد. تحقیقات جامعی بر روی شکل‌گیری حباب‌های ایجادشده از نازل توسط هاگز و همکاران [۱] در سال ۱۹۵۳ انجام شده است. دیویدسون و آمیک [۲] اثر اندازه نازل در شکل‌گیری و اندازه حباب‌ها را بررسی نموده‌اند. بنزینگ و مایر [۳] نشان دادند که تشکیل حباب در نرخ دبی‌های کوچک از رابطه‌ای پیروی می‌کند که تابع لزجت نمی‌باشد. کوگلی و همکاران [۴] در لزجت بین ۱ تا ۴۰۰ سانتی‌پوز و

چگالی بین ۱ تا ۱/۵۷ گرم بر میلی‌لیتر تشکیل حباب را بررسی نمودند و نشان دادند این دو پارامتر در محدوده نشان داده شده تأثیر کمی بر روی اندازه حباب‌ها دارند و همچنین نشان دادند که در دبی‌های بالا تنش سطحی تأثیر زیادی ندارد و عوامل کنترلی، نرخ دبی گاز و اندازه نازل می‌باشد.

نکات بیشتری در مجموعه تحقیقات سیمز و همکاران [۵] و [۶] ارائه شده است که خلاصه آن به شرح زیر می‌باشد:

۱- در نرخ کم نفوذ با لزجت پایین سیال، شکل‌گیری حباب‌ها و اندازه آن‌ها مستقل از لزجت، تنش سطحی و چگالی سیال می‌باشد و عامل کنترل‌کننده نرخ گاز و اندازه نازل می‌باشد.

۲- برای سیالات بسیار لزج، اثر کشش سطحی و چگالی همچنان ناچیز می‌باشد ولی لزجت به‌عنوان یکی از عوامل کنترلی مطرح می‌باشد که این اثر در نرخ دبی کم، ناچیز و در دبی‌های بالا تأثیرگذار می‌باشد. دیویدسون و همکاران [۷] نظر سیمز در مورد اثر دبی و لزجت و اثر

ناچیز کشش سطحی را تأیید کردند ولی نتایج او را در چگالی سیال

* نویسنده عهده‌دار مکاتبات: mra_1330@modares.ac.ir



مزایای فوق ارائه مدل دینامیکی دقیق امواج فشاری، استفاده کردن از نظریه‌ها و مدل‌های قوی به‌منظور شبیه‌سازی جریان دوفازی و تحلیل اثر پارامترهای متعدد بر روی امواج آکوستیک از جمله چالش‌های این تکنیک ذکر شده است [۲۲].

براین اساس بررسی تجربی فرآیند شکل‌گیری حباب در ستون سیال به‌عنوان منبع تولید صوت توسط محققین مختلفی انجام شده است [۲۳-۲۷]. با توجه به پیچیدگی تحلیل امواج ساطع شده از شکل‌گیری حباب، در حال حاضر نیز بسیاری از تحقیقات به‌صورت تجربی بر روی این موضوع متمرکز شده است [۲۸-۳۰]. تیاہیرت و همکاران [۲۸] بر روی تعیین شکل‌گیری حباب توسط امواج ساطع شده از حباب به‌صورت تجربی تحقیق نموده‌اند و نشان داده‌اند بهترین پارامتر نشان‌دهنده تشکیل حباب، میانگین ریشه مربع^۳ امواج ایجادشده می‌باشد. چن و نوروود [۳۰] با مطالعه تجربی نشان دادند نرخ گاز تأثیر بسیار زیادی بر روی نوبز تشکیل حباب دارد و تغییر نوع نازل بر روی الگوی امواج دریافت شده مؤثر است. با این وجود بررسی تئوری تشکیل حباب و ارزیابی خصوصیات آن به‌وسیله فرکانس توسط محققین زیادی انجام نشده است و با توجه به وجود پیچیدگی‌های شبیه‌سازی عددی و چالش‌های موجود در فرآیند تشکیل حباب تحقیقاتی که در حال حاضر در حال انجام است، بر روی کارایی روش‌های مختلف در دستیابی به روش معتبر شبیه‌سازی حباب و نمایش سطح مشترک متمرکز شده است و بررسی امواج حاصل از شکل‌گیری حباب در آن تحلیل نشده است [۳۱ و ۳۲]. همچنین با توجه به اهمیت بررسی دینامیک حباب وانگ و همکاران [۳۳] تحقیقی مروری بر روی دینامیک انواع روش‌های تشکیل حباب انجام داده است و با شبیه‌سازی عددی حرکت حباب‌ها و نحوه تأثیر در سطح مشترک را نشان داده است. اما به بررسی نوبز حاصل از حباب نپرداخته‌اند.

در خصوص تلاش‌های انجام‌گرفته در خصوص شبیه‌سازی امواج حاصل از نوسانات فشاری جریان می‌توان اشاره نمود که: مناسه و همکاران [۳۴] نوسانات فرکانس امواج آکوستیکی حاصل از شکل‌گیری حباب‌ها را بازتولید کرده‌اند اما عدم دقت در انتقال داده‌ها از میدان زمان به میدان طیفی وجود دارد. همچنین نوسانات فشاری حاصل از شکل‌گیری حباب بررسی شده و به بررسی سیستم با کمک تحلیل طیفی پرداخته نشده است. اولیویرا [۳۵] محل نشت

و اندازه نازل به نقد کشیدند و بیان داشتند هنگامی که اثر اندازه نازل ناچیز باشد چگالی سیال بر روی اندازه حباب اثرگذار است. اثر اندازه نازل هنگامی مهم می‌شود که سطح مؤثر کوچک باشد و دبی ورودی گاز زیاد باشد. در این حالت گاز، مومنتوم قابل‌ملاحظه پیدا کرده که در حرکت حباب و همچنین اندازه آن تأثیرگذار می‌باشد. همچنین یک مرور جامع بر روی مطالعات فوق توسط کالکمی و جوشی [۸] در سال ۲۰۰۵ انجام شده است.

در این راستا به‌منظور انجام تحلیل‌های فوق، روش‌های شبیه‌سازی و اندازه‌گیری خصوصیات فیزیکی تشکیل حباب به شکل گسترده‌ای توسط محققین توسعه یافته است. اندازه‌گیری تجربی اندازه حباب‌ها برپایه عکس‌برداری پرسرعت اولین بار توسط ناپ و هولاندر [۹] در سال ۱۹۴۸ معرفی شد. با رشد تکنولوژی‌های تصویربرداری ویدیویی تحقیقات عمده‌ای در جهت یافتن اندازه حباب و سرعت حباب صورت پذیرفت [۱۰-۱۲]. به دلیل پرهزینه بودن تحقیقات تجربی و استفاده دشوار آن در شرایط صنعتی روش‌های تئوری نیز به‌صورت گسترده برای تخمین اندازه حباب ارائه شده است. در این میان مدل ارائه‌شده توسط گادیس و ولگلفی [۱۳] در تطابق خوبی با نتایج آزمایشگاهی است. همچنین با رشد روش‌های کامپیوتری تحقیقاتی بر روی شکل‌گیری حباب با استفاده از روش‌های انتگرال‌گیری مرزی (اوگوز و پروسپرتی [۱۴])، لتیس بولتزن (یانگ و همکاران [۱۵]) و روش هیدرودینامیک اصلاح‌شده ذرات لاگرانژین^۱ (داس [۱۶-۱۸] و هابر و همکاران [۱۹]) انجام شده است. با این وجود اخیراً تحقیقات بر روی تشکیل حباب با کمک تکنیک‌های دینامیک سیالات محاسباتی توجه زیادی به خود اختصاص داده است. در بسیاری از شبیه‌سازی‌ها از روش ساده اما قدرتمند حجم سیال^۲ برای شبیه‌سازی سطح مشترک پیچیده بین گاز و سیال استفاده شده است [۲۰ و ۲۱].

در میان روش‌های ارائه شده برای سنجش خصوصیات حباب، فناوری‌های آکوستیک نسبت به روش‌های متداول دارای مزایای متعددی می‌باشند. این مزایا را به‌اختصار می‌توان سرعت بالای پاسخ و تأخیر کم، هزینه پایین، عدم نیاز به اعمال تغییر در سیستم، مقاوم بودن حسگرها به شرایط محیطی، آنالیز دقیق‌تر و گسترده‌تر خصوصیات جریان و همچنین قابلیت اطمینان بالا ذکر نمود. باوجود

1 Lagrangian-Smoothed Particle Hydrodynamics
2 Volume of Fluid (VOF)

3 Root Mean Square (RMS)

مناسبی نمی‌باشد و بایستی از روش‌های مناسب بازسازی سطوح و یا ترکیب روش‌های تنظیم سطح^۳ با روش حجم سیال که امکان محاسبه دقیق‌تر تغییرات و شکل سطح مشترک را فراهم می‌کند استفاده نمود [۳۹]. همچنین لیو در تحقیقی که به‌صورت عددی در نویز حاصل از حباب انجام داده است بر روی چالش‌های شبیه‌سازی عددی از جمله شبیه‌سازی سطح مشترک و اعمال پارامترهای تأثیرگذار سیال و گاز از جمله تراکم‌پذیری سیال پرداخته نشده است. همچنین با توجه به اهمیت صفحه برداشت و محاسبه امواج آکوستیک بر اساس روابط انتگرالی فاکس پرداخته نشده است [۴۰]. همچنین با توجه به اهمیت تطابق نتایج شبیه‌سازی عددی با تئوری‌های موجود مقایسه‌ای انجام نشده است. همچنین برخی از محققین نیز در خصوص شبیه‌سازی عددی حباب در میدان آکوستیکی بررسی انجام داده‌اند. در کنار بررسی نوسانات حباب و تأثیر میدان آکوستیکی بر روی حباب اما مشخصات شکل‌گیری حباب از جمله فرکانس طبیعی و تحلیل زمانی نوسانات فشاری بررسی نشده است. همچنین در مدل‌سازی عددی اعمال مدل‌های آشفتگی برای استخراج نوسانات فشاری انجام نشده است [۴۱].

بر این اساس با توجه به برتری محسوس تحلیل‌های آکوستیک در شناسایی پارامترهای جریان در تحقیق پیش رو نویزهای حاصل از فرآیندهای هیدرودینامیکی ناشی از تشکیل حباب شناسایی و به‌واسطه آن شعاع حباب با خطای ۱۰ درصد مشخص شده است.

فیزیک جریان گذرای دوفازی سه‌بعدی بر پایه روش حجم سیال شبیه‌سازی شده و به‌منظور شبیه‌سازی دقیق جریان نسبت به تحقیقات انجام شده تراکم‌پذیری سیال به مدل اضافه شده است. از آنجا که برای برداشت دقیق نوسانات فشاری حاصل از ورود گاز از مدل آشفتگی شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ^۴ استفاده شده است [۴۲]. اما سعی شده است نسبت به تحقیقات انجام‌شده چالش شبیه‌سازی عددی سطح مشترک با توجه به اهمیت تغییرات سطح مشترک در ایجاد نوسانات فشاری و نویز حاصل از تشکیل حباب بررسی شود. بر این اساس در مدل توربولانسی روش‌های مختلف بازسازی سطح مشترک مقایسه گردیده و نهایتاً الگوی اصلاح تصویر سطح مشترک^۵ اصلاح شده به‌عنوان روش مناسب انتخاب شده است.

در لوله‌های طویل را با کمک امواج آکوستیک بررسی نموده و پس از حل زمانی مدل سه‌بعدی، تک‌فاز، تراکم‌ناپذیر آشفته، از مدل فاکس-ویلیام-هاوکینگ^۱ برای ردیابی نویز استفاده نموده است. در این مدل، نویز ناشی از دیواره‌ها در محل نشت در جریان تک‌فاز بررسی و منابع صوتی تک‌قطبی حاصل از خروج جریان محاسبه شده است. الویرا با در نظر گرفتن دیواره‌ها به‌عنوان منابع تولید نویز، نوسانات ناشی از تغییر شکل جریان و گردابه‌های تولیدی در سطوح انتگرالی را در نظر نگرفته و همچنین شبیه‌سازی با در نظر گرفتن سرعت صوت ثابت و حذف اثرات تراکم‌پذیری جریان انجام شده است. نتایج در دو مد تعیین شده و الگوی به‌دست آمده با داده‌های تجربی مقایسه شده است. پیلارد [۳۶] به بررسی انتشار نویز برپایه آنالوژی لایت‌هیل، در جریان تک‌فاز درون کانال و به‌هنگام عبور از دیافراگم پرداخته است. شبیه‌سازی شامل یافتن منابع تولید و انتشار آن در مدل می‌باشد. حل زمانی مدل بر اساس مدل‌سازی سه‌بعدی جریان تک‌فاز، تراکم‌ناپذیر با کمک مدل آشفته انجام شده و در مرحله بعد منابع صوتی تعیین‌شده در دیواره‌ها و با حذف اثرات سایر منابع تولید بررسی شده است. با استخراج پارامترهای منبع و در نظر گرفتن سرعت ثابت در محیط، انتشار امواج با کمک معادله موج بررسی شده و شبیه‌سازی انجام شده با نتایج نرم‌افزار محاسبه مستقیم صوت صحت‌سنجی شده است. لیو [۳۷] نیز به استخراج نویز حاصل از گردابه‌های حاصل در جریان تک‌فاز تراکم‌ناپذیر پرداخته است. در بررسی انجام شده تحلیل منابع صوتی به‌واسطه برخورد جریان با دیواره‌ها و تولید آشفتگی در جریان‌های تک‌فاز تراکم‌ناپذیر بررسی شده است و با بررسی اثرات منابع بر روی دیواره‌ها، انتگرال‌های سطحی و حجمی درون جریان صرف نظر شده است. لیو به بررسی عددی نویز حاصل از نفوذ گاز به درون سیستم در یک مدل سه‌بعدی، دو فاز تراکم‌ناپذیر پرداخته است و با مقایسه الگوی داده‌های عددی با داده‌های تجربی مدل را صحت‌سنجی نموده است. در مدل اثرات تراکم‌پذیری و اثر تغییرات سرعت صوت در جریان دوفاز دیده نشده است. همچنین منابع صوتی در یک سطح انتگرالی بررسی شده‌اند و اثرات تغییرات سطوح در یافتن منابع تولید بررسی نشده است [۳۸]. با توجه به مشکلات مدل‌های توربولانسی در نمایش سطح مشترک، روش‌های بازسازی سطح از جمله الگوی فشاری^۲، در نمایش شکل‌گیری و رشد حباب‌ها

3 Level Set (LS)

4 Large Eddy Simulation (LES)

5 High Resolution Interface Capturing Scheme (HRIC)

1 Ffowcs-Williams and Hawkings (FWH)

2 Compressive Scheme

طی حرکت $\frac{11}{16}$ حجم خود را از سیال جابجا کند^۲، رابطه حجم سیال و سرعت ترمینال را به صورت رابطه (۱) ارائه نموده است.

$$V = 1.378 \left(\frac{G^{6/5}}{g^{3/5}} \right), \quad w_{\infty} = (gR_B)^{1/2} \quad (1)$$

در این رابطه G دبی جرمی، g شتاب جاذبه و R_B شعاع حباب می باشد.

در بررسی آنالیز ابعادی پارامترهای مؤثر در تغییر شکل حباب ها، کشش سطحی به عنوان نیروی پایدارکننده شکل کروی حباب معرفی می شود که از تغییر شکل حباب جلوگیری می نماید. تغییر شکل در حرکت حباب ها هنگامی رخ می دهد که نیروهای ناهمسانگرد^۳ بر کشش سطحی غلبه کرده و تغییر شکل رخ دهد. برای تعیین معیار مناسب جهت تغییر شکل حباب از عدد هابرمن مورتن استفاده شده است.

$$Re = \frac{2w_{\infty}R}{v_c}, \quad Fr = \frac{w_{\infty}}{\{2Rg\}^{1/2}}, \quad We = \frac{2\rho_L w_{\infty}^2 R}{S} \rightarrow Hm = \frac{We^3}{Fr^2 Re^4} \quad (2)$$

در روابط w_{∞} و w_{∞} سرعت ترمینال حباب می باشد که از رابطه (۱) بدست می آید. در صورت ایجاد شرط نشان داده شده در رابطه (۳)، انحراف حباب از شکل کروی روی می دهد.

$$Re \ll 1 \rightarrow Re \geq Hm^{-1/2} \quad Re \gg 1 \rightarrow Re \gg Hm^{-1/4} \quad (3)$$

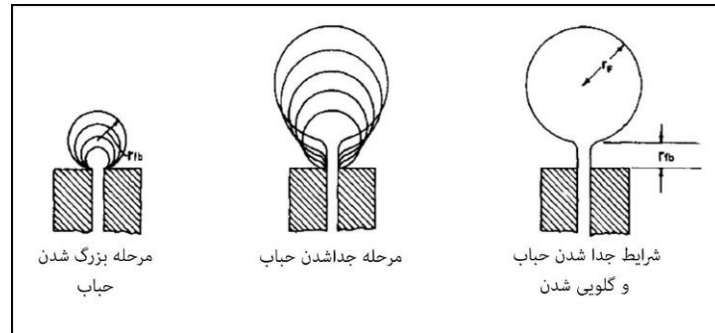
به طور تجربی مشاهده شده است که در انحراف شکل حباب، ابتدا حباب از شکل کروی به شکل بیضوی تبدیل شده و هنگامی که اندازه حباب بزرگ می شود (در حدود عدد وبر ۲۰) شکل حباب تبدیل به کلاهک کروی می شود و سپس به دو حباب شکسته می شود [۴۶].

۲ دیویدسون برای محاسبه ترم اینرسی با بررسی تئوری جدایش حباب، در نظر گرفتن هندسه ایده آل و تعریف جرم مجازی اقدام به ارائه رابطه ای برای جابجایی سیال در حین حرکت حباب نموده است. با اعمال فرضیات در هندسه، محاسبه شده است که در حین حرکت حباب در دبی کم در سیال لزج $\frac{11}{16}$ از حجم خود را جابجا می کند.

در مرجع [۴۳] مدل دینامیکی و محاسبه پارامترهای جریان به واسطه حل ضمنی، منابع صوتی با نمونه برداری نوسانات فشاری از دیواره نفوذ و صفحه مجازی در جریان، با کمک معادلات فاکس بررسی شده است. این منابع در لحظات جدا شدن و تشکیل حباب ها نشان داده شده و با کمک معادله انتقال موج، نوسانات لحظات جدا شدن و تشکیل حباب در دریافت کننده ها تعیین شده است. همچنین با کمک تبدیل فوریه^۱ داده ها از میدان زمان به میدان فرکانس منتقل شده و با ثبت کمیت های آکوستیکی، تحلیل های طیفی از جمله فرکانس جدا شدن حباب ها انجام شده است. در تحقیق پیشرو، مدل به منظور تحلیل دقیق بر روی پارامترهای جریان و انطباق با تئوری های موجود ارتقا داده شده است. تراکم پذیری جریان در محدوده شکل گیری حباب اعمال شده است، جایگذاری صفحه برداشت داده های آکوستیک به منظور کاهش خطای محاسباتی در اطراف شکل گیری محل نفوذ اصلاح شده است و با کمک مدل ترکیبی آشفتگی و اعمال روش مناسب شبیه سازی سطح مشترک فیزیک جریان دوفازی ارتقا پیدا کرده است و همچنین نتایج با کمک داده های تجربی و تئوری ارتقا پیدا کرده است.

۲- شکل گیری حباب

هنگامی که حباب رشد می کند در ابتدا نیروی شناوری که نیروی بالابرنده است، کمتر از نیروهای بازدارنده از جمله نیروهای لزجی، اینرسی سیال و کشش سطحی می باشد و با بزرگ شدن حباب نیروی شناوری بر نیروهای مقاوم غلبه نموده و سبب جدایش حباب می شود. حباب شتاب گرفته و حرکت می کند و با افزایش سرعت نیروی بازدارنده بزرگ تر شده و با تعادل نیروهای پیشران و بازدارنده سرعت ترمینال ایجاد می شود. تشکیل و جدا شدن ایده آل حباب در شکل ۱ آورده شده است. با فرض تعادل بین نیروی بالابرنده و نیروهای بازدارنده، معادله حرکت حباب نگاشته می شود و حل آن سبب یافتن اندازه حباب و فاصله آن از نازل در لحظه t می شود. در این تئوری با فرض حباب های کروی و عدم وجود جریان گردابه ای سیال، سرعت استوکس (ترمینال) حباب محاسبه شده و با اعمال روابط دبی و حجم اندازه حباب بدست می آید. دیویدسون [۴۴] با فرض این که حباب در



شکل ۱. فرآیند ایده آل تشکیل و جدا شدن حباب [۴۵]

Fig.1: The ideal process of the bubble formation and separation

شده این پارامتر لحاظ می‌شود. در این رابطه در صورتی که ترم کشش سطحی حذف شود رابطه (۵) که فرمول کلاسیک محاسبه فرکانس طبیعی حباب است، بدست می‌آید. شایان ذکر است که کشش سطحی در شعاع کوچک عبارت غالب می‌باشد و در شعاع‌های بزرگ‌تر قابل چشم‌پوشی می‌باشد.

$$\omega_n = \frac{1}{R_e} \sqrt{\frac{3\gamma(\bar{p}_\infty - p_v)}{\rho}} \quad (5)$$

۳- معادلات سیستم

معادلات سیستم در انتخاب مدل سه‌بعدی و روش شبیه‌سازی حجم سیال در تحقیق پیشین به تفصیل اشاره شده است [۳۶]. شایان ذکر است به دلیل کم بودن انرژی نوسانات نسبت به انرژی جریان، چالش اصلی استخراج پارامترهای آکوستیک در جریان می‌باشد و بایستی نوسانات فشاری و گردابه‌های جریان تا حد امکان دنبال شود. تاکنون مدل‌های متفاوتی برای پیاده‌سازی آشفتگی ارائه شده است که هر یک برای رژیم‌های خاص و حتی در ناحیه خاصی از جریان معتبر و دقیق می‌باشند. در این مدل‌ها اندازه تنش رینولدز $\rho u'_j u'_j$ در معادله مومنتوم محاسبه و در معادلات لحاظ می‌گردد.

به منظور شبیه‌سازی دقیق سطح مشترک و برداشت دقیق داده‌های میدان آکوستیک از مدل ترکیبی رنس^۱-ال‌ای‌اس^۲ استفاده شده است. چنان‌که شکل‌گیری حباب با مدل رنس دنبال شده و در لحظه جدایش، به منظور برداشت درست داده‌ها از مدل آشفتگی ال‌ای‌اس استفاده می‌شود. شایان ذکر است مدل آشفتگی ال‌ای‌اس با گردابه‌ها به دو صورت برخورد می‌کند. مقیاس‌های بزرگ که در ابعاد

برای درک ماهیت پدیده‌هایی که به واسطه شکل‌گیری یا جدا شدن حباب رخ می‌دهد بایستی معادله دینامیک حباب (معادله رایلی پلست) استخراج شود بر این اساس اگر حباب به صورت یک کره با شعاع $R(t)$ در نظر گرفته شود که در محیط با دمای T_∞ و P_∞ واقع شده باشد، با فرض عدم تراکم‌پذیری سیال، لزجت دینامیکی ثابت و فرض همگن بودن دما و فشار حباب، معادله دینامیک از روی جاگذاری سرعت شعاعی در معادله ناولی-استوکس و حذف عبارت ویسکوزیته و افزودن شرط مرزی دینامیکی در سطح مشترک بدست می‌آید. برای بررسی پاسخ نوسانی حباب در یک میدان فشار بدون در نظر گرفتن اثرات دمایی و تراکم‌پذیری سیال، پاسخ خطی فشار و شعاع در معادله دینامیک حباب جاگذاری می‌شود. با حل معادله و حذف عوامل کوچک، بزرگ‌ترین تغییرات بیانگر پاسخ فرکانسی حباب و فاز آن میرایی می‌باشد. در حالی که میرایی ناچیز باشد بیشینه تغییرات، فرکانس طبیعی تشکیل حباب را نشان می‌دهد و از رابطه (۴) بدست می‌آید:

$$\omega_n = \left\{ \frac{1}{\rho_l R_e^2} \left[3k(\bar{p}_\infty - p_v) + 2(3k - 1) \frac{S}{R_e} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

در رابطه (۴) ترم γ نسبت گرمایی ویژه برای گاز، p فشار توده سیال و حباب، R_e شعاع معادل حباب، ρ چگالی مایع و S کشش سطحی سیال می‌باشد. شایان ذکر است که اثر کشش سطحی به علت تأثیر کم در اندازه حباب‌های ایجاد شده می‌تواند صرف‌نظر گردد ولی در فرکانس طبیعی تشکیل حباب با توجه به تأثیر کشش سطحی در زمان شکل‌گیری حباب و تأخیر زمانی ایجاد

1 Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS)

2 LES

جریان، استفاده می‌شود تا با تعیین منابع صوتی، انتشار امواج در محیط بررسی شود و این امواج در محل گیرنده ثبت شوند. به منظور بررسی و تخمین محل تولید صوت در میدان‌های میانه و دور، روش‌های انتگرالی که بر پایه آنالوژی لایت‌هیل می‌باشد، می‌تواند جایگزین مناسبی برای حل مستقیم باشد. در روش‌های انتگرالی منابع تولید صوت معادل منابع یک، دو یا چهار قطبی شده، روابط انتگرالی در میدان زمان از معادلات گذرای سیستم استخراج می‌شود و توسط حل آن در سطوح انتگرالی تغییرات فشاری و سیگنال‌های آکوستیک در گیرنده محاسبه می‌شود. مدل فاکس از جمله روش‌های انتگرالی می‌باشد که با کمک آنالوژی لایت‌هیل منابع صوتی در جریان را می‌یابد. در این مدل متغیرهای میدان در سطوح انتگرالی حل شده و پس از استخراج نوسانات فشاری و تعیین پارامترهای منابع نویز سپس با تبدیل فوریه این پارامترها به میدان فرکانس منتقل می‌شود و با پردازش آن‌ها پارامترهای آکوستیک به صورت سطح فشار صوت \bar{p} و توان طیفی ارائه می‌شود. الگوریتم حل و نحوه اعمال میدان زمانی به میدان طیفی در شکل ۲ نشان داده شده است.

معادلات مدل فاکس به صورت معادلات ناهمگن موج از ضرب معادله پیوستگی در معادله ناویراستوکس به صورت رابطه (۹) به دست می‌آید:

$$\frac{1}{a_0} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [T_{ij} H(f)] - \frac{\partial}{\partial x_i} \{ [P_{ij} n_j + \rho u_i (u_n - v_n)] \delta(f) \} + \frac{\partial}{\partial t} \{ \rho_0 v_n + \rho (u_n - v_n) \delta(f) \} \quad (9)$$

در معادله (۹) u سرعت سیال و v سرعت سطح می‌باشد و n نیز جهت عمود بر سطح است. p' فشار صوت در میدان می‌باشد. T_{ij} تانسور تنش لایت‌هیل و P_{ij} تانسور تنش فشاری و a_0 سرعت صوت می‌باشد.

حل معادله بالا به کمک توابع گیرین محاسبه شده و حل شامل روابط انتگرال سطحی و حجمی می‌باشد. انتگرال سطحی بیانگر منابع صوتی تک‌قطبی و دوقطبی و تا حدی چهارقطبی می‌باشد. درحالی‌که انتگرال حجمی تنها بیانگر منابع صوتی چهارقطبی در

شبکه می‌باشد را حل کرده و گردابه‌های کوچک و زیر شبکه را مدل می‌کند که ایجاد تصویر دقیق‌تر از جریان آشفته با حجم محاسباتی کمتر را سبب می‌شود.

جداسازی گردابه‌ها به واسطه اعمال فیلتر بر روی معادلات وابسته به زمان سیستم در فضای فوریه یا فضای فیزیکی انجام می‌شود. این فیلتر گردابه‌هایی را که در مقیاس کمتر از سلول‌های محاسباتی می‌باشند فیلتر کرده و مقیاس‌های بزرگ‌تر را در توسعه روابط نگه می‌دارد. بر این اساس معادله پیوستگی به صورت رابطه (۱) و معادله مومنوم به صورت رابطه (۷) نگاشته می‌شود.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial \tilde{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + S \quad (7)$$

در این معادله $\tilde{\tau}$ تانسور تنش رینولدز می‌باشد و به عنوان تنش‌های در مقیاس کوچک تعریف شده است. این پارامتر بر حسب μ_t زجت اغتشاشی مدل می‌شود. برای مدل‌سازی لزجت اغتشاشی مدل‌های معتبری ارائه شده است که می‌توان به مدل اسماکرونسکی و لیلی، مدل ویل^۱ و مدل انرژی جنبشی مقیاس‌های زیر شبکه اشاره نمود [۴۶]. در این معادله S عبارت منبع می‌باشد که در این مسئله بیانگر نیروی جاذبه و کشش سطحی می‌باشد که به صورت رابطه (۸) تعریف می‌شود:

$$\bar{F}_i^{ST} = \frac{\sigma \kappa \nabla \phi}{0.5(\rho_g + \rho_l)}, \kappa = \nabla \cdot \frac{\vec{n}}{|\vec{n}|} \quad (8)$$

در این معادله σ ریب کشش سطحی است و \hat{e} میدگی سطح مشترک می‌باشد و n هت عمود بر سطح می‌باشد. علاوه بر حل زمانی دقیق منطبق بر فیزیک جریان و مدل‌های معتبر برای بررسی دقیق آشفتگی جریان، از مدل‌های مناسب آکوستیکی نیز استفاده می‌شود تا با تعیین منابع صوتی، انتشار امواج در محیط بررسی شود و این امواج در محل گیرنده ثبت شوند.

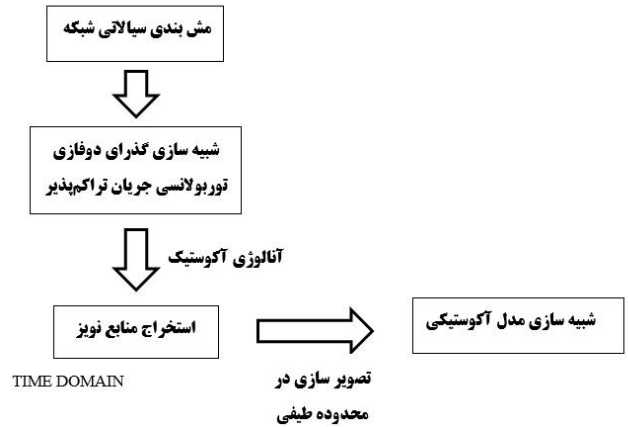
مدل‌های مناسب آکوستیکی در کنار حل زمانی دقیق منطبق بر فیزیک جریان به همراه مدل‌های معتبر برای بررسی دقیق آشفتگی

۴- شبیه‌سازی عددی

برای شبیه‌سازی سه‌بعدی جریان نفوذ گاز به لوله عمودی، معادلات گذرای ناویر استوکس با کمک نرم‌افزار فلونت و با روش حجم محدود^۱ به صورت عددی حل شده است. روش دوفازی حجم سیال برای دنبال کردن سطح مشترک استفاده شده است و نیروی حجمی ضمنی سیال نیز در کنار معادلات جزئی گرادیان فشار و نیروهای حجمی در نظر گرفته شده است. همچنین برای حل کوپلینگ بین فشار و سرعت از الگوریتم فشار ضمنی با جداکننده^۲ استفاده شده است.

در مدل حجم سیال برای گسسته‌سازی معادلات فشار، نرم‌افزار فلونت امکان استفاده از حل‌گرهای بر پایه فشار را ایجاد می‌نماید [۴۷]. در خصوص مسائل شبیه‌سازی حباب به روش حجم سیال هیچ‌کدام از حل‌گرها نسبت به هم مزیت مشخصی ندارد [۴۸] و بعضی از محققین از حل‌گرهای بر پایه فشار استفاده نموده‌اند [۴۹ و ۵۰] و بعضی بر اساس حل‌گرهای بر پایه چگالی [۵۱ و ۵۲]، بر این اساس حل‌گرهای بر پایه چگالی استفاده شده است. محاسبات اولیه برای ورود گاز با کمک مدل کاپسیلون^۳ انجام شده و معادلات مومنتوم توسط الگوی مرتبه دوم روبه‌جلو گسسته‌سازی شده است. برای بازسازی سطح مشترک از روش میان‌یابی و گسسته‌سازی بازسازی هندسی^۴ بهره برده شده است. این الگوی بر پایه میان‌یابی شبه‌خطی می‌باشد و با دقت بیشتری سطح مشترک را ایجاد می‌کند. سپس به منظور محاسبات نوسانات فشار آکوستیک، مدل ال‌ای‌اس پیاده شده است و با الگوی تفاضل محدود مرکزی^۵ معادلات مومنتوم گسسته‌سازی شده است.

شایان‌ذکر است با توجه به اهمیت ردیابی درست سطح مشترک اعمال مدل ال‌ای‌اس سبب جواب‌های نامعتبر و کشیدگی بیش‌ازحد در سطح مشترک می‌شود. در این حالت یا از روش‌های معتبر برای بازسازی سطح مشترک استفاده می‌شود یا با استفاده از روش‌های هیبریدی از جمله ترکیب تنظیم سطح با حجم سیال می‌توان در کنار حفظ شرایط فیزیکی، انحنای شکل سطوح تماس را با دقت بالایی استخراج نمود [۳۹]. بر این اساس روش‌های مختلف بازسازی سطوح



شکل ۲. الگوریتم تعیین پارامترهای منابع نویز

Fig.2: Algorithm detection of noise source parameters

نواحی خارج از سطح می‌باشد. منابع صوتی چهارقطبی در صورت وجود، قدرت کمتری نسبت به سایر منابع صوت دارند. بنابراین با حذف انتگرال‌های حجمی ناشی از آن، فشار امواج صوتی به صورت رابطه (۱۰) استخراج می‌شود. ترم‌های فشاری حاصل از انتگرال‌های سطحی ناشی از بارگذاری و تغییرات سرعت محاسبه شده به صورت روابط (۱۱) و (۱۲) می‌باشد.

$$p'(\vec{x}, t) = p'_T(\vec{x}, t) + p'_L(\vec{x}, t) \quad (10)$$

$$4\pi p'_T(\vec{x}, t) = \int_{f=0} \left[\frac{\rho_0 (U_n + U_{\dot{n}})}{r(1-M_r)^2} \right] ds + \int_{f=0} \left[\frac{\rho_0 U_n \{ r\dot{M}_r + a_0 (M_r - M^2) \}}{r^2 (1-M_r)^3} \right] ds \quad (11)$$

$$4\pi p'_L(\vec{x}, t) = \frac{1}{a_0} \int_{f=0} \left[\frac{\dot{L}_r}{r(1-M_r)^2} \right] ds + \int_{f=0} \left[\frac{L_r - L_M}{r^2 (1-M_r)^2} \right] ds + \frac{1}{a_0} \int_{f=0} \left[\frac{L_r \{ r\dot{M}_r + a_0 (M_r - M^2) \}}{r^2 (1-M_r)^3} \right] ds \quad (12)$$

در این معادلات U و L به صورت رابطه (۱۳) تعریف می‌شود و r نشان‌دهنده فاصله تا محل دریافت کننده می‌باشد.

$$U_i = v_i + \frac{\rho}{\rho_0} (u_i - v_i), L_i = P_{ij} n_j + \rho u_i (u_n - v_n) \quad (13)$$

- 1 Finite Volume Method (FVM)
- 2 Pressure Implicit with Splitting of Operator (PISO)
- 3 $\kappa - \varepsilon$ SST
- 4 Geo Reconstruct
- 5 Bounded Central Differencing

نمونه‌برداری از نوسانات فشاری یک استوانه درون جریان قرارداده شده تا در صفحه موازی جریان، نوسانات فشاری جریان به هنگام تشکیل و جدا شدن حباب استخراج شود. شکل ۳ تصویر هندسه سیستم می‌باشد. شکل ۴ نمای شبکه مش‌بندی برای گسسته‌سازی معادلات و حل آن در میدان می‌باشد که با نرم‌افزار آ.سی.ای.ام.^۵ تولید شده است. مش‌های اوگرید^۶ برای ایجاد شبکه با خمیدگی^۷ پایین و نسبت ابعاد^۸ بالا انتخاب شده است. خصوصیات شبکه در جدول ۱ آورده شده است.

شبکه در محدوده ورود گاز و محدوده ثبت داده‌های آکوستیک اصلاح شده است. به‌منظور ردیابی سطح مشترک و نمایش حرکت حباب توسط شبکه مش و عدم ایجاد حساسیت حل نسبت به میدان محاسباتی، نرخ نفوذ در محدوده ۰/۱ تا ۰/۴ کیلوگرم بر ثانیه می‌باشد. همچنین استقلال شبکه برای مش‌ها با تعداد سلول‌های ۳۰۰ هزار، ۵۰۰ هزار، ۸۰۰ هزار و یک میلیون بررسی شده است. در شکل ۵ نشان داده شده است که استقلال از شبکه برای تعداد سلول‌های بیشتر از ۸۰۰ هزار ایجاد شده است. همچنین محدوده عدد کورانت^۹ جهت فیزیکی بودن نتایج محدوده کوچکتر از نیم رعایت شده است. شرایط مرزی ورودی به‌صورت دبی جرمی سیال و گاز، شرط عدم لغزش به‌عنوان شرط مرزی دیواره‌ای، شرط فشار اتمفسریک به‌عنوان شرط مرزی خروجی در نظر گرفته شده است.

به‌منظور انطباق شبکه با رهیافت ال‌ای‌اس، مقیاس‌های متفاوتی معرفی شده است از جمله مقیاس طولی تیلور که بر این اساس شبکه توانایی رصد کردن گردابه‌های مهم جریان را داشته باشد. بنا بر نظریه آبشار انرژی مقیاس‌های جریان عبارت‌اند از مقیاس‌های ماکرو که پخش انرژی را کنترل می‌کند، مقیاس‌های تیلور که نمایشی از انتقال انرژی جهت اتلاف می‌باشد و مقیاس‌های کولموگروف که پروسه اتلاف را بر عهده دارد، در این میان بایستی مدل توانایی رصد و مشاهده مقیاس‌های تیلور را داشته باشد. با تعریف اتلاف انرژی به‌صورت تابعی از مربع تغییرات جهتی سرعت، مقیاس تیلور به‌عنوان مقیاس طولی آن معرفی شده و به‌صورت رابطه (۱۵) محاسبه می‌شود:

بررسی گردید و نتیجه گرفته می‌شود که به هنگام استفاده از حل ضمنی برای جریان‌های دوفازی و اعمال مدل ۵ آشفتگی ال‌ای‌اس روش اچ.آر.آی.سی^۱ و یا الگوریتم سیس‌سم^۲ گزینه مناسبی برای جایگزینی بازسازی هندسی می‌باشد [۵۳]. در رابطه با افزودن تنظیم سطح به مدل لازم به ذکر است که حل معادلات بسیار به میدان حل و شبکه محاسباتی وابسته می‌شود و در صورتی که میدان باکیفیت مناسب مش زده نشده باشد نتایج با خطا همراه خواهد بود.

در روش فاکس نوسانات فشاری از منابع صوت، نمونه‌برداری می‌شود و با انتقال فوریه داده‌ها در محل دریافت‌کننده‌ها تحلیل‌های طیفی امکان‌پذیر می‌شود. محدوده نویزهای منتشره در میدان طیفی ۰-۲ کیلوهرتز می‌باشد و به‌منظور برداشت فرکانس آن با توجه به رابطه (۱۴) گام زمانی در محدوده 10^{-3} تا 10^{-4} ثانیه در نظر گرفته می‌شود [۵۴] و با در نظر گرفتن بازه‌های زمان در محدوده زمانی مناسب از خطای الیزینگ^۳ یا دیجیتالی شدن که سبب دیده نشدن دوره‌های زمانی در برداشت‌های طیفی می‌شود جلوگیری می‌شود.

$$f = \frac{1}{2\Delta t} \xrightarrow{\Delta t=10^{-3}} f = \frac{1}{2 \times 10^{-3}} = 500\text{Hz} \quad (14)$$

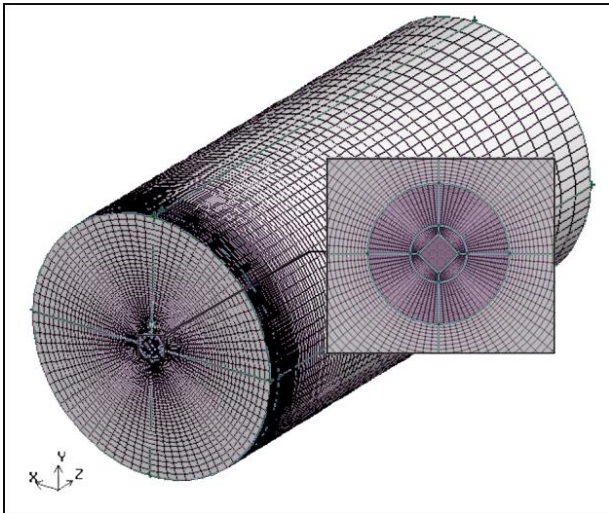
همچنین در حل انتگرالی برای محاسبه تأخیر زمانی بین زمان انتشار و زمان پذیرش از روش نمایش روبه‌جلو در زمان^۴ استفاده می‌شود تا محاسبه صوت در همان لحظه‌ای که ایجاد می‌شود در دریافت‌کننده‌ها ممکن شود.

۵- میدان محاسباتی و شرایط مرزی

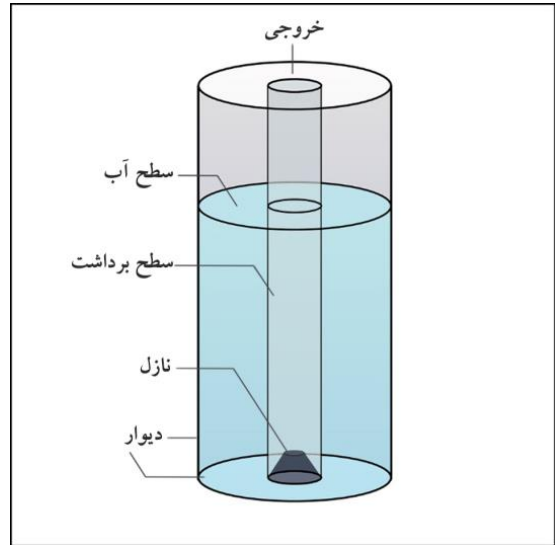
شرایط اولیه سیالاتی سیستم عبارت‌اند از: جریان در ورودی سیستم به‌صورت دوفازی تراکم‌پذیر و در سایر نقاط دیگر تک‌فاز مایع می‌باشد. فضای محاسبات به‌صورت سه‌بعدی رو به بالا است. انتقال جرم و حرارت بین دو فاز سیالاتی لحاظ نشده است. فضای محاسباتی به‌صورت یک استوانه با قطر ۱۰۰ میلی‌متر و ارتفاع ۲۰۰ میلی‌متر می‌باشد. در وسط انتهای سیلندر یک نازل به قطر و ارتفاع ۴ و ۵ میلی‌متر در راستای محور آنها در نظر گرفته شده و با هدف

5 ICEM
6 Ogrid
7 Skewness
8 Aspect Ratio
9 Courant–Friedrichs–Lewy (CFL)

1 High-Resolution Schemes For Interface Capturing (HRIC)
2 Compressive Interface Capturing Scheme for Arbitrary Meshes (CICSAM)
3 Aliasing
4 Forward Time Projection



شکل ۴. شبکه‌بندی سه‌بعدی سیستم
Fig. 4: Mesh arrangement



شکل ۳. هندسه سیستم
Fig. 3: Geometry contribution

جدول ۱. ویژگی شبکه
Table 1: Quality of grids

۰/۹۹۷	میانگین متعامد بودن	۸۴۶۷۱۲	تعداد سلول‌های شبکه محاسباتی
۰/۰۳۷	میانگین خمیدگی	۶/۰۳	میانگین نسبت ابعاد

مقیاس‌های مذکور در واحد عدد موج محاسبه گردید. نتایج نشان‌دهنده نمایش محدوده انتقال انرژی درونی^۲ و محدوده از بین رفتن انرژی^۳ در فرکانس‌های می‌باشد. (شکل ۶)

۶- صحت‌سنجی مدل

نتایج مدل عددی با مقایسه داده‌های تجربی حاصل از نفوذ گاز که توسط وازکوز انجام شده [۵۶] و همچنین نتایج عددی محققین پیشین [۳۸] صحت‌سنجی و مقایسه شده است. دبی ورودی گاز ۲۴۰ میلی‌لیتر بر دقیقه در سیال ساکن در نظر گرفته شده است. شرایط مرزی خروجی فشار ثابت با دمای ۲۲^oC می‌باشد و نوسانات فشاری گاز در وسط ورودی نازل ثبت شده است و متعاقب آن سیگنال‌های آکوستیک در هیدروفون‌هایی که در جریان قرار داده شده، محاسبه می‌شود. به‌منظور صحت‌سنجی مدل در گام نخست نوسانات فشار

$$\lambda \approx \left(10\nu k / \varepsilon\right)^{1/2} \quad (15)$$

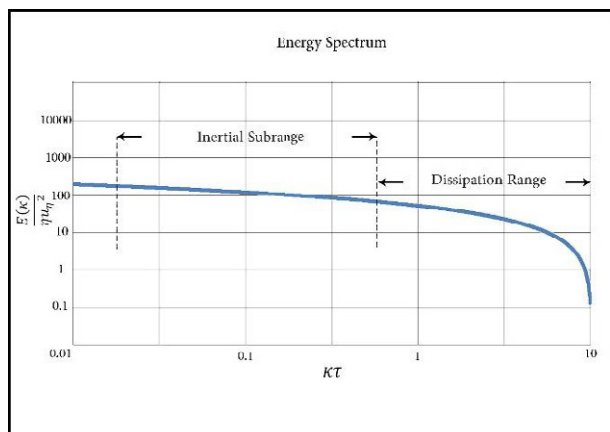
در معادله فوق k انرژی جنبشی آشفتگی، ε نرخ اتلاف انرژی و ν لزجت سینماتیک می‌باشد و λ می‌تواند معیار مناسبی برای شروع شبکه باشد. مقادیر میانگین انرژی جنبشی و نرخ اتلاف و همچنین مقیاس تیلور در حین جدا شدن حباب به‌صورت رابطه (۱۶) محاسبه می‌شود [۳۹-۵۵].

$$k_m = 0.01416, \varepsilon_m = 0.10990 \rightarrow \lambda \approx 0.001m \quad (16)$$

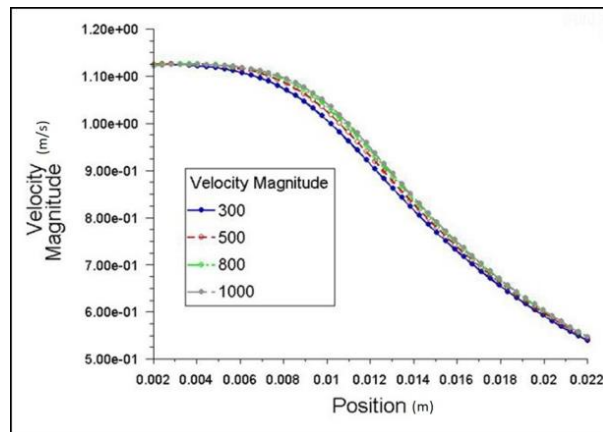
شایان‌ذکر است اندازه شبکه در محدوده نفوذ ۰/۰۰۰۱ متر می‌باشد که توانایی نشان دادن گردابه‌های مهم جریان را خواهد داشت. همچنین با محاسبه مقیاس‌های طولی η (مقیاس طولی کولموگروف) و l_0 (مقیاس طولی جریان) طیف انرژی^۱ در بازه‌ی

2 Inertial Subrange
3 Dissipation Range

1 Energy Spectrum



شکل ۶. نمایش طیف انرژی
Fig. 6: Energy spectrum



شکل ۵. استقلال از شبکه محاسباتی
Fig. 5: Grid independency

در مدل و نتایج تجربی در شکل ۸ انجام گرفت. در تحلیل‌های انجام شده فرکانس طبیعی نسبت به اندازه میانگین ریشه مربع توان چگالی طیفی^۱ ارائه شده است. با توجه به آزمایش انجام شده فرکانس ثبت شده برای تولید حباب در دبی ۲۴۰ میلی لیتر بر دقیقه برابر ۴۰ و ۸۰ هرتز می باشد. در مدل شبیه سازی شده این فرکانس ها دقیقاً نشان داده شده است. همچنین الگوی فرکانس نیز با دقت بالایی تشخیص داده شده و نوسان دوم در ۸۰ هرتز نیز به ثبت رسیده است. درحالی که در شبیه سازی عددی انجام شده توسط لیو [۴۰] تنها فرکانس اول با خطای نسبتاً زیاد ردیابی شده است و با وجود فرکانس های غیر فیزیکی ثبت شده الگوی فرکانس نیز ردیابی نشده است.

با توجه به نتایج شبیه سازی و مقایسه آن با نتایج تجربی مشاهده می شود که با افزایش دبی و بزرگ تر شدن حباب ها، فرکانس کوچک تر می شود و رابطه عکس بین فرکانس و شعاع حباب مشاهده می شود.

۷- تجزیه و تحلیل نتایج

به هنگام تولید حباب، نوسانات فشاری در سیستم ایجاد و سیگنال هایی در محیط منتشر می شوند. این سیگنال ها به دلیل ضرباتی که به خاطر اختلاف فشار درون و بیرون حباب، به صورت فرآیندهای هیدرودینامیکی در حین تشکیل حباب تولید می شود، به جریان وارد می شود. با توجه به کاهش اختلاف فشار با افزایش شعاع حباب، دامنه نوسانات و فرکانس ایجاد شده کاهش می یابد. همچنین بیشترین تحرکات و ضربات به هنگام جدا شدن و یا متصل شدن

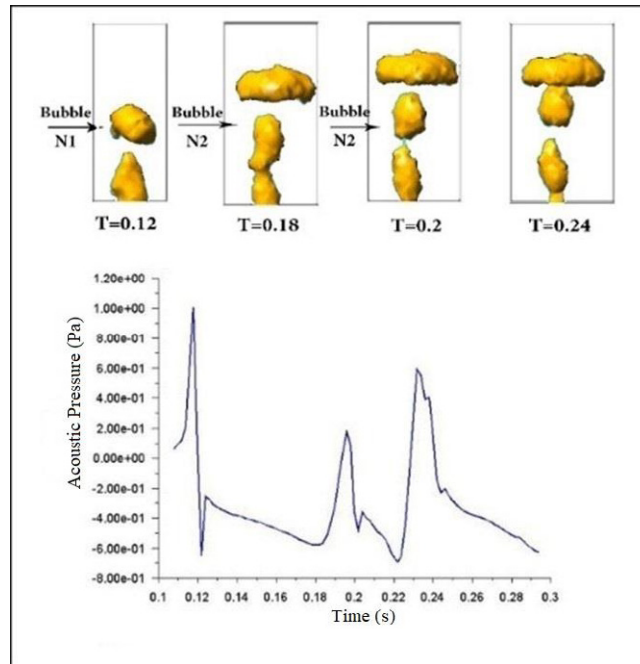
آکوستیک در میدان زمان با داده های شبیه سازی شده مقایسه شده است. شکل ۷ نوسانات مربوط به لحظات جدا شدن و یا تشکیل حباب می باشد. همان طور که در این شکل نمایان است بزرگ ترین پیک در زمان ۰/۱۲ ثانیه رخ داده است که گلوبی شدن و جدا شدن کوچک ترین حباب می باشد. همچنین بعد از زمان ۰/۱۲ بزرگ ترین نوسان در لحظه ۰/۲۴ رخ داده که در این زمان تشکیل و به هم پیوستن حباب ها مشاهده می شود. با تعریف صفحه مجازی و اعمال تراکم پذیری نوسانات تنها در لحظه جدایش ثبت شده است. در تحلیل نتایج عددی با توجه به تئوری های مطرح شده در بخش ۲ بایستی شعاع حباب برابر ۳/۰۱ میلی متر باشد که با توجه به اندازه گیری ها اولین حباب دارای شعاع ۳/۴ میلی متر شده است که شعاع حباب تا دقت بالایی درست تخمین زده شده است. همچنین در این اندازه سرعت ترمینال برابر ۰/۱۷۲ متر بر ثانیه می باشد که پارامترهای جریان به شرح رابطه (۱۷) می باشد:

$$Re = 1027, Fr = 0.707, We = \dots \quad (17)$$

$$2.432, Hm = 2.78e^{-11} \rightarrow Re > Hm^{\frac{1}{4}}$$

همان طور که از شکل پیداست شکل حباب از کروی تغییر شکل داده و ابتدا به صورت بیضوی و سپس به کلاهدک حبابی تغییر شکل می دهد. همچنین در ادامه شبیه سازی مشاهده شد که کلاهدک حبابی به دو حباب جدا از هم تغییر حالت می دهد.

با انتقال داده ها به میدان طیفی، مقایسه بین فرکانس ثبت شده



شکل ۷. شبیه‌سازی میدان جریان (نمودار نوسانات فشار آکوستیک نسبت به زمان)

Fig.7: Comparison of the pressure fluctuation with physics of bubbles formation

مختلف ثبت می‌شود. همچنین در کنار تشکیل حباب نوسانات دیگر ناشی از گردابه‌ها و برخورد جریان با دیواره‌ها ایجاد می‌شود. شایان ذکر است که این عوامل در دریافت‌کننده‌ای نزدیک‌تر نیز ثبت می‌شود اما با توجه به بزرگی نوسانات ثبت‌شده از نویز تشکیل حباب اثر آن‌ها مشاهده نمی‌شود و با دور شدن از منبع، نوسانات ثبت‌شده با داده‌های حاصل از تشکیل نویز هم‌مرتب‌ه شده و سبب تغییر در الگوها می‌شود. به‌منظور انجام تحلیل دقیق در بررسی‌های انجام‌شده، دریافت‌کننده‌های نسبتاً نزدیک (در فاصله ۱۰ تا ۲۰ میلی‌متری) به محل تشکیل حباب بررسی شده است. همچنین پیشنهاد می‌شود برای بررسی مدل در دریافت‌کننده‌های دور، با کمک شرایط مرزی مناسب اثرات انعکاس به حداقل برسد. با اعمال الاستیسیته در دیواره‌ها و حذف اثر نوسانات ناشی از مرزها می‌توان ثبت داده‌ها در الگوهای مختلف را ارتقا داد.

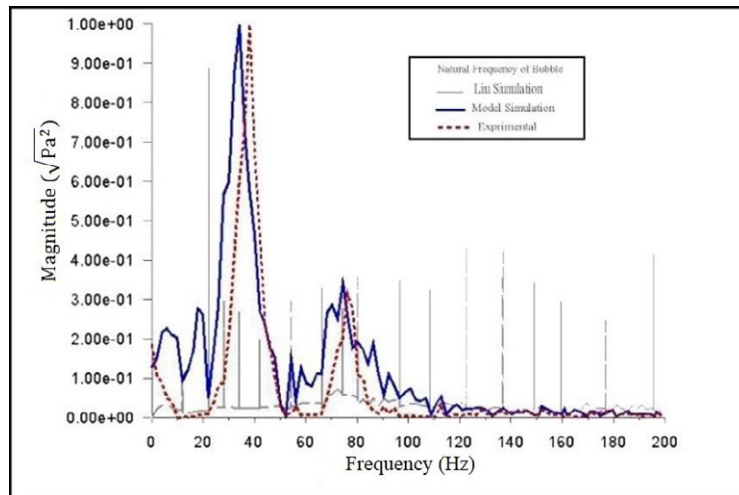
ب) نمونه‌برداری از منابع تولید نویز

همان‌طور که گفته شد طیف وسیعی از فرآیندهای آیرودینامیکی در سیال منجر به تولید نویز و انتشار آن در محیط می‌شوند. ورود و خروج سیال، آشفتگی جریان و همچنین شکل‌گیری حباب از جمله آن‌ها هستند. نمونه‌برداری از محل احتمالی منابع صوتی روش

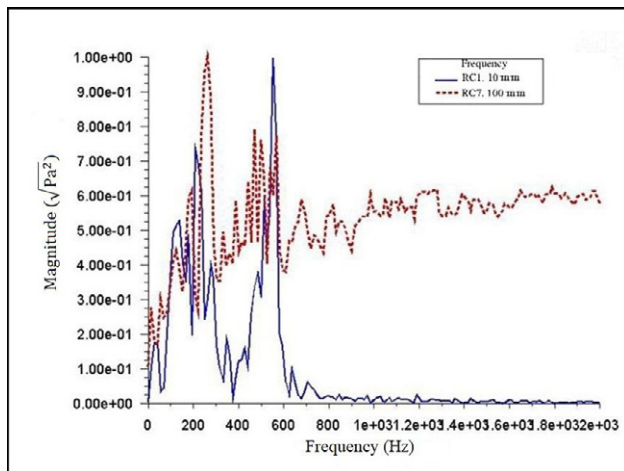
حباب‌ها صورت می‌گیرد، بنابراین بایستی سیگنال‌های تولید شده در لحظه گلویی‌شدن و تشکیل حباب‌ها بیشترین شدت را داشته باشند و پس از آن دامنه نوسانات به‌صورت نمایی کاهش یابد. به‌منظور بررسی نتایج، داده‌ها در میدان‌های زمانی و طیفی بررسی می‌شوند. شایان ذکر است که جهت نمونه‌برداری نوسانات فشار آکوستیک، هیدروفون‌ها در فاصله‌های ۱۰ میلی‌متر از هم به‌موازات انتشار حباب‌ها در جریان قرار داده شده است.

الف) ثبت نویز در دریافت‌کننده‌های گوناگون

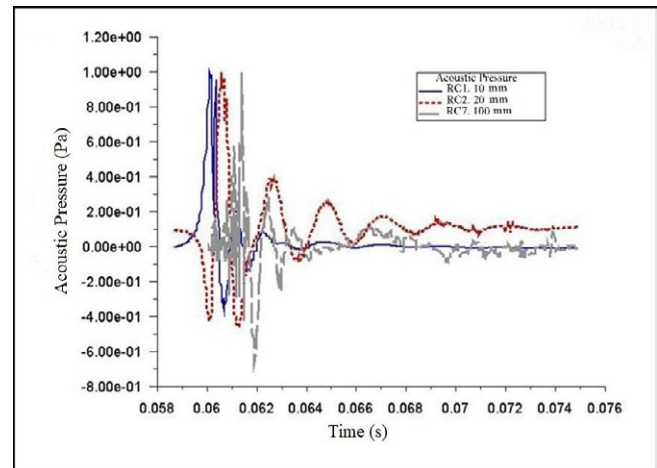
اولین نکته در ثبت نوسانات فشاری در میدان زمان، بررسی الگوی داده‌های ثبت‌شده در دریافت‌کننده‌های مختلف می‌باشد. به‌منظور نمایش مقایسه‌ای، نوسانات و فرکانس پیدایش حباب در دریافت‌کننده‌های مختلف، در شکل‌های ۹ و ۱۰ نشان داده شده است. از آنجا که شدت نوسانات ثبتی با دور شدن از منبع کاهش می‌یابد، داده‌ها در دریافت‌کننده‌های مختلف هم‌مرتب‌ه شده و نشان داده شده است که با وجود ثبت نوسانات اصلی در دریافت‌کننده‌های مختلف، الگو به‌تدریج تغییر کرده است. تغییر در الگوها با دور شدن از منبع، متأثر از انعکاس امواج و سایر منابع نویز می‌باشد. با برخورد امواج به دیواره‌ها نوسانات فشاری در مرزها ایجاد شده و در دریافت‌کننده‌های



شکل ۸. مقایسه داده‌های تجربی با مدل با دبی ورودی گاز ۲۴۰ میلی‌لیتر بر دقیقه (نمودار دامنه نوسانات نسبت به فرکانس)
 Fig.8: Comparison of the recorded natural frequency of the model with experimental data (Q=240 lit/min)



شکل ۱۰. ثبت اثرات غیر فیزیکی در دریافت‌کننده‌های گوناگون
 Fig. 10: Recording non-physical effects at distant receivers



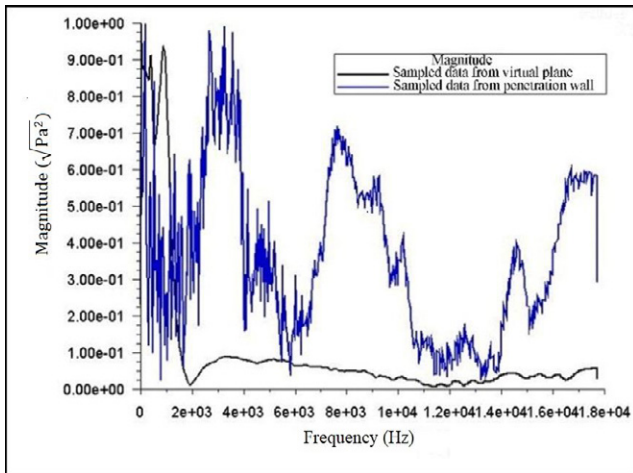
شکل ۹. نوسانات فشار آکوستیک در دریافت‌کننده‌های گوناگون
 Fig. 9: Acoustic pressure of various receivers

شکل ۱۰. ثبت اثرات غیر فیزیکی در دریافت‌کننده‌های گوناگون

ج) در نظر گرفتن اثر تراکم‌پذیری

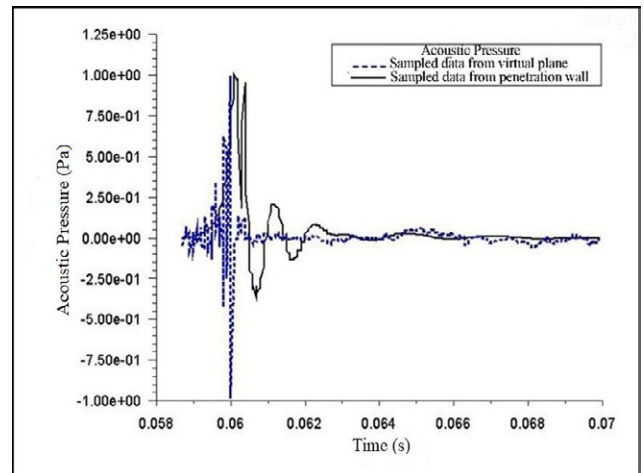
تأثیر تشکیل حباب بر روی پایداری جریان توسط محققان مختلف بررسی شده است. دی آگوستینو [۵۷] بر روی مقایسه اثر ورود حباب نسبت به سایر عوامل اغتشاشی در ناپایداری جریان تحقیق نموده است. هرچند اثرات تراکم‌پذیری در سرعت‌های بالا اهمیت پیدا می‌کند اما اشاره گردید اگر اثر مربوط به اندازه نسبی فرکانس‌های ناپایدارکننده (ω_m) و فرکانس طبیعی تشکیل حباب (ω_n) در نظر گرفته شود، در صورتی که ($\omega_m/\omega_n \ll 1$) آنگاه ورود حباب تراکم‌پذیری جریان را افزایش داده و اثرات

مناسبی جهت تعیین نوع و شدت نوسانات این فرآیندها می‌باشد. به‌منظور بررسی نوع نویزهای ثبت شده در دریافت‌کننده‌ها، داده‌های نوسان در سطح انتگرالی محل تشکیل حباب نمونه‌برداری شده است. شکل‌های ۱۱ و ۱۲ مقایسه نمونه‌برداری داده‌ها در دیواره نفوذ نسبت به محل تشکیل حباب می‌باشد. نشان داده شده که با نمونه‌برداری در محل تشکیل حباب، بزرگ‌ترین نوسان مربوط به جدایش حباب می‌باشد. همچنین ثبت داده‌ها در دیواره، سایر منابع تولید نویز از جمله آشفتگی جریان در حین خارج شدن از نازل و سایر فرآیندهای هیدرودینامیکی را نیز نشان می‌دهد.



شکل ۱۲. مقایسه فرکانس طبیعی تشکیل حباب در دیواره نفوذ با صفحه تشکیل حباب

Fig. 12: Comparison of the frequency in the penetration wall with the location of the bubble formation



شکل ۱۱. مقایسه نوسانات فشار آکوستیک تشکیل حباب در دیواره نفوذ با صفحه تشکیل حباب

Fig. 11: Comparison of acoustic pressure in the penetration wall with the location of the bubble formation

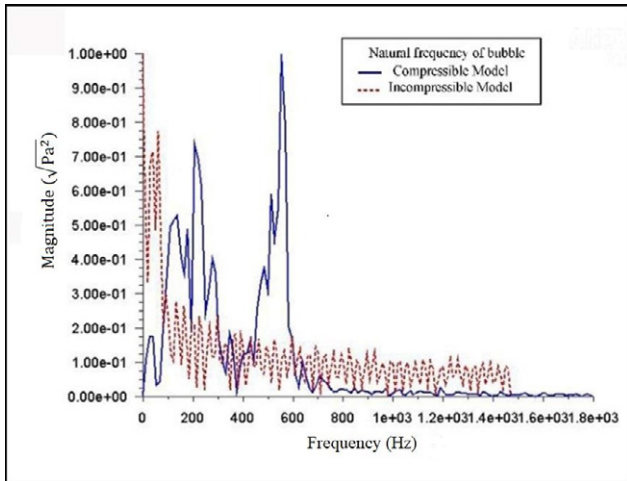
د) اثر شعاع حباب و دبی جرمی

به منظور بررسی اثر شعاع حباب در فرکانس طبیعی حباب، پیک نوسانات فشاری در لحظه جدایش یا شکل‌گیری حباب برای دبی‌های مختلف بررسی شده است. همان‌طور که در روابط (۴) و (۵) نشان داده شده است، انتظار می‌رود که با افزایش شعاع حباب فرکانس طبیعی آن کاهش یابد. در شکل ۱۵ نشان داده است که با کاهش شعاع حباب‌های ایجاد شده که به واسطه کاهش دبی ایجاد می‌گردد، فرکانس تشکیل حباب افزایش یافته است.

۸- نتیجه‌گیری

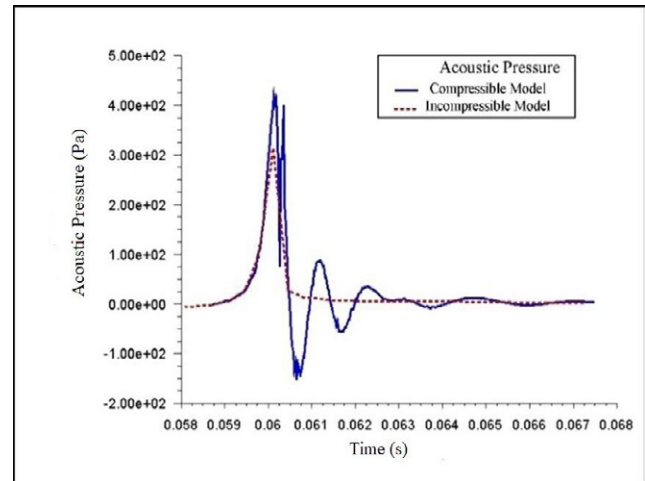
در این تحقیق با توجه به برتری محسوس تحلیل‌های آکوستیک در شناسایی پارامترهای جریان، نویزهای حاصل از فرآیندهای هیدرودینامیکی ناشی از تشکیل حباب شناسایی و شعاع حباب با خطای ۱۰ درصد مشخص شده است. فیزیک جریان گذرای دوفازی سه‌بعدی بر پایه روش حجم سیال شبیه‌سازی شده و برای برداشت دقیق نوسانات فشاری حاصل از ورود گاز از مدل آشفتگی ال‌ای‌اس استفاده شده است. چالش شبیه‌سازی عددی سطح مشترک با توجه به اهمیت تغییرات سطح مشترک در ایجاد نوسانات فشاری و نویز حاصل از تشکیل حباب، با استفاده از روش اچ.آر.آی.سی اصلاح شده حل شده است. همچنین به منظور تحلیل دقیق بر روی پارامترهای جریان

تراکم‌پذیری مهم می‌شود. بنابراین به هنگام تشکیل و جدا شدن حباب، پایداری جریان درگرو تشکیل حباب می‌باشد و باید اثرات تراکم‌پذیری را به مدل اضافه نمود. شکل‌های ۱۳ و ۱۴ مقایسه تأثیر در نظر گرفتن اثرات تراکم‌پذیری در مدل برای جریان گاز با دبی ۱۰ سانتی‌مترمربع می‌باشد. همان‌طور که مشاهده می‌شود، مدل تراکم‌پذیر نوسانات مرتبط به جدایش حباب در جریان را نشان می‌دهد. مدل تراکم‌پذیر، دو پیک نوسان در ۲۰۰ و ۵۰۰ هرتز را نشان می‌دهد. با توجه به نوسانات فشار آکوستیکی حباب اول در زمان ۰/۰۶ ثانیه تشکیل می‌شود و حباب دارای حجم ۰/۶۸۳ سانتی‌متر مکعب و شعاع ۵/۴ میلی‌متر خواهد بود. این در حالی است که نتایج آزمایشگاهی حجم حباب حاصل از تزریق گاز در شرایط موجود را ۰/۴۲ سانتی‌متر مکعب اندازه‌گیری کرده است [۲۲]. در شکل ۱۴ دو پیک نشان داده شده است. پیک دوم بیانگر فرکانس طبیعی تشکیل حباب می‌باشد. پس از تشکیل حباب و جدا شدن حباب در مسیر سبب باز شدن ناگهانی جریان شده و افت فشاری درون نازل و دیواره ایجاد می‌کند. پیک ۲۰۰ هرتز که دامنه کوچک‌تری نیز دارد، نشان‌دهنده این افت فشار ناشی و آشفتگی جریان ناشی از آن می‌باشد. این نوسانات در مدل تراکم‌ناپذیر بدست نیامده است. بنابراین نتیجه‌گیری می‌شود که مدل‌های تراکم‌ناپذیر به جهت تشخیص مناسب مکان نوسانات و فیزیک حاکم در داده‌های آکوستیک مناسب نمی‌باشد.



شکل ۱۴. مقایسه فرکانس طبیعی تشکیل حباب با در نظر گرفتن تراکم‌پذیری

Fig. 14: Compressibility effect in the recording natural frequency



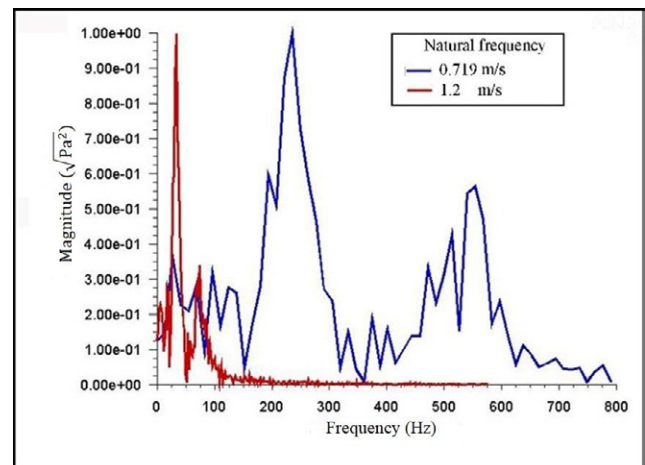
شکل ۱۳. مقایسه نوسانات فشار آکوستیک تشکیل حباب با در نظر گرفتن تراکم‌پذیری

Fig. 13: Compressibility effect in the recording acoustic pressure

گلوبی شدن حباب‌های کوچک رخ داده است. همچنین با نمونه‌برداری از نوسانات در صفحه موازی جریان، برداشت بهتر از پیک‌ها و کاهش نمایی دامنه رخ می‌دهد. همچنین با انتقال داده‌ها به میدان فرکانس، فرکانس جدایش حباب و تشکیل حباب استخراج و با نتایج تجربی و تئوری مقایسه شده است. همچنین با کاهش دبی و کوچک شدن اندازه حباب‌ها فرکانس ردیابی شده افزایش یافته است.

مراجع

- [1] R. Hughes, A. Handlos, H. Evans, R. Maycock, Formation of bubbles at simple orifices, in, Library of Congress, 1955.
- [2] L. Davidson, E.H. Amick Jr, Formation of gas bubbles at horizontal orifices, AIChE Journal, 2(3) (1956) 337-342.
- [3] R.J. Benzing, J.E. Myers, Low frequency bubble formation at horizontal circular orifices, Industrial & Engineering Chemistry, 47(10) (1955) 2087-2090.
- [4] C. Quigley, A. Johnson, B. Harris, Size and mass transfer studies of gas bubbles, in: Chemical Engineering Progress Symposium Series, American Institute of Chemical Engineers, New York, 1955, pp. 31.
- [5] W. Siemes, Gasblasen in Flüssigkeiten. Teil I: Entstehung von Gasblasen an nach oben gerichteten kreisförmigen Düsen, Chemie Ingenieur Technik,



شکل ۱۵. فرکانس طبیعی تشکیل حباب در دبی جرمی‌های مختلف

Fig. 15: Natural frequency of the bubble in different mass flow

و انطباق با تئوری‌های موجود مدل ارتقا داده شده است. تراکم‌پذیری جریان در محدوده شکل‌گیری حباب اعمال شده است. جایگذاری صفحه برداشت داده‌های آکوستیک به منظور کاهش خطای محاسباتی در اطراف شکل‌گیری محل نفوذ اصلاح شده و با کمک مدل ترکیبی آشفتگی و اعمال روش مناسب شبیه‌سازی سطح مشترک فیزیک چالش‌های موجود حل شده است. همچنین نشان داده شده است نتایج با مقایسه داده‌های تجربی و تئوری ارتقا پیدا کرده است. با بررسی‌های انجام‌شده نشان داده شد که نوسانات فشاری در لحظه گلوبی شدن حباب‌ها ایجاد شده است و بزرگ‌ترین نوسانات در

- Numerical Methods in Fluids, 67(6) (2011) 671-699.
- [17] A. Das, P. Das, Equilibrium shape and contact angle of sessile drops of different volumes—Computation by SPH and its further improvement by DI, *Chemical Engineering Science*, 65(13) (2010) 4027-4037.
- [18] A. Das, P. Das, Bubble evolution through submerged orifice using smoothed particle hydrodynamics: Basic formulation and model validation, *Chemical Engineering Science*, 64(10) (2009) 2281-2290.
- [19] M. Huber, D. Döbesch, P. Kunz, M. Hirschler, U. Nieken, Influence of orifice type and wetting properties on bubble formation at bubble column reactors, *Chemical Engineering Science*, 152 (2016) 151-162.
- [20] S. Fleckenstein, D. Bothe, Simplified modeling of the influence of surfactants on the rise of bubbles in VOF-simulations, *Chemical engineering science*, 102 (2013) 514-523.
- [21] M. Pourtousi, P. Ganesan, A. Kazemzadeh, S.C. Sandaran, J. Sahu, Methane bubble formation and dynamics in a rectangular bubble column: A CFD study, *Chemometrics and Intelligent Laboratory Systems*, 147 (2015) 111-120.
- [22] G.M. de Oliveira, A.T. Franco, C.O. Negrão, A.L. Martins, R.A. Silva, Modeling and validation of pressure propagation in drilling fluids pumped into a closed well, *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 103 (2013) 61-71.
- [23] N. Chung, W. Lin, B. Pei, Y. Hsu, Sound attenuation and its relationship with interfacial area density in an air-water two-phase bubbly flow, *Flow Measurement and Instrumentation*, 3(1) (1992) 45-53.
- [24] R.J. Benzing, J.E. Myers, Low frequency bubble formation at horizontal circular orifices, *Industrial & Engineering Chemistry*, 47(10) (1955) 2087-2090.
- [25] M.S. Longuet-Higgins, Monopole emission of sound by asymmetric bubble oscillations. Part 1. Normal modes, *Journal of Fluid Mechanics*, 201 (1989) 525-541.
- [26] M.S. Longuet-Higgins, Monopole emission of sound 26(8-9) (1954) 479-496
- [6] W. Siemes, Gasblasen in Flüssigkeiten. Teil II: Der Aufstieg von Gasblasen in Flüssigkeiten, *Chemie Ingenieur Technik*, 26(11) (1954) 614-630..
- [7] J. Davidson, B. Schüler, Bubble formation at an orifice in a viscous liquid, *Chemical Engineering Research and Design*, 75 (1997) S105-S115.
- [8] A.A. Kulkarni, J.B. Joshi, Bubble formation and bubble rise velocity in gas-liquid systems: a review, *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 44(16) (2005) 5873-5931.
- [9] R.T. Knapp, A. Hollander, Laboratory investigations of the mechanism of cavitation, *Transactions of the ASME*, 70 (1948) 419-433.
- [10] I. Dias, M. Reithmuller, PIV in two-phase flows: simultaneous bubble sizing and liquid velocity measurements, in: *Laser Techniques Applied to Fluid Mechanics*, Springer, 2000, pp. 71-85.
- [11] W. Lauterborn, W. Hentschel, Cavitation bubble dynamics studied by high speed photography and holography: part one, *Ultrasonics*, 23(6) (1985) 260-268.
- [12] H. Meng, P. Boot, C. Van Der Geld, High pressure optical measurements of sizes, velocities and longitudinal positions of bubbles, *International journal of multiphase flow*, 21(1) (1995) 95-105.
- [13] E. Gaddis, A. Vogelpohl, Bubble formation in quiescent liquids under constant flow conditions, *Chemical Engineering Science*, 41(1) (1986) 97-105.
- [14] H.N. Oguz, A. Prosperetti, Dynamics of bubble growth and detachment from a needle, *Journal of Fluid Mechanics*, 257 (1993) 111-145.
- [15] Z. Yang, T.-N. Dinh, R. Nourgaliev, B. Sehgal, Numerical investigation of bubble growth and detachment by the lattice-Boltzmann method, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44(1) (2001) 195-206.
- [16] A. Das, P. Das, Incorporation of diffuse interface in smoothed particle hydrodynamics: implementation of the scheme and case studies, *International Journal for*

- low Mach number, in: 16th AIAA/CEAS aeroacoustics conference, 2010, pp. 3996.
- [37] J. Liu, Simulation of whistle noise using computational fluid dynamics and acoustic finite element simulation, Theses and Dissertations, Mechanical Engineering-University of Kentucky, 2012
- [38] J. Liu, S. Qin, D. Wu, Acoustic analyses on jet-bubble formation based on 3D numerical simulations, in: INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings, Institute of Noise Control Engineering, 2016, pp. 1459-1467.
- [39] F. Xiao, M. Dianat, J.J. McGuirk, LES of turbulent liquid jet primary breakup in turbulent coaxial air flow, *International Journal of Multiphase Flow*, 60 (2014) 103-118.
- [40] J. Liu, W. Wang, N. Chu, D. Wu, W. Xu, Numerical simulations and experimental validation on passive acoustic emissions during bubble formation, *Applied Acoustics*, 130 (2018) 34-42.
- [41] X. Ma, B. Huang, Y. Li, Q. Chang, S. Qiu, Z. Su, X. Fu, G. Wang, Numerical simulation of single bubble dynamics under acoustic travelling waves, *Ultrasonics sonochemistry*, 42 (2018) 619-630.
- [42] N.K. Singh, P.A. Rubini, Large eddy simulation of acoustic pulse propagation and turbulent flow interaction in expansion mufflers, *Applied Acoustics*, 98 (2015) 6-19.
- [43] E. Habibi, M. Ansari, Acoustic analysis of aerodynamics noise of bubble formation in fluid column, *Sharif journal*, (2019), 10.24200/j40.2017.10769.1420 (In Persian)
- [44] J. Davidson, Bubble formation at an orifice in a viscous liquid, *Transaction of Institute of Chemical Engineering*, 38 (1960) 144-154.
- [45] C.E. Brennen, C.E. Brennen, *Fundamentals of multiphase flow*, Cambridge university press, 2005.
- [46] F. Nicoud, F. Ducros, Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor, *Flow, turbulence and Combustion*, 62(3) (1999) 183-200.
- [47] A.A. Al-Abidi, S.B. Mat, K. Sopian, M. Sulaiman, by asymmetric bubble oscillations. Part 2. An initial-value problem, *Journal of Fluid Mechanics*, 201 (1989) 543-565
- [27] M.S. Plesset, A. Prosperetti, Bubble dynamics and cavitation, *Annual review of fluid mechanics*, 9(1) (1977) 145-185.
- [28] T. Alhashan, A. Addali, The effect of salt water on bubble formation during pool boiling using acoustic emission technique, *IOSR Journal of Mechanical and Civil Engineering (IOSR-JMCE)* e-ISSN, (2016) 2278-1684.
- [29] T. Alhashan, A. Addali, J.A. Teixeira, S. Elhashan, Identifying bubble occurrence during pool boiling employing acoustic emission technique, *Applied Acoustics*, 132 (2018) 191-201.
- [30] L. Chen, C. Norwood, P. White, T. Leighton, Study of bubble formation dynamics based on associated acoustic radiation, *ICSV24, London, 23-27 July 2017*
- [31] Z. Wang, Y. Li, B. Huang, D. Gao, Numerical investigation on the influence of surface tension and viscous force on the bubble dynamics with a CLSVOF method, *Journal of Mechanical Science and Technology*, 30(6) (2016) 2547-2556.
- [32] N. Balcázar, O. Lehmkuhl, L. Jofre, J. Rigola, A. Oliva, A coupled volume-of-fluid/level-set method for simulation of two-phase flows on unstructured meshes, *Computers & Fluids*, 124 (2016) 12-29.
- [33] S.-P. Wang, G.-Q. Chen, X. Huang, Bubble dynamics and its applications., *Journal of Hydrodynamics*, (2018) 1-17.
- [34] R. Manasseh, G. Riboux, F. Risso, Sound generation on bubble coalescence following detachment, *International Journal of Multiphase Flow*, 34(10) (2008) 938-949.
- [35] P.A.V. Olivares, Acoustic wave propagation and modeling turbulent water flows with acoustics for district heating pipes, Ph. D. dissertation, Uppsala Univeristy, 2009.
- [36] M. Piellard, C. Bailly, Several Computational Aeroacoustics solutions for the ducted diaphragm at

- CICSAM and HRIC high-resolution schemes for interface capturing, *Journal of theoretical and applied mechanics*, 46 (2008) 325-345.
- [54] J.E. Ffowcs Williams, D.L. Hawkings, Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 264(1151) (1969) 321-342.
- [55] H. Grosshans, A. Movaghar, L. Cao, M. Oevermann, R.-Z. Szász, L. Fuchs, Sensitivity of VOF simulations of the liquid jet breakup to physical and numerical parameters, *Computers & Fluids*, 136 (2016) 312-323.
- [56] A. Vazquez, I. Leifer, R. Sánchez, Consideration of the dynamic forces during bubble growth in a capillary tube, *Chemical Engineering Science*, 65(13) (2010) 4046-4054.
- [57] L. d'Agostino, C.E. Brennen, Acoustical absorption and scattering cross sections of spherical bubble clouds, *The Journal of the Acoustical Society of America*, 84(6) (1988) 2126-2134.
- A.T. Mohammed, CFD applications for latent heat thermal energy storage: a review, *Renewable and sustainable energy reviews*, 20 (2013) 353-363.
- [48] S. Yakubov, T. Maquil, T. Rung, Experience using pressure-based CFD methods for Euler–Euler simulations of cavitating flows, *Computers & Fluids*, 111 (2015) 91-104.
- [49] O. Coutier-Delgosha, J. Reboud, Y. Delannoy, Numerical simulation of the unsteady behaviour of cavitating flows, *International journal for numerical methods in fluids*, 42(5) (2003) 527-548.
- [50] M. Dular, O. Coutier-Delgosha, Numerical modelling of cavitation erosion, *International journal for numerical methods in Fluids*, 61(12) (2009) 1388-1410
- [51] E. Goncalves, M. Champagnac, R. Fortes Patella, Comparison of numerical solvers for cavitating flows, *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 24(6) (2010) 201-216
- [52] Adams N, Schmidt S. (2013). “Bubble dynamics and shock waves”, , Heidelberg: Springer; p.235–56
- [53] T. Waclawczyk, T. Koronowicz, Comparison of