فصل اول

کليات

۱-۱-مقدمه

اهميت جريانهاي چند فازي در بسياري از فرآيندهاي صنعتي باعث شده است تا اين گروه از جريان سيالات در مدلسازي عددي ديناميک سيالات نقش قابل ملاحظه اي داشته باشد.

مجموعه هاي چند فازي معمولا بر اساس اشکال فازي طبقه بندي مي شوند. در اين تحقيق جريان دو فاز گاز-جامد درون يک جداکننده سيکلوني و نيز جريان سه فاز گاز-جامد-مايع درون اسکرابر بررسي شده است. براي مدلسازي جريانهاي چند فازي سه راه کلي پيش رو مي باشد:

۱- روشهاي آزمايشگاهي که مبتني بر مدلسازي در مقياس آزمايشگاهي و بهره گيري از تجهيزات مشابه مورد نياز مي باشد.

۲- محاسبات تئوري که شامل استفاده از معادلات رياضي در مدلسازي جريان مي باشد.

۳- روشهاي محاسباتي که در آن روشهاي کامپيوتري مدرن جهت بررسي جريانهاي پيچيده و چند بعدي بکار گرفته مي شود.

با توجه به هزينه نسبتا زياد کارهاي آزمايشگاهي و در نظر گرفتن اين واقعيت که مدلهاي آزمايشگاهي در مقياس بسيار کوچکتري نسبت به نمونه واقعي ساخته مي شوند و نيز نمي توانند گستره وسيعي از مسائل را در نظر گيرند، لذا از تحليل هاي تئوري و محاسباتي نيز براي تعميم مدل استفاده مي شود.

با توجه به مطالب ذكر شده مي توان عنوان نمود كه قابليت پيشگويي و فهم فيزيكي جريانهاي چند فازي به مدلهاي تئوري و محاسباتي وابسته بوده و لذا اين امر به عنوان مانعي بزرگ در مسير تحليل جريانهـاي چند فازي به شمار مي آيد.

در پروژه حاضر با توجه به مشخصات سيستمهاي مورد بررسي دو نوع جريان تحليل مي گردد.

در ابتدا جريان دو فازي گاز-جامد درون سيكلون بررسي مي شود. سيكلون با توجه به سادگي عملكـرد و محدوده وسيع كاربري آن، در دما و فشارهاي مختلـف، هزينـه پـايين سـاخت و تعميـر و نگهـداري آن و همچنين محدوده وسيع قطر ذراتـي كـه مـي تواننـد در جداسـازي اسـتفاده شـوند ، از جملـه تجهيـزات جداسازي است، كه امروزه كاربرد وسـيعي در صـنعت پيـدا كـرده اسـت. فرآينـد بررسـي الگـوي جريـان درسيكلون، شامل بررسي حركت تک ذره جامد درون سيال و نحوه تقابل نيرويي ايـن دو فـاز بـا يكـديگر بوده كه اهميت ويژه اي داشته و زمينه ساز دستيابي به ميزان كارايي سيكلون مي باشد.

در بخش ديگري از اين پروژه نيز به بررسي جريان سه فازي در اسكرابر پرداخته مي شود. اسكرابر نيـز بـه عنوان غبارگير از نوع تر ، در مواردي كه ساير شيوه هاي غبار گيري بـه صـرفه و يـا مقـدور نباشـد، مـورد استفاده قرار مي گيرد. اين تجهيز نيز داراي مزايا و معايبي است كه در فصل مربوطه به آن اشاره مي شود.

۱-۲-مروري بر كارهاي انجام شده

تاكنون در زمينه مدلسازي سيكلون و بهبود عملكرد و كاهش افت فشار در آن تحقيقات گسترده اي انجام شده است. در ادامه صرفا به تعدادي از اين تحقيقات كه نتايج برگرفته از آنها در اين پروژه مـورد اسـتفاده قرار گرفته، اشاره شده است.

فابيو و لئوناردو(۱۹۹۹)[۱] اثر بار ذرات ورودي بالا را بر افت فشار و بازدهي سيكلون بررسي كردند[۱].

در اين تحقيق كه از كاتاليست FCC به عنوان فاز ثانويه استفاده شده است، محـدوده اي تـا $20kg$ فـاز جامد بر واحد جرم گاز آزمايش شده است. نتايج تحقيق نشان مي دهد كه با افـزايش بـار ذرات ورودي تـا مقدار مشخصي، بازده افزايش يافته و پس از آن شروع به كاهش مي كند.

[1]- *Fabio Luis , Leonardo Golstein*

همچنين آزمايشات اين محققين نشان مي دهد كه بطور كلي نمي توان افـت فـشار را تـابعي از بـار ذرات دانست و پيشنهاد شده است كه افت فشار جريان دو فازي در سيكلون را ٤٧% افت فـشار هـواي تميـز در نظر گرفته شود.

لي و يان(٢٠٠٣)[1] با انجام يک تحليل عددي اثر شـدت تـوربلانس و ضـخامت لايـه مـرزي را بـر بـازدهي سيكلون بررسي كرده اند[٢] . در اين تحقيق همچنين اثر نيروي بالابر سافمن كه در اثـر گراديـان سـرعت ايجاد مي شود، مورد بررسي قرار گرفته است. با توجه به اينكه زمان مانـد اكثـر ذرات بـيش از يـک ثانيـه است، نيروي سافمن با شتاب دادن به حركت ذرات، اين زمان را كاهش مي دهد. نتايج اين تحقيـق نـشان مي دهد كه افزايش شدت توربلانس، بازده جداسازي ذرات كوچک را كاهش مي دهد. همچنين با كـاهش ضخامت لايه مرزي بازده جداسازي افزايش مي يابد.

جوليوس و چانگ(٢٠٠٤)[2] به بررسي اثرات دما و سرعت ورودي بر افت فشار پرداخته و با استفاده از مـدل توربلانس RSM افت فشار درون سيكلون را بررسي كرده و به ايـن نتيجـه رسـيدند كـه افـزايش دمـا تـا $1200k$ افت فشار را تا حدود ٠,١ مقدار اوليه كاهش مي دهد[٣].

ژيانگ و لي (٢٠٠٤)[3] به بررسي اثر ارتفاع بر الگوي جريان در درون سـيكلون پرداختـه و بـه ايـن نتيجـه رسيدند كه در يک سيكلون مشخص، توزيع سرعت مماسي بـر حـسب موقعيـت محـوري تغييـر چنـداني ندارد[٤]. همچنين تغيير سرعت مماسي در قسمت استوانه اي و مخروطي سيكلون تغيير قابل ملاحظه اي ندارد و لذا در قسمت مخروطي بدليل كاهش سطح مقطع، شتابگيري سرعت اتفاق نمي افتد.

سرعت مماسي با افزايش ارتفاع سيكلون، بشدت كاهش مي يابد و در نتيجه افزايش بـيش از حـد ارتفـاع سيكلون سبب كاهش بازدهي مي شود. از طرف ديگر كاهش بيش از حد ارتفاع سيكلون نيز سـبب ايجـاد مسير كوتاه شده و بازدهي بشدت افت مي كند.

[1] -*Li xiaodong , Yan Jianhua*
[2] -*Jolius Gimbon , T.G.Chang*
[3] -*R.B.Xiang , K.W.Lee*

شين و کيم(۲۰۰٤)[1] تحليلي عددي و آزمايشگاهي در زمينه اثر محيطهـاي دمـا و فـشار بـالا بـر کـارايي سيکلون انجام داده اند[٥]. اين محققين با در نظر گرفتن مدل دو بعـدي متقـارن از سـيکلون، در شـرايط مختلف از نظر دما، فشار و دبي حجمي هوا، مسير حرکت ذرات را مورد بررسي قرار داده و بـازده سـيکلون را بدست آوردند. نتايج نشان مي دهد که افزايش فشار و دما اثر يکديگر را در زمينه بهبود کارايي سيکلون خنثي مي کنند. بدين صورت که افزايش فشار سـبب افـزايش بـازدهي شـده و افـزايش دمـا در محـدوده مشخصي از دبي حجمي جريان، سبب کاهش بازدهي مي گردد.

شالبي و پاچلر(۲۰۰٥)[2] با بررسي تاثير مدلهاي توربلانس مختلف بر جريان فاز پيوسته در سيکلون و توجه به شدت چرخش جريان درون سيکلون، به اين نتيجه رسيدند که مدلهاي تـوربلانس پيـشرفته اي نظيـر LES ,RSM براي تحليل جريان در سيکلون مناسب مي باشند و نتايج بهتري نسبت به مدل $k-\varepsilon$ ارائه مي دهند[٦]. دليل کارايي ضعيف مدل $k-\varepsilon$ در پيش بيني توربلانس جريان درون سيکلون اين است که فرض مهم همگن بودن توربلانس، در مـورد جريانهـايي بـا توزيـع فـشار غيـر يکنواخـت نظيـر جريانهـاي چرخشي صادق نيست.

ژانگ و لي(۲۰۰٥)[3] به بررسي اثر ابعاد قسمت مخروطي سيکلون پرداخته و با بررسـي الگـوي جريـان در سه سيکلون به اين نتيجه رسيدند که کاهش قسمت پايين مخروطي سبب افزايش بازدهي مي گردد[۷].

کاراگوز و آوکي(۲۰۰٥)[4] با بررسي افت فشار در سيکلونهاي ورودي مماسي و ارائه يک مدل رياضي جديد، روشي ساده و موثر براي محاسبه افت فشار در سيکلونهاي ورودي مماسي ارائه کردند[۸]. نتـايج تحقيقـات آنها حاکي از آن است که ضريب افت فشار ثابت نيست و تابعي از ابعاد هندسي و شرايط عملکرد سـيکلون مي باشد.

کيان و هوانگ(۲۰۰٦)[5] با استفاده از مدل اويلري ساده شده ي $ASMM$ [1] ، اثر غلظـت ذرات در ورودي بـر عملکرد سيکلون را بررسي کرده اند[۹].

---

[1] -Mi Soon Shin , Hey Suk Kim
[2] -H Shalaby , K Pachler
[3] -Rong B.Xiang , Ken W.Lee
[4] -Irfan Karagoz , Atkan Avci
[5] -Fuping Qian , Zhijia Huang

نتايج حاكي از آن است كه غلظت بالاي فاز ثانويه بطور جـدي سـبب كـاهش انـرژي گردابـه و در نتيجـه تضعيف سرعت مماسي در سيكلون مي گردد. اثر ديگر افزايش غلظت ذرات در ورودي، كاهش افـت فـشار سيكلون مي باشد كه اين پديده را مي توان بوسيله كـاهش سـرعت مماسـي ايجـاد شـده در اثـر افـزايش اصطكاك ديواره توجيه كرد. آنها همچنين دريافتند كه بازده سيكلون با افزايش غلظت فاز ثانويـه در ابتـدا افزايش و پس از مقدار مشخصي كاهش مي يابد.

ليمينگ شي و بايلس(۲۰۰٦)[2] به مقايسه شرايط مرزي فاز گسسته و تاثير آن بر عملكرد سيكلون پرداخته و عكس العمل ذره را در برخورد با ديواره در حالات مختلف بررسي كردند[۱۰].

در زمينه اسكرابر از نوع برج اسپري تاكنون كـار عـددي و آزمايـشگاهي چنـداني صـورت نگرفتـه و اكثـر پژوهشهاي صورت گرفته در اين زمينه به رفع آلودگي از گازهاي آلاينده نظير so_2 مربوط مي شود. با اين حال كارهاي جانبي موجود نيز خالي از فايده نمي باشند.

هايدنريش و ابرت(۱۹۹۵)[3] به بررسي رشد قطرات تقطير شونده به عنوان روشي مقدماتي براي جداسـازي ذرات زير ميكروني از گازها پرداخته اند[۱۱]. آنها در اين تحقيق بصورت تئوري و آزمايشگاهي اثـرات فـوق اشباع، تجمع بخار آب تقطير شونده، غلظت ذرات، دما و توزيع اندازه اوليه را بر فعـال سـازي و نـرخ رشـد قطرات بررسي كردند. نتايج نشان مي دهد كه ذراتي با اندازه كـوچكتر از نـانومتر داراي نـرخ رشـد بـسيار سريعي مي باشند. بنابراين ذرات ميكروني را به كمك جدا كننده هاي ثقلي نظير سـيكلون مـي تـوان بـه راحتي جدا كرد.

سين چن(۲۰۰۵)[4] با تحقيق در مورد جذب آلودگي هوا بوسيله تك قطره از طريق نيـروي پـسا در اعـداد رينولدز متوسط، به بررسي پديده انتقال جـرم در اطـراف يـک قطـره آب و در سـه عـدد رينولـدز ورودي مختلف پرداخته است[۱۲]. از نقطه نظر حركت قطره، زماني كه رينولدز ورودي بزرگتر باشد، كاهش شتاب قطره سريعتر خواهد بود.

---

[1] -*Algebric Slip Mixture Model*
[2] -*Liming Shi , David J Bayless*
[3] -*S.Heidenreich , F.Ebert*
[4] -*Wei Hsin Chen*

۱-۳-هدف پروژه

تحقيق حاضر بر مبناي پروژه تعريف شده توسط واحد دانه بنـدي گـوگرد پتروشـيمي رازي شـكل گرفتـه است كه در آن علاوه بر مطالعه عددي و آزمايـشگاهي جريانهـاي چنـد فـازي، در صـدد افـزايش كـارايي سيستمهاي غبارگير پتروشيمي رازي و نيز رفع مشكلات موجود در اين واحد ها نيز مي باشد.

ورود غبارات گوگرد به محيط، علاوه بر ايجاد آلودگي شديد سبب بروز بارانهاي اسيدي نيز خواهد شد كـه بشدت مخرب مي باشد. از اينرو فرآيند صحيح دانه بنـدي گـوگرد عـلاوه بـر ايـن كـه بـه كـاهش ميـزان آلايندگي مي انجامد، با افزايش كيفيت محصول سبب مي شود، نگهداري و حمل و نقل محصول بـسادگي صورت پذيرفته و در بازارهاي بين المللي سطح قابل قبولي از تقاضا را بهمراه داشته باشد.

در طول فرآيند دانه بندي از دو مرحله غبار گيري تر و خشک استفاده مي شود. بدين ترتيب كه نخـست توسط يک فن القايي، غبارات ميكروني گوگرد از درون دستگاه دانه بندي[1] مكيده شده و به ترتيب پـس از عبور از اسكرابر و سيكلون، مقدار زيادي از اين ذرات جمع آوري مي شوند. در نهايـت غبـارات جمـع آوري نشده كه محدود و بسيار ريز مي باشند، از طريق دود كش وارد محيط مي شود.

سيكلون و اسكرابر موجود در اين واحد ساخت شركت پليمكس لهستان بـوده و عليـرغم آنكـه بـيش از ۷ سال از راه اندازي آنها نمي گذرد، با كارايي مناسبي همراه نبوده و سبب شده است تا غبارات بخوبي جمـع آوري نشود. هواي خروجي از سيكلون كه با ذرات زيادي همراه است، فن القايي را از حالـت تعـادل خـارج نموده و صداي شديدي را ايجاد كند. اين مشكلات سبب شده كه فعاليـت ايـن واحـد هـر هفتـه بمنظـور شستشوي فن ياد شده متوقف گردد. هدف از انجام اين پروژه علاوه بر شبيه سـازي فرآينـد غبـار گيـري، ارائه راهكارهاي عملي جهت مرتفع ساختن مشكلات ياد شده است.

[1] -*Granulation*

شکل(۱-۱): سيکلون و اسکرابر واحد دانه بندي گوگرد و فن القايي که جهت شستشو از سرويس خارج شده است

۱-٤-کليات پروژه

در فصل دوم مکانيزم عملکرد سيکلون مورد بررسي قرار گرفته و معادلات حاکم بر جريان گـاز و مکـانيزم جداسازي غبار در سيکلون تشريح مي گردد. در ادامه ضمن معرفي انواع سيکلونها، الگوي جريـان و مولفـه هاي سرعت جريان در سيکلون مورد بررسي قرار مي گيرد.

در فصل سوم به تشريح فرآيند غبارگيري پرداخته و نمونه آزمايشگاهي ساخته شده نيز ارائه مي گردد. در فصل چهارم به بررسي مساله مهم افت فشار در سيکلون پرداخته و با دلايـل بـروز ايـن پديـده و راههـاي محاسبه مقدار آن ارائه مي گردد. فصل پنجم به بازده جمع آوري سيکلون و پارامتر هاي تاثير گذار بر ايـن کميت اختصاص داده شده است.

در فصلهاي ششم و هفتم به روش مدلسازي جريانهاي چند فازي در مختصات لاگرانـژي و اويلـري اشـاره شده است. در اين فصول حرکت ذرات در درون ميدان جريـان مدلـسازي شـده و معـادلات بقـاء و موازنـه نيرويي براي فاز ثانويه مورد توجه قرار مي گيرد.

در فصل هشتم به معرفي اسکرابر و اصول مدلسازي اسپري و عوامل موثر بر آن مي پردازيم.

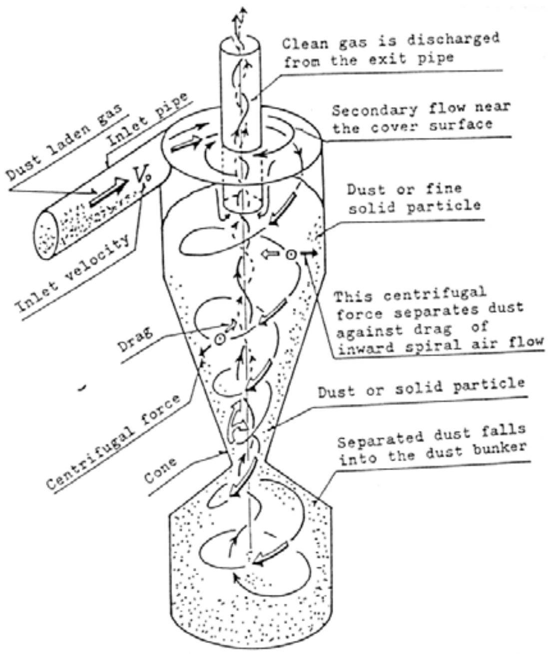
نهايتا در فصل نهم نتايج بدست آمده ارائه شده و مورد تجزيه و تحليل قرار مي گيرد.

فصل دوم

مکانیزم عملکرد سیکلون

۲-۱- مقدمه

سیکلونها به دلیل نیروي گریز از مرکزي که توسط چرخش گاز ایجاد مي شود، ذرات را از گاز جدا مي نمایند. در شکل ۲-۱ نمایشي از جریان سیال و فاز جامـد و همچنـین نیروهـاي وارد بـر فـاز جامـد و فرآیند جداسازي غبار در یک سیکلون ارائه شده است.



شکل (۲-۱): دیاگرام سه بعدي الگوي جریان و مکانیزم جداسازي غبار [۱۳]

در موقعیتهاي معمول عملیاتي نیروي گریز از مرکز وارد بر یک ذره غبار بـا قطـر D_p کـه بـا سـرعت مماسي U_t بالا و در شعاع r مي چرخد، از رابطه زیر محاسبه مي گردد.

$$F = \rho_p \frac{\pi}{6} D_p{}^3 \frac{U^2 t}{r} \quad (۱-۲)$$

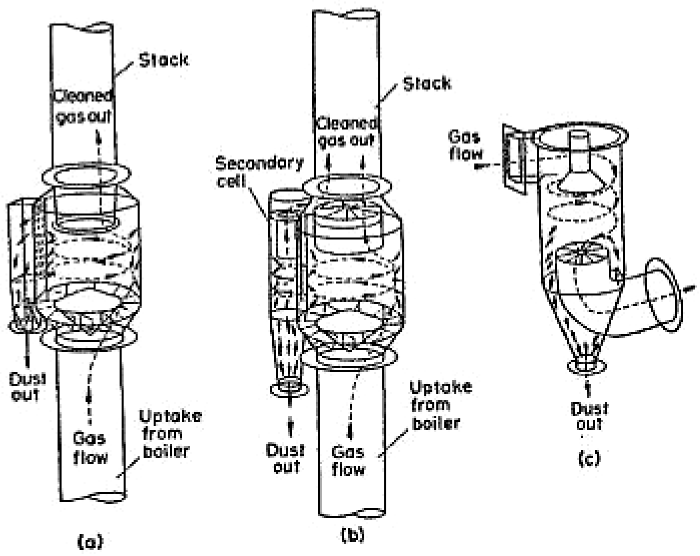
در سیکلونهایي با قطر خیلي بزرگ که داراي مقاومت خیلي پایین هستند، این نیرو حـدود ۵ برابـر و درسیکلونهایي با قطر خیلي کوچک، مقدار این نیرو ۲۵۰۰ برابر نیروي گرانشي وارد بر ذره اي به قطـر D_p است. نیروي گرانشي وارد بر ذره اي به قطر D_p با استفاده از رابطه ۲-۲ محاسبه مي گردد.

$$G = \rho_p \frac{\pi}{6} D_p^3 g \quad (۲-۲)$$

از اینرو بیان مي شود که سیکلونها با وجود این موضوع که ساختمان ساده اي دارند، مي توانند نیروي گریز از مرکز زیادي بر ذرات اعمال نمایند. جریان گاز حامل ذرات غبار از کانال ورودي گاز، که معمولا در بالاي بدنه سیکلون قرار دارد، وارد سیکلون مي شـود. مقطـع ورودي در برخـي از انـواع سـیکلونها مستطیلي و در برخي دیگر دایره اي است. شکل مـستطیلي بـا ایـن ارجحیـت همـراه اسـت کـه ورود جریان از نظر مماسي مناسبتر است.

گاز ابتدا در فضاي حلقوي بین سطح جانبي لوله خروج و سطح داخلي اسـتوانه سـیکلون و سـپس در محفظه داخلي سیکلون به چرخش در آمده و به این ترتیب یک گرداب محیطي تشکیل مي شود. این عمل باعث افزایش نیروي گریز از مرکز شده و با توجه بـه اینکـه چگـالي ذرات بیـشتر از چگـالي گـاز است، لذا ذرات جامد بطرف جداره استوانه اي و مخروطي هدایت شده و بکمک نیروي گریـز از مرکـز، غبار را از گاز جدا مي گردد. گاز همچنان بصورت دوراني بطرف پایین به سمت نوک مخـروط حرکـت کرده و در ته مخروط جهت جریان در حال چرخش گاز بطرف بـالا عـوض مـي شـود و باعـث ایجـاد گرداب در مرکز سیکلون مي گردد. وجود بخش مخروطي سیکلون براي تبدیل جهت جریان گاز پایین رونده به گرداب بالارونده الزامي نبوده، بلکه طول مورد نیاز سیکلون را براي تاثیر بر این معکوس شدن کاهش مي دهد. هدف عمده بخش مخروطي رساندن ذرات جمع شـده بـه یـک نقطـه مرکـزي بـراي جابجایي ساده تر است.

ذرات جامد پس از تماس با جداره سيكلون به ته آن منتقل شده و از سيكلون خارج مي شوند. جريـان گاز نيز از طريق لوله اي كه محور آن منطبق بر محور سيكلون است و در قسمت بالا قرار گرفته خارج مي شود. بايد به اين نكته توجه داشت كه ذرات جامد همواره بـدليل جاذبـه گرانـشي بـه طـرف لولـه خروج نرفته بلكه عمدتا بدليل حركت انتقالي همراه با چرخش گاز بسمت راس مخروط حركت نمـوده كه باعث انتقال ذرات به قسمت پايين سيكلون مي شود. بنابراين سيكلون مي تواند در شكلهاي شـيب دار، افقي و حتي وارونه با جريان مارپيچي گاز از پايين به بالا نيز ساخته شود.



شكل (٢-٢): انواع غبارگيرهاي گريز از مركز با جريانهاي بالا و پايين رونده (a) جمع كننده با جريان بالارونده و جدا كننده اي بصورت محفظه ته نشين (b)جمع كننده با جريان بالارونده و جدا كننده سيكلوني (c)جدا كننده با جريان گردابي پايين رونده[١٤]

از آنجا كه نيروي گريز از مركز از انرژي جنبشي حاصل مي شود، ايـن انـرژي در خـود جريـان وجـود داشته و از اينرو با هدايت جريان به داخل استوانه بصورت مماسـي، از ايـن نيـرو در جهـت جداسـازي ذرات بهره برداري مي شود. اين انرژي باعث چرخش سيال در داخل سيكلون شده و در اثر آن نيرويي شعاعي به ذرات اعمال مي گردد.

نيروي ثقل نيروي ديگري است كه به ذره وارد مي شود. برآيند نيروي شعاعي و نيروي ثقـل، نيرويـي گردابي ايجاد كرده كه ذره را بطرف پايين فرستاده و باعث مي شود ذره در داخل سيكلون یک مـسير پيچشي را طي كرده تا به محل خروجي برسد.

براي بررسي فرآيند جداسازي ذرات، ذره اي در سيال موجود در سـيكلون در نظـر گرفتـه مـي شـود. فرمولهاي تئوري محاسبه سيكلونها با فرض حركـت شـعاعي ذرات بطـرف جـدار سـيكلون و برقـراري تعادل بين نيروي گريز از مركز و نيروي پسا، بدست آمده است. هنگامي كه اين نيروها در حال تعـادل باشند، ذره غبار در اثر اينرسي با سرعت بطرف جداره سيكلون رانده مي شود.

در محل ورودي سيكلون چون سرعت شعاعي ذره برابر صفر است، لذا نيروي گريز از مركز به مراتب از نيروي پسا بزرگتر خواهد بود. ولي با افزايش اين سرعت در بازه زماني كوتاهي نيروهاي وارد بر ذره بـه تعادل رسيده و پس از آن ذره در امتداد شعاع با سرعت يكنواخت U_r حركت مي كند.

از تساوي نيروي گريـز از مركـز وارد بـر ذره و قـانون اسـتوكس و جايگـذاري $u_r = \frac{d_r}{d_t}$ رابطـه ۲-۳ حاصل مي شود.

$$rdr = \frac{D_p^2 \rho_p U_t^2 dt}{18\mu} \qquad (۲-۳)$$

با حركت ذره بطرف ديوار سرعت مماسي افزايش مي يابد. در ضـمن حركـت شـعاعي آهـسته بـوده و فاصله اي كه ذره طي مي نمايد كوتاه مي باشد. چنانچه سـرعت مماسـي ثابـت فـرض شـود، خطـاي زيادي بوجود نمي آيد. با انتگرالگيري بر روي حداكثر فاصله شعاعي ذره $R_c - R_t$، رابطه ۲-٤ حاصـل مي شود.

$$Rc^2 - Rt^2 = \frac{D_p^2 \rho_p U_t^2 dt}{9\mu} \qquad (۲-٤)$$

به دليل فرضيات محدود كننده كه ازجمله آنها فرض ذرات كروي بوده كه در حين تـه نـشيني دچـار تغيير شكل نشده و به يكديگر نمي چسبند، از اثر حركت جريان گردابـي جريـان گـاز در سـقوط آزاد ذرات صرفنظر مي شود.

در اكثر موارد عملي، سرعت مماسي برابر با سرعت متوسط گاز هنگام ورود به سيكلون در نظر گرفتـه مي شود. با اين حال ملاحظه رابطه ۲-۳ تاثير بعضي از عوامل در بهبود هر چه بيشتر عملكرد سيكلون را نشان مي دهد.

- افزايش سرعت جريان گاز باعث افزايش بازدهي سيكلون مي شود. بديهي است سرعتهاي زياد باعث ايجاد گردابه هايي مي شود كه ذرات غبار ته نشين شده را با خود حمل مي كند و باعث كاهش بازدهي نيز مي شود. معمولا سرعت مناسب گاز با توجه به شرايط طراحي انتخاب مي شود.
- بالاتر بودن چگالي ذرات، به ته نشيني كمک مي كند.
- كاهش $R_c - R_t$ سبب مي شود تا ذرات مسير كوتاهتري را براي ته نـشيني طـي نماينـد. البتـه كاهش بيش از حد آن نيز بعلت تراكم غبار در ورودي سـيكلون بـا اشـكالاتي از قبيـل مـسدود شدن مسير همراه است. چنانچه $R_c - R_t$ ثابت ولي مقدار $R_c + R_t$ افزايش يابـد ميـزان كلـي غبارگيري كاهش مي يابد. براي دسترسي به بازدهي بالا سيكلونهاي با قطر كوچک مناسـب تـر هستند.
- ازدياد دما باعث افزايش ويسكوزيته و كاهش بازدهي مي شود.

در صورتي كه فرض شود تعداد دورهاي لازم براي اينكه ذره فاصله عرضي گاز را طي كنـد و سـپس از آن جدا گردد n باشد، زمان لازم براي انجام اين تعداد دور به سرعت زاويه اي ω مطـابق رابطـه زيـر بستگي دارد.

$$t = \frac{2\pi nRc}{\omega Rc} = \frac{2\pi n}{\omega} \tag{۲-۵}$$

محققين مقادير متفاوتي براي n ارائه نموده اند. به علت استفاده از فرضـيات محدودكننـده در زمينـه جداسازي ذرات از فاز گاز، بررسي مربوطه بايد همراه با ملاحظات تجربي باشد. ياد آوري مي گردد كه معادلات تجربي معادلاتي بر اساس آناليزهاي تئوري بوده و تنها شكل نهايي و ضرايب معادله با شرايط متفاوت آزمايشگاهي تعيين مي شود.

٢-٢- انواع سيكلونها

نسبت ابعاد قسمتهاي مختلف سيكلون بر كاركرد سيكلون موثر است. به همين دليل محققين بـا اتكـا به تحقيقات تجربي خود براي هر شرايط كاركرد مورد نياز، سيكلون خاصـي را طراحـي مـي كننـد. از اينرو تنوع سيكلونها در بخشهاي صنعتي محدوده وسيعي را در بر مي گيرد. به طور كلي سـيكلونها بـر اساس نحوه ورود جريان و نيز نوع جريان طبقه بندي مي شوند. سيكلونها از نظر نحوه ورود سـيال بـه دو نوع تقسيم مي شوند.

٢-٢-١-سيكلون ورودي مماسي

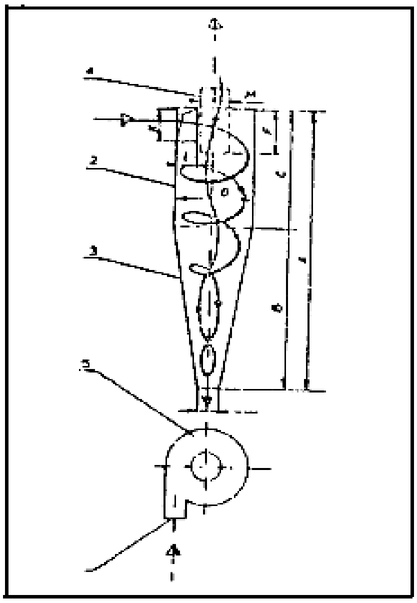
اين نوع سيكلونها مي توانند هر دو نوع ورودي مماسي و چرخشي[١] را شامل گردند، با ايـن تفـاوت كـه نوع اولي براي مقاصد عمومي و طراحي هاي استاندارد با راندمان بالا و نوع دوم براي طراحـي هـاي بـا مقدار خوراک بالا مناسب مي باشد. گاز حامل غبار توسط عبور از طريق ورودي مماسي متصل شده به بدنه سيكلون مي چرخد (شكل٢-٣). اين نوع سيكلون مي تواند در سيستم چنـد سـيكلونه[٢] اسـتفاده شده و همچنين براي دماهاي بالا نيز مناسب است[١٤].

محققين در تحقيقات آزمايشگاهي عموماً از اين نوع سيكلون مرسوم[٣] اسـتفاده مـي كننـد. ايـن نـوع سيكلونها داراي دو نقص اصلي هستند. يكي آنكه در فضاي مخروطي كه جريان گردابـه اي تـوربلانس برگردانده مي شود، اين امكان وجود دارد كه غبار جدا شده را با خود به بالا ببرد و ديگر اينكه ممكـن است ذرات جمع آوري شده در قسمت پايين سيكلون توسط جريان ثانويه[٤] حاصل از جريان چرخـشي باقيمانده در مخزن، فرار كرده و از خروجي گاز خارج شوند.

---
١ -*Scroll*
٢ -*Multi cyclone*
٣ -*Conventional*
٤ -*Secondary flow*

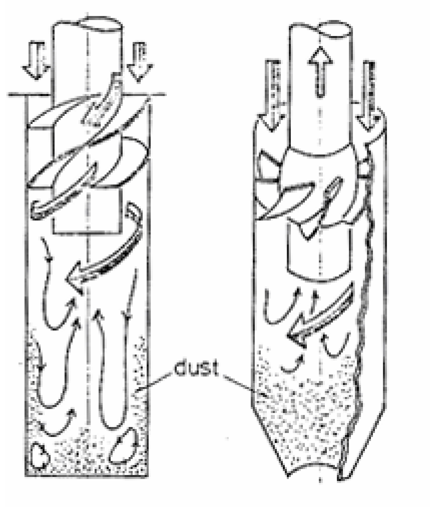
۲-۲-۲- سیکلون ورودي محوري[1]

به منظور تصحیح نقص سیکلون ورودي مماسي، در این سیکلون گاز حامل غبار در ابتداي ورود از پره هایي عبور مي کند که جهت مسیر حرکت سیال را از محوري به مماسي تغییر مي دهد و از این به بعد بوسیله یک حرکت گردابي بطرف پایین مي رود و نظیر سیکلون با ورودي مماسي عمل خواهد کرد و جداسازي انجام مي شود. ازاین نوع سیکلونها مي توان در سیستم چند سیکلونه نیز استفاده کرد. بواسطه جریان چرخشي ضعیف گاز که بخاطر وجود پره بوجود مي آید، بازده کل این سیکلون در مقایسه با سیکلونهاي ورودي مماسي کاهش مي یابد.



شکل (۲-۳): دیاگرام تصویري یک سیکلون جریان معکوس با ورودي مماسي ۱-ورودي گاز ۲-قسمت استوانه اي ۳-قسمت مخروطي ٤- خروجي گاز ٥- پوشش بالایي [۱۳]

[1] -Uniflow inlet



شکل (۲-٤): جریانهاي برگشتي در سیکلونهاي جریان محوري [۱۳]

بر اساس نوع جریان نیز سیکلونها در دو نوع تقسیم بندي مي شوند.

۲-۲-۳- سیکلونهاي جریان معکوس[1]

دراین سیکلونها سیال بصورت مارپیچي بطرف پایین و سپس بطرف بالا حرکت مي کند. در بخشهاي قبلي به این نوع از سیکلونها پرداخته شد.

۲-۲-٤- سیکلونهاي جریان مستقیم[2]

در این نوع سیکلونها سیال بصورت محوري وارد شده و مسیر پیچشي خود را درون سیکلون طي مي کند. در این نوع سیکلون قسمت مخروطي وجود ندارد و قسمت اعظم سیال که غلظت ذرات آن تا حد زیادي کاهش یافته از یک لوله هم محور با استوانه سیکلون خارج مي گردد. مزیت اصلي آن افت فشار پایین و دبي حجمي بالاست اما از آن تنها امکان استفاده بمنظور برداشت اجزاء نسبتا بزرگ وجود دارد. از اینرو بیشتر به عنوان پیش غبار گیر استفاده مي شوند.

[1] -*Reverse Flow*
[2] -*Stright flow*

۲-۳- الگوي جريان درون سيكلون

الگوي جريان درسيكلونهاي صنعتي بسيار پيچيده و در عين حال براي بررسي جذاب است. براي درک صحيح اتلاف فشار و نحوه جمع آوري ذرات داخل يک سيكلون فهم الگوي جريان گاز ضروري است. تاكنون الگوي جريان گاز در درون سيكلونها با بعضي از جزئيات بررسي شده، اما مدل كاملي كه بتواند براي سنجش تئوري خط سير ذره در سيكلون و نيز براي پيشگويي مولفه هاي سرعت در هر نقطه درون سيكلون بكار برده شود، در دسترس نيست. از آنجا كه ذرات ورودي به سيكلون بشكل شعاعي شتابدار مي شوند و به علت تغييرات شعاع و سرعت مماسي كه از تغييرات گردابه با شعاع و فاصله از ورودي ناشي مي شود، نيروي ورودي ثابت نمي ماند. با توجه به موارد ياد شده محاسبه خط سير ذره مشكل بوده بنحوي كه بازده يک سيكلون به شكل معمول با استفاده از تصحيحات تجربي پيشگويي مي شود.

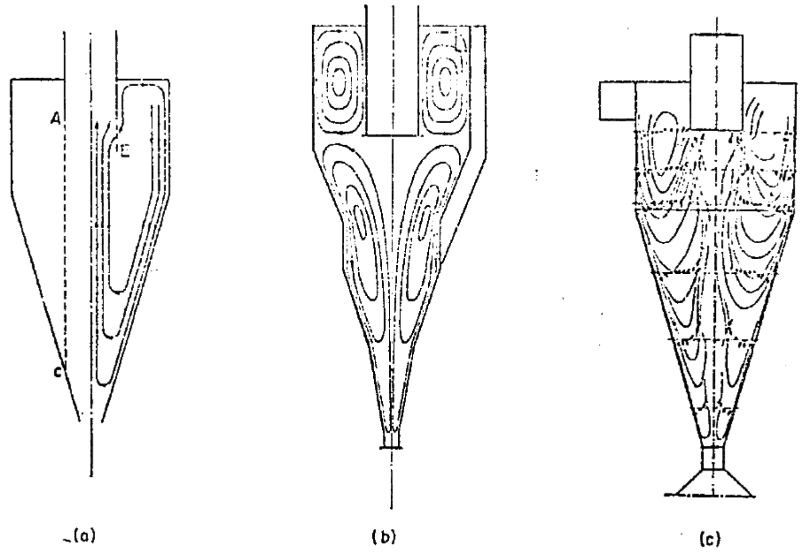
به همين دليل پژوهشگراني مانند ديتز(۱۹۸۱)[1] و موتز (۱۹۸۸)[2] براي محاسبه تئوري بازده مجبور شدند كه داخل سيكلون را به رژيمهاي متفاوتي كه هر يک ويژگيهاي خاص خود را دارد، تقسيم كنند. در ادامه به بررسي مولفه هاي مختلف سرعت جريان گاز در سيكلون پرداخته مي شود.

۲-۳-۱- سرعت مماسي جريان گاز

جريان گاز پس از ورود به داخل سيكلون تشكيل يک گردابه محيطي محدود شده مي دهد كه در آن تغييرات جزء مماسي U_t با فاصله r از محور سيكلون توسط توان گرداب n تعريف مي گردد. اين ارتباط توسط لايت و ليخت[3](۱۹۷۲) نشان داده شده است[۱۵]. در شكل۲-۱ چگونگي جريان داخل سيكلون نشان داده شده است.

---

۱ -*Dietz*
۲ -*Mothes*
۳ -*Leith & Licht*



شکل (۲-۵): الگوي جريان در سيكلون(a) گرداب تنها(b) ورتکس دو تايي(c) الگوي متوسط جريان[۱۵]

ملاحظات تئوري نشان مي دهد که در غياب اصطکاک ديوار يا تحت جريان ايده آل، $n=1$ است. داده هاي آزمايشگاهي نشان داده اند که مقدار معمول n بين ۰,۵ و ۰,۹ مي باشد. سرعت مماسي جريان گاز از يک مقدار حداقل در ديواره سيکلون به مقادير حداکثر خود در نزديکي محور سيکلون مي رسد.

سرعت مماسي ممکن است از سرعت ورودي گاز کمتر باشد و در عين حال در بعضي از فواصل از ديواره سرعت ورودي به چندين برابر سرعت مماسي برسد. الکساندر(۱۹٤۹)[1] با انجام آزمايشاتي نشان داد که توان گرداب تنها با دماي گاز و قطر بدنه سيکلون تغيير مي کند[۱٦]. در اين معادله T برحسب کلوين مي باشد.

$$n = 1 - [(1 - 0.67D^{0.14})(T/283)^{0.3}] \qquad (۲-٦)$$

$$V_t r^n = const. \qquad (۲-۷)$$

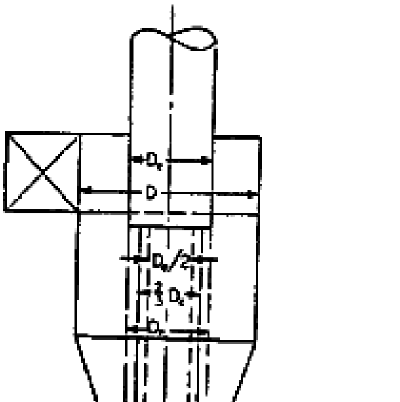
اگر رابطه ۲-٦ در تمامي بخشهاي سيکلون بکار گرفته شود، در اين صورت سرعت مماسي جريان گاز با کاهش شعاع تا انتها در محور سيکلون افزايش خواهد يافت و در ديواره سرعت تقريبي صفر خواهد بود. بدليل لايه مرزي نازک، اندازه گيري هاي لوله پيتوت بيانگر سرعتهاي نسبتا بالا مي باشد. در بخشي از انتهاي مجراي خروجي گاز سرعت مماسي به سرعت کاهش مي يابد.

[1] -Alexander

اگر خروج گاز خیلي وابسته به قطر بدنه سیکلون باشد، ممکن است اثرات دیواره تشکیل گردابه را به نقطه اي که سرعت مماسي تقریبا ثابت مي شود عقب اندازد.

این حالت بطور معمول با افزایش سرعت مماسي و کاهش شعاع افزایش مي یابد تا اینکه به حداکثر مقدار خود در شعاع مخروط مرکزي سیکلون برسد. محققین براي این شعاع مقادیر متفاوتي را بر حسب قطر لوله خروجي گاز در نظر گرفته اند. قطر مخروط مرکزي حدود ۰٫۵ تا ۱ برابر قطر خروجي جریان گاز مي باشد[۱۶]. در بخش مخروطي نیز معادله ۲-٤ سرعت مماسي گاز را نشان مي دهد، اما به ازاي مقادیر توان گرداب حدود ۰٫۲ تا ۰٫۵ در داخل این بخش سرعت مماسي جریان گاز با کاهش شعاع کم شده و از لحاظ تئوري در نهایت به مقداري نزدیك صفر در محور سیکلون افت مي کند.

در شکل ۲-۷-الف تغییرات سرعت مماسي در یك سیکلون متعارف جریان معکوس که توسط لیندن(۱۹٦٤)[۱] آزمایش شده است نشان داده شده است (خط پر)[۱٤]. میسنر(۱۹۸۸)[۲] نشان داد که هرچند سرعت مماسي با تقریب، تنها به شعاع وابسته است اما تغییرات شعاعي سرعت مماسي گاز به هندسه سیکلون، زبري دیوار و غلظت ذرات موجود در گاز هم بستگي دارد[۱۷].



شکل (۲-٦): هسته هاي مرکزي که توسط محققین مختلف تعریف شده است.

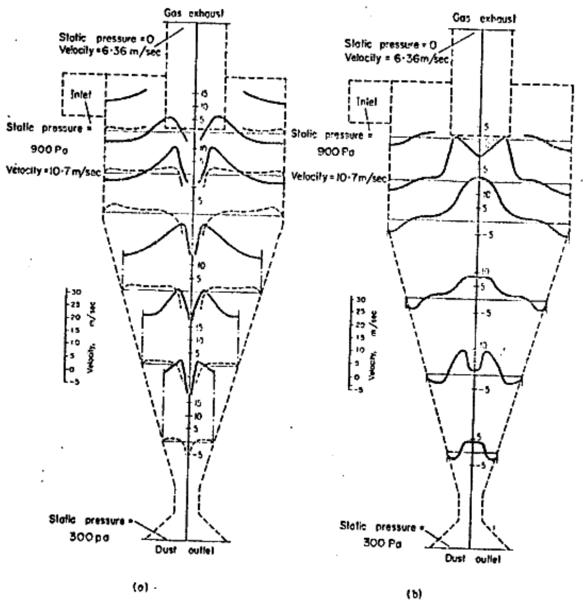
۱ -*Linden*
۲ -*Meissner*

۲-۳-۲- سرعت شعاعي جريان گاز

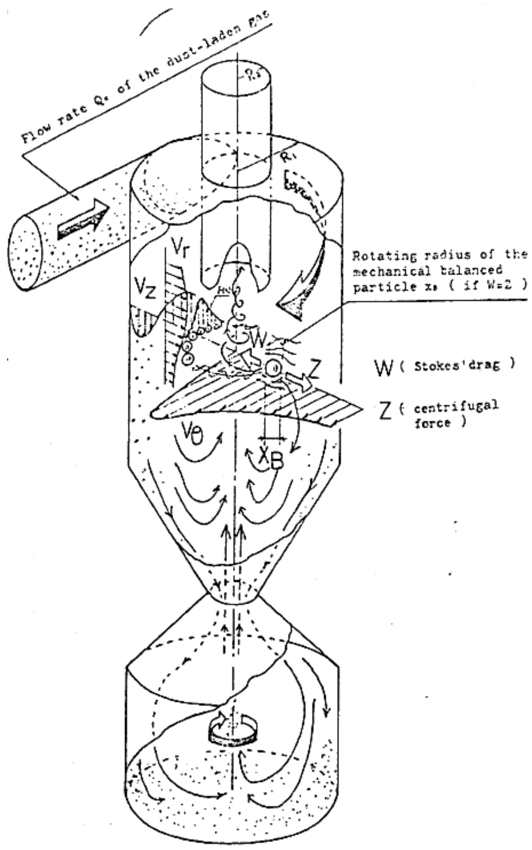
مؤلفه شعاعي سرعت در نزديکي ديواره سيکلون صفر مي باشد. اين سرعت خيلي پايين تر از سرعت مماسي بوده و تقريبا در بيشتر مقاطع عرضي سيکلون ثابت است. سرعت شعاعي در سرتاسر سيکلون به غير از مخروط مرکزي مقدار تقريبي صفر دارد و اين موضوع اساس يکي از فرضيات تعيين قطر برشي است.

۲-۳-۳- سرعت محوري جريان گاز

جريان گاز در داخل سيکلون در نزديکي ديواره به سمت پايين و در حوالي محور سيکلون به سمت بالا جريان مي يابد. اين سرعتهاي عمودي بطور کلي خيلي کمتر از سرعتهاي مماسي جريان گاز هستند. در ناحيه مخروط مرکزي برخلاف سرعتهاي مماسي که کاهش مي يابند، مولفه هاي عمودي سرعت به ماکزيمم مقدار خود مي رسند.



شکل (۲-۷): تغييرات مولفه هاي سرعت در سيکلون (a) تغيير سرعت مماسي و شعاعي (b) تغيير سرعت عمودي[۱۳]

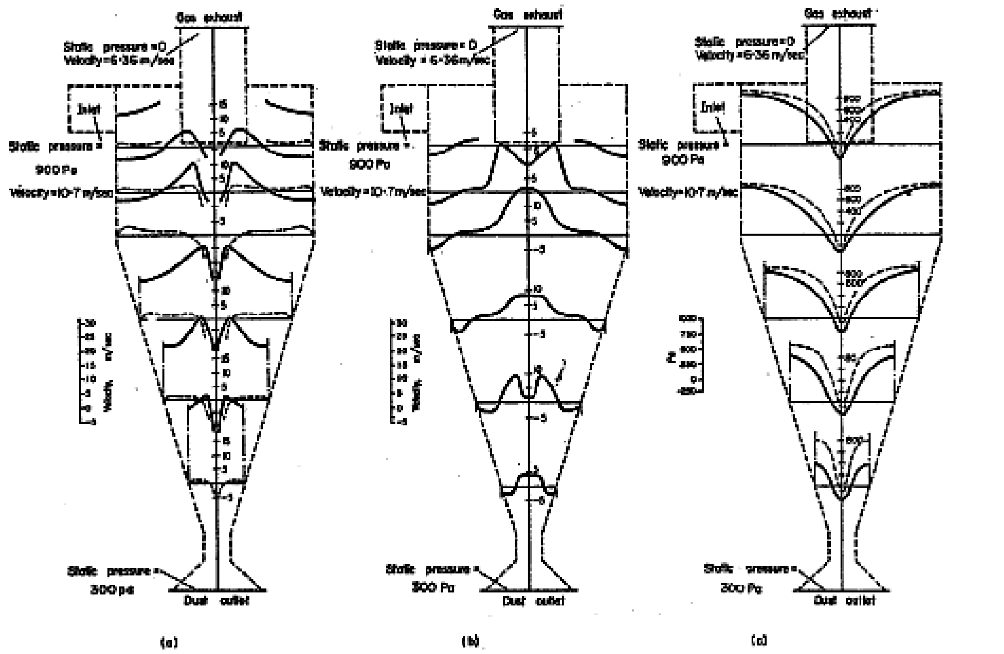


شکل (۲-۸): شرح موازنه مکانیکي ذره[۱٤]

در شکل۲-۸ نمايشي از سرعتهاي سه گانه به همراه نيروهاي وارد بر ذره ارائه شده است.

پروفيلهاي سرعت مماسي، شعاعي و محوري بدست آمده در داخل سيکلون توسط ليندن در شکل ۲-۹ نشان داده شده است[۱٤].

با توجه به تجزيه و تحليل انجام شده توسط اين محقق مشاهده مي شود که به شکل کلي در سيکلون دو ناحيه وجود دارد که شامل يک ناحيه نزديک ديواره و ديگري ناحيه نزديک به محور است. در ناحيه نزديک به ديواره يک جريان گردابه اي به سمت پايين و در ناحيه نزديک به محور يک جريان گردابه اي به سمت بالا وجود دارد که اين دو ناحيه جرياني از لحاظ جهت سرعت مماسي مشابه يکديگر مي باشند.



شکل(۲-۹):(a) تغییرات سرعت مماسي و شعاعي (b) تغییرات سرعت عمودي (c) فشار کل و استاتیک[۱٤]

با در نظر گرفتن پروفیل شعاعي گاز این نکته مشخص مي شود که گاز در طول ارتفاع سیکلون با سرعت یکنواختي از ناحیه نزدیک دیواره به ناحیه نزدیک محور نفوذ مي کند. حرکت مارپیچ جریان سیال درون سیکلون و حرکت برگشتي و در حال دوران آن در حوزه مرکزي سیکلون باعث ایجاد مولفه هاي شعاعي و مماسي حرکت سیال مي شود که نتیجه آن حرکت چرخشي و گردابه اي قوي سیال مي باشد. قدرت حرکت گردابه اي با عدد گردابه و تعریف مربوط به آن سنجش شده، اما در بسیاري از مراجع با توجه به دشواري تعیین مولفه هاي سرعت، از تعریف دیگري براي عدد گردابه بر مبناي هندسه سیکلون (عدد چرخش هندسي)[۱] کمک گرفته مي شود که به شکل زیر ارائه مي گردد.

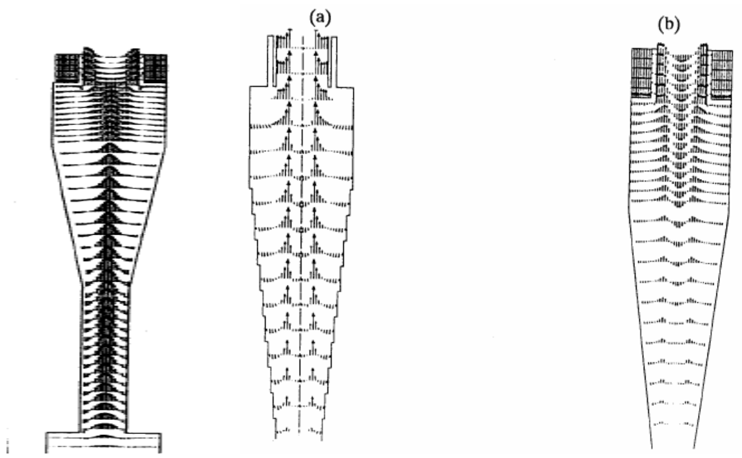
$$S_g = \pi R_\circ . R_e / A_i \qquad (۲-۸)$$

R_e شعاع بدنه سیکلون، $R\circ$ شعاع دهانه خروجي و A_i مساحت دهانه ورودي به سیکلون مي باشد. ازآنجا که S_g عددي بي بعد است، در هر طراحي بر مبناي شکل استاندارد آن محاسبه مي گردد. مشاهده شده که براي هیچ نوع سیکلوني این عدد کوچکتر از ۲ نخواهد بود و عموما عددي بزرگتر از ۳ مي باشد که نشان دهنده قدرت حرکتهاي چرخشي در سیکلون است.

[۱] -*Geometric Swirl Number*

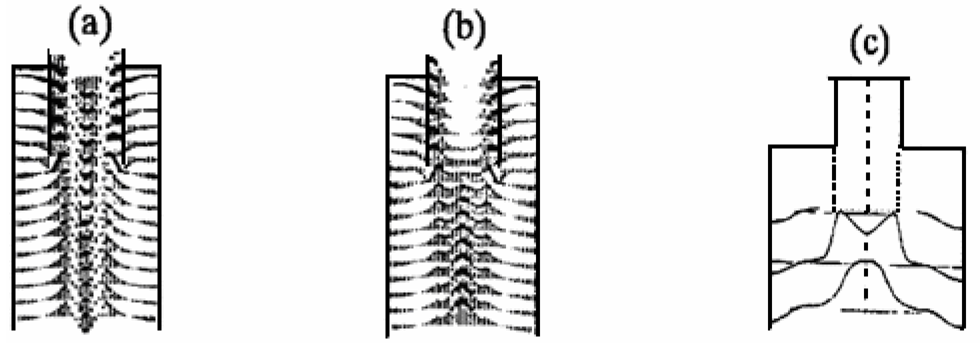
۲-٤- اثرات مجرا و مخزن جمع آوري

معمولا تصور مي شود که جريان محوري گاز در هسته سيکلون به سمت بالا و در بقيه نقاط به سـمت پايين مي باشد، درحاليکه در شکل ۲-۱۰-ب مشاهده مي شود که جريان محوري گـاز فقـط در لايـه بيروني جريان گردابه اي هسته مرکزي به سمت بالا مي باشـد و در مرکـز همـين هـسته نيـز جريـان محوري گاز به سمت پايين است.



شکل (۲-۱۰): الف) بردار سرعت که از برآيند سرعت شعاعي و محوري بدست مي آيد ب)بردار سرعت با استفاده از مدل ASM و مدل بويسان[١٤]

مقايسه شکل ۲-۱۰-الف با شکل ۲-۱۰-ب عدم وجود جريان گاز به سـمت پـايين در نزديکـي محـور سيکلون را تاييد مي نمايد. در شکل ۲-۱۱ بصورت دقيق و تفصيلي الگوي جريان در بالاترين قـسمت سيکلون براي دو حالت بدون سيستم جمع آوري غبار و با سيستم جمع آوري غبار و همچنين الگـوي جريان بدست آمده توسط ليندن مورد مقايسه قرار گرفته است.



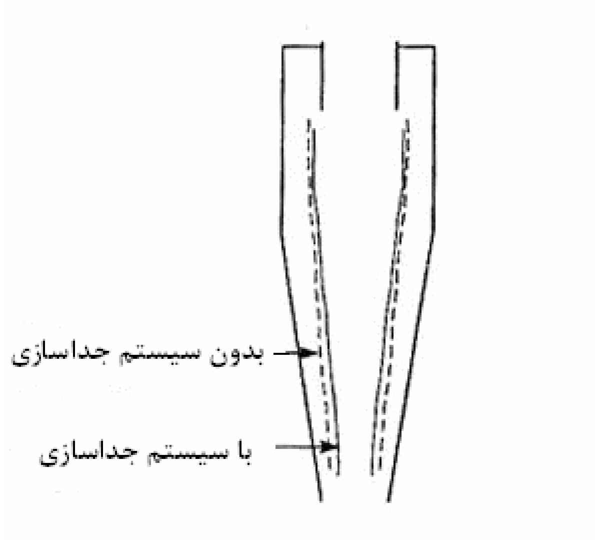
شکل(۲-۱۱): مقایسه الگوي جریان در بالاي سیکلون براي مدلهاي مختلف (a) بدون سیستم جداسازي (b) با سیستم جداسازي (c) الگوي جریان ارائه شده بوسیله لیندن[۱٤]

جریان گردابه اي گاز، یک گرادیان فشار شعاعي درون سیکلون ایجاد مي کند که بر روي محور سیکلون کمترین فشار را دارد و هر چه به سمت دیواره نزدیک شود، افزایش مي یابد. وقتي که این جریان گردابه اي قوي وارد خروجي گاز مي شود، در اثر اصطکاک با دیواره تضعیف مي شود. بنابراین فشار در مرکز افزایش یافته و از مقدار فشار گفته شده بر روي محور سیکلون قبل از خروجي سیکلون بیشتر مي شود و این همان گرادیان فشار معکوس محوري است که باعث ایجاد جریان معکوس به سمت پایین مي شود و در شکل۲-۱۱-ب نشان داده شده است.

در صورتي که سیکلون به سیستم جمع آوري غبار مجهز باشد، جریان گردابه اي در درون مجراي جمع آوري غبار تضعیف شده و به دنبال آن فشار بر روي محور افزایش مي یابد.

این معکوس شدن همراه با تحلیل رفتن جریان گردابه اي در قسمت مخروطي سیکلون، باعث ایجاد جریاني به سمت بالا شده که فقط در قسمت خروجي سیکلون این جریان عکس مي شود.

در شکل۲-۱۲ مرز معکوس شدن جریان از طرف دیواره به سمت محور، یعني مکاني که جهت جریان به سمت بالا تغییر مي کند، براي دو حالت سیکلون با سیستم جمع آوري غبار و بدون سیستم جمع آوري غبار نمایش داده شده است. در حالتي که سیستم جمع آوري غبار وجود داشته باشد، این مرز به محور نزدیک تر بوده و به عبارت دیگر شعاع جریان گردابه اي داخلي کوچکتر است.



شکل (۲-۱۲): مرز بين دو ناحيه گردابه اي داخلي و خارجي براي حالتهاي سيكلون با سيستم جداسازي و بدون سيستم جداسازي[۱۸]

فصل سوم

تشريح فرآيند و مدل آزمايشگاهي

۳-۱- مقدمه

در اين بخش روند انجام فرآيند دانه بندي و غبار گيري در واحد دانه بندي گوگرد ارائه شده است. در ادامه نمونه آزمايشگاهي ساخته شده نيز معرفي مي گردد.

۳-۲- فرآيند غبارگيري در واحد دانه بندي گوگرد

در واحد دانه بندي گوگرد پتروشيمي رازي با استفاده از دو خط توليد، روزانه ۱۶۰۰ تن گوگرد دانه بندي شده توليد مي گردد. در واحد مذكور پس از ورود پودر گوگرد به دستگاه دانه بندي، حركت دوراني بدنه دستگاه موجب انتقال ذرات بسمت سقف دستگاه مي گردد. ذرات گوگرد در اثر نيروي وزن سقوط كرده و پس از برخورد با سطحي شيبدار، صفحه اي عمودي يكنواختي از گوگرد تشكيل مي گردد. با پاشش آب گرم توسط نازلها به اين صفحه، پودر گوگرد به شكل دانه در مي آمده و در نهايت از دستگاه خارج مي گردد. گوگرد دانه بندي شده پس از عبوراز شبكه هاي مختلف و تعيين اندازه، به انبار منتقل مي گردد.

شكل (۳-۱):تعيين اندازه و انتقال گوگرد دانه بندي شده

شكل (۳-۲): قسمت داخلي دستگاه دانه بندي گوگرد

در خلال فرآيند دانه بندي، مقدار زيادي غبار گوگرد در درون دستگاه ايجاد مي شود. ورود اين غبارات به همراه گوگرد دانه بندي شده به محيط موجب آلودگي محيط و تشكيل بارانهاي اسيدي مي گردد. بدين منظور از طريق كانال تعبيه شده در اين دستگاه، غبارات ريز توسط يک فن گريز از مركز مكيده شده و بسمت اسكرابر و سيكلون هدايت مي گردند.

شكل (۳-۳): فن القايي گريز از مركز ايجاد كننده مكش در فرآيند

غبارات ريز پس از خروج از دستگاه دانه بندي به درون اسكرابر هدايت مي شوند. در اسكرابر از طريق پاشش قطرات آب توسط چهار عدد نازل، غبارات ريزتر جمع آوري مي گردد. ميزان دبي جرمي گوگرد ورودي به اسكرابر ۲ تا ۵ كيلوگرم بر ساعت برآورد شده است.

مشخصات عملياتي اسكرابر واحد دانه بندي گوگرد در جدول ۳-۱ ارائه شده است. محدوده قطر ذرات گوگرد بين ۱ تا ۱۰ ميكرون بوده و پيش بيني مي شود اسكرابر ذرات كوچكتر را جمع آوري كند. مقدار آب مصرفي در اسكرابر ۲۵۰ ليتر به ازاي هر نازل مي باشد. ذرات جمع آوري شده در اسكرابر بسمت حوضچه هاي جمع آوري گوگرد هدايت مي شوند. گوگردهاي جمع آوري شده در حوضچه ها بعنوان ضايعات محصول، با قيمت پايين تري به فروش مي رسد.

شكل (۳-٤): نماي روبروي اسكرابر واحد دانه بندي

شكل (۳-۵): حوضچه هاي جمع آوري گوگرد

شكل (۳-٦): نازل هاي اسپري اسكرابر

در مرحله بعد هواي خروجي از اسكرابر، وارد سيكلون شده و بكمك نيروي گريز از مركز غبارات درشت تر از جريان جدا مي گردد. اصولاً توانايي سيكلون در جمع آوري غبارات كوچكتر از ۵ ميكرون پايين است[۵]. ذرات جمع آوري شده توسط سيكلون نيز به حوضچه ها منتقل مي شوند. هواي خروجي از سيكلون پس از عبور از فن القايي وارد دودكش شده و به محيط منتقل مي گردد.

جدول (۳-۱): مشخصات عملياتي اسكرابر واحد دانه بندي گوگرد

دبي حجمي هواي ورودي	$16189\,m^3/h$
دماي طراحي	$75^{\circ c}$
دماي كاركرد	$70^{\circ c}$
دبي جرمي گوگرد ورودي	$2-5\,kg/h$
محدوده اندازه ذرات گوگرد	$0.01/0.001\,mm$
فشار طراحي	$0.06\,bar$
فشار كاركرد	$0.03\,bar$
دبي حجمي آب اسپري	$1\,m^3/h$
فشار كاركرد اسپري	$3.8-4.2\,bar$
وزن اسكرابر	$2285\,kg$
چگالي گوگرد	$1200-1400\,kg/m^3$

درصدي از ذرات بسيار ريز باقي مانده از طريق هواي خروجي از دودكش وارد محيط مي گردد. دماي مقايسه دبي جرمي ورودي و خروجي گوگرد نشان ميدهد كه سيكلون واحد دانه بندي در زمره سيكلونهاي بازده متوسط قرار دارد. با توجه به اطلاعات ارائه شده توسط سازنده، سيكلون مذبور داراي افت فشاري معادل ۰,۰۵ بار مي باشد. يكي از عوامل موثر بر كارايي سيكلون، ميزان خوردگي ديواره سيكلون مي باشد. وجود گوگرد در اين فرآيند احتمال بروز خوردگي را افزايش داده است.

ميزان خوردگي مجاز از طرف سازنده اين تجهيز، ۲ ميليمتر در نظر گرفته شده است. مشخصات عملياتي سيكلون واحد دانه بندي در جدول ۳-۲ ارائه گرديده است.

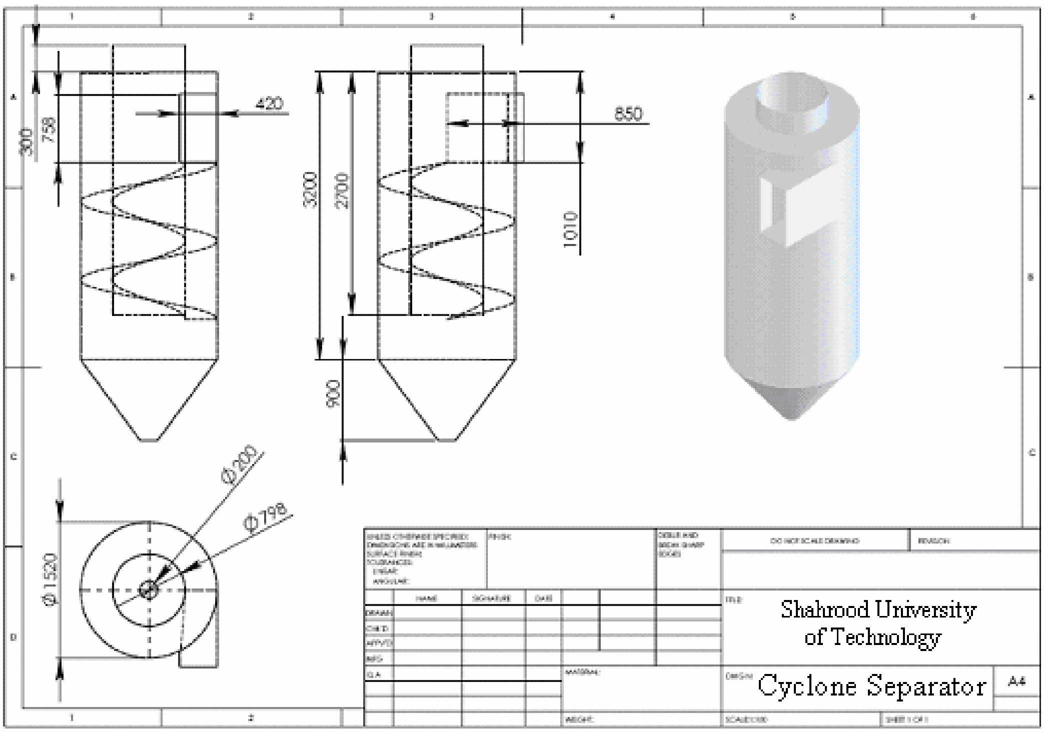
شكل (۳-۷): نماي جانبي سيكلون و دودكش سيستم

جدول(۳-۲): مشخصات عملياتي سيكلون واحد دانه بندي گوگرد

دبي حجمي هواي ورودي	$16188\ m^3/h$
دماي طراحي	$75^{\circ c}$
دماي كاركرد	$68^{\circ c}$
دبي جرمي گوگرد ورودي	0.88 kg/h
فشار طراحي در ورودي	0.053 bar
فشار كاركرد در ورودي	0.03 bar
فشار طراحي در خروجي	0.053 bar
فشار كاركرد در خروجي	0.035 bar
دبي جرمي گوگرد در خروجي	0.48 kg/h
وزن سيكلون	1480 kg
خوردگي مجاز	2 mm

۳-۳-نمونه آزمايشگاهي

به منظور معتبر سازي نتايج حاصل از تحليل عددي و همچنين مشاهده مسير سير ذرات جامد، نمونه اي از سيكلون واحد دانه بندي گوگرد در مقياس ۱/۷,۵ ساخته و آزمايشهاي لازم بر روي آن انجام گرديد. ابعاد هندسي سيكلون مرجع در شكل ۳-۸ ارائه شده است.



شكل (۳-۸): مشخصات هندسي سيكلون

از نظر طراحي، سيكلون موجود داراي تفاوتهايي زيادي با سيكلونهاي متداول مي باشد. از جمله تفاوتهاي موجود مي توان به وجود صفحه مارپيچ، ارتفاي بسيار كم بخش مخروطي و ارتفاع زياد لوله خروجي گاز اشاره كرد. ارتفاع زياد لوله خروجي گاز موجب بازگشت درصدي از ذرات جامد به درون لوله خروجي و در نتيجه كاهش بازدهي سيكلون گرديده است. با اين وجود اين عامل سيكلون واحد دانه بندي را در رديف نمونه هايي با ظرفيت بالا قرار داده است.

نمونه آزمايشگاهي سيكلون از سه بخش عمده تشكيل شده است.

الف) بدنه سيكلون

بررسي مسير حركت ذرات جامد در فرآيند مطالعه الگوي جريان و همچنين ارائه راهكارهاي عملي جهت بهبود كارائي سيكلون، از اهميت ويزه اي برخوردار است. بدين منظور بدنه استوانه اي سيكلون از جنس پلكسي شفاف ساخته شده و لذا امكان مشاهده مسير سير ذرات فراهم گرديده است.

شكل (۳-۹): استفاده از پلكسي شفاف در ساخت بدنه سيكلون

بخش ديگري از بدنه را لوله خروجي گاز و همچنين صفحه مارپيچ تشكيل مي دهد. به منظور بهبود در تعادل سيستم و نيز امكان اتصال مستحكم، اين بخشها از ورق گالوانيزه به ضخامت يک ميليمتر ساخته شده است. در ساخت صفصه مارپيچ از برش و اتصال دو عدد صفحه حلقوي استفاده شده است. لازم به ذكر است كه انجام تطابق مارپيچ و بدنه استوانه اي فرآيندي زمان بر و مبتني برسعي وخطا مي باشد.

جهت اتصال مارپيچ و درپوش بالاي سيكلون كه از جنس استيل ساخته شده است، از جوش نقطه اي استفاده گرديده است. بخش مخروطي سيكلون نيز از ورق گالوانيزه ساخته شده و توسط شش عدد پيچ و مهره به بدنه سيكلون متصل گرديده است.

شكل (۳-۱۰):اتصال بدنه سيكلون از طريق چهار عدد ميله مهار به پايه دستگاه

شكل (۳-۱۱): مارپيچ سيكلون

ب)كمپرسور

تامين هواي فشرده مورد نياز سيستم توسط يک دستگاه كمپرسور مخزني انجام شده است. يكي از مشكلات موجود بر سر راه استفاده از كمپرسورهاي مخزني، تغيير فشار در حين كاركرد سيستم است. از اينرو در زمينه مدت زمان انجام آزمايش با محدوديت مواجه هستيم. آزمايشات در فشارهاي ۲ تا ۵ بار صورت گرفته و تنظيم هواي ورودي به سيكلون نيز از طريق شير كنترل جريان تعبيه شده در خروجي كمپرسور انجام شده است.

شكل (٣-١٢): استفاده از كمپرسمر مخزني جهت تامين هواي فشرده

ج) سيستم تزريق ذرات جامد

ساخت اين قسمت كاملا ابتكاري و به ساده ترين نحو صورت گرفته است. بمنظور جلوگيري از برگشت ذرات توسط هواي فشرده، از يک قطعه لوله مسي با انحناي مشخص در درون اين سيستم استفاده شده است. استفاده از اين لوله ضمن جلوگيري از بازگشت ذرات، از خلأ ايجاد شده نيز به منظور تزريق هر چه بهتر ذرات بهره گرفته است. مجموعه لوله مسي و مخزن پلاستيكي ذرات در بالاي يک سه راهي فلزي نصب و بكمک واشرهاي خاصي عايق بندي شده است. ميزان تزريق ذرات نيز توسط اهرم مدرج نصب شده در ورودي سيستم تزريق، كنترل مي گردد.

شكل (٣-١٣):اتصال مخزن ذرات توسط سه راهي به مسير جريان

شكل (٣-١٤): استفاده از لوله مسي خميده به منظور بهبود تزريق ذرات

فصل چهارم

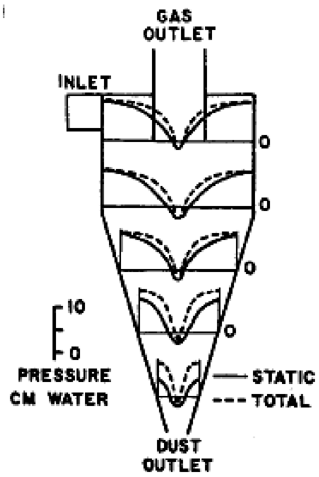
افت فشار سیکلون

٤-١- مقدمه

يکي از مهمترين پارامترهايي که درطراحي سيکلون همواره مد نظر قرار مي گيرد افت فشارسيکلون مي باشد. چنانچه سيکلونها با قطر کوچک و ارتفاع بيشتر ساخته شوند، بازده جداسازي آنها افزايش پيدا مي کند. ولي متناسب با آن افت فشار نيز افزايش خواهد يافت و اين يک اثر نامطلوب است.

بنابراين همواره بين افت فشار کمتر و بازده جداسازي بيشتر بايد حالت بهينه انتخاب شود. توزيع فشار در داخل سيکلون به اين شکل مي باشد که در هر مقطع از سيکلون بر روي ديواره بيشترين فشار و بر روي محور کمترين فشار وجود دارد .

تحقيقات نشان مي دهد که فشار بر روي محور سيکلون به فشار منفي هم مي رسد. در شکل ٤-١ نيم رخ فشار در داخل سيکلون در مقاطع مختلف رسم شده است.



شكل (٤-١): نيمرخ فشارهاي كل و استاتيكي[١٣]

عوامل مختلفي در افت فشار سيكلون موثر مي باشند كه مهمترين آنها عبارتند از :

١- انبساط گاز در هنگام ورود به سيكلون

٢- اصطكاک ديواره سيكلون

٣- جريان گردابه اي داخل سيكلون

٤- اصطكاک جريان چرخشي با ديواره

٥- انقباض گاز در هنگام خروج

٦- تبديل جريان گردابه اي به جريان لوله اي در خروجي

از بين موارد ياد شده، عامل شماره ٣ كه افت فشار ناشي از جريان گردابه اي داخل سيكلون مي باشد، اهميت بيشتري نسبت به بقيه دارد.

تجهيزاتي نظير پره هاي تنظيم جهت جريان[1] و بافلها[2] كه براي بازيابي انرژي دوراني موجود در گاز خروجي نيز بكار مي روند، وقتي در نزديكي كانال خروجي گاز قرار داده شوند، باعث كاهش افت فشار شده ولي گردابه هاي داخلي سيكلون را تضعيف خواهند كرد .

از آنجا كه تشكيل اين گردابه ها اساس و بنيان جمع آوري ذرات را تشكيل مي دهند، بنابراين استفاده از تجهيزات كاهش افت فشار باعث كاهش راندمان جمع آوري ذرات خواهد شد.

[1] *-Straightening-vanes*
[2] *-Baffle*

با توجه به اهميت كاهش هرچه بيشتر انرژي اتلافي كه مـي توانـد در كـاهش هزينـه هـاي عمليـاتي سيكلون موثر باشد ، محققين روابطي را جهت محاسبه و پيشگويي هرچه بهتر افت فشار در سـيكلونها ارائه كرده اند. اين روابط از لحاظ سادگي يا پيچيدگي شان و نيز از لحاظ ميزان اتكا به روابط تئوري و يا داده هاي تجربي متفاوت هستند و كليه آنها مي توانند افت فشار سيكلون را بر حسب تعداد هدهاي سرعت گاز ورودي (NH) محاسبه كنند.

٤-٢- روش ضريب هد ورودي

ميزان افت فشار بصورت ضريبي از هد جريان ورودي به سيكلون تعريف مي شود. به اين ترتيب با توجه به هندسه سيكلون و شرايط عملياتي با داشتن اين ضريب و با استفاده از معادله ٤-١ افت فشار سيكلون بدست مي آيد.

$$\Delta P = \frac{\rho_g V_i^2 \Delta H}{2g\rho_l} \qquad (٤-١)$$

كه در اين رابطه عناصر درگير عبارتند از:

ΔP: افت فشار سيكلون، m_{H_2O}

ρ_g: دانسيته گاز در ورودي، kg/m^3

V_i: سرعت گاز در ورودي، m/s

g: شتاب جاذبه، m/s^2

ρ_l: دانسيته آب، kg/m^3

روشهاي مختلفي توسط محققين براي محاسبه ΔH ارائه شده است كه در جدول ٤-١ نشان داده شده است. در اين ميان، روابط ارائه شده توسط لاپل –شفرد[١]، بارث[٢] و استيرماند[٣] نسبت به تئوريهاي ارائه شده توسط فايرست[٤] والكساندر[٥] نتايج بهتري ارائه مي دهد[١٨]و[١٩]و[٢٠]و[٢١].

در بعضي از مراجع ΔH بصورت مجموع افتهاي اصطكاكي در داخل سيكلون تعريف مي شود. پارامتر افت اصطكاكي F_{cv} در ارتباط با افت انرژي در سيكلون، در مقايسه با افت فشار داراي مفهوم بنيادي تري مي باشد و كاربرد بيشتري در ارتباط با فرموله كردن روابط تجربي دارد.

$$\Delta H = (\frac{A_i}{A_e})^2 - 1 + F_{cv} + F_{ev} \quad (٤-٢)$$

اين دو مفهوم از طريق معادله برنولي به يكديگر مرتبط مي شوند.

كه درآن:

A_i : سطح مقطع كانال ورودي، m^2

A_e : سطح مقطع كانال خروجي، m^2

F_{cv} : افت اصطكاكي سيكلون، بدون بعد

F_{ev} : افت اصطكاكي كانال خروجي، بدون بعد

در جدول ٤-١ روابط موجود براي $F_{cv}, \Delta H$ ارائه شده است. در اين روابط ΔH ضريب هد ورودي جريان و λ^* ضريب اصطكاک بوده و مقدار آن برابر ٠,٠٢ مي باشد. A سطح داخلي سيكلون، φ نسبت سرعت مماسي سيكلون(بدون بعد)، v_t مولفه مماسي سرعت گاز در جريان گردابه اي، $v_\circ$ سرعت خروج گاز، $\varepsilon_i, \varepsilon_o$ بترتيب فاكتورهاي افت فشار ورودي و خروجي (بدون بعد)، α^* فاكتور افت فشار ورودي و خروجي (بدون بعد)، h^* ارتفاع هسته سيكلون و بقيه پارامترها ابعاد هندسي سيكلون مي باشند.

---

[١] -Lapple & Sheferd
[٢] -Barth
[٣] -Stairmand
[٤] -First
[٥] -Alexander

جدول (٤-١): روابط ارائه شده توسط محققان جهت محاسبه ΔH

<table>
<tr><td>شفرد و لاپل :</td><td>$\Delta H = \dfrac{16ab}{D_e^2}$</td><td>[۱۹]</td></tr>
<tr><td>فایرست :</td><td>$\Delta H = \dfrac{24ab}{D_e^2}\left[\dfrac{D_c^2}{h(H-h)}\right]^{\frac{1}{3}}$</td><td>[۲۰]</td></tr>
<tr><td>استیرماند:</td><td>$\Delta H = 1+2\varphi^2[\dfrac{2(D_c-b)}{De}-1]+2[\dfrac{4ab}{\pi D_e^2}]$
$\varphi = \dfrac{\sqrt{\dfrac{D_e}{2(D_c-b)}+\dfrac{4GA}{ab}}-\sqrt{\dfrac{D_e}{2(D_c-b)}}}{\dfrac{2GA}{ab}}$
$A = \dfrac{\pi}{4}(D_c^2-D_e^2)+\pi D_c h+\pi D_e S+\dfrac{\pi}{2}(D_c+B)[(H-h)^2+[\dfrac{D_c+B}{2}]^2]^{\frac{1}{2}}$</td><td>[۱۸]</td></tr>
<tr><td>الکساندر:</td><td>$\Delta H = 4.62\left(\dfrac{ab}{D_c D_e}\right)\left[\left\{\left(\dfrac{D_c}{D_e}\right)^{2n}-1\right\}\left(\dfrac{1-n}{n}\right)+f^*\left(\dfrac{D_c}{D_e}\right)^{2n}\right]$
$f^* = 0.8\left[\dfrac{1}{n(n-1)}\left(\dfrac{4-2^{2n}}{3}\right)-\left(\dfrac{1-n}{n}\right)\right]+0.2\left[\left(2^{2n}-1\right)\left(\dfrac{1-n}{n}\right)+1.5\left(2^{2n}\right)\right]$
$n = 1-\left(1-\dfrac{\left(0.394D_c\right)^{0.14}}{2.5}\right)^{0.14}\left(\dfrac{T}{283}\right)^{0.3}$</td><td>[۲۱]</td></tr>
<tr><td>بارث :</td><td>$\Delta H = \left(\dfrac{v_t}{v_o}\right)^2\left(\dfrac{4ab}{\pi D_c^2}\right)^2(\varepsilon_i-\varepsilon_o)$
$\dfrac{v_t}{v_o} = \dfrac{\left(\dfrac{D_e}{2}\right)(D_c-b)\pi}{(2ab\alpha^*)+h^*(D_c-b)\lambda^*\pi}$
$\alpha^* = 1-1.2\left(\dfrac{b}{D_c}\right)$
$h^* = (H-S) \quad \text{if } D_e \le B$
$h^* = \dfrac{(H-h)(D_c-D_e)}{(D_c-B)}+(h-s) \quad \text{if } D_e \ge B$
$\varepsilon_i = \dfrac{D_e}{D_c}\left[\left[\left\{1-\left(\dfrac{v_t}{v_o}\right)\left(\dfrac{2}{D_e}\right)h^*\lambda^*\right\}^{-1}\right]-1\right]$
$\varepsilon_o = \dfrac{4.4}{\left(\dfrac{v_t}{v_o}\right)\dfrac{2}{3}}+1$</td><td>[۲۰]</td></tr>
</table>

در تلاشهاي ديگري كه صورت گرفته است، تئوري ديگري ارائه شده كه در آن فرض بر اين است كه افتهاي موجود در سيكلون با انرژي لازم جهت ايجاد جريان گردابه اي با سرعت بالا برابر مي باشد. در فرمول بندي اين تئوري از يک موازنه جرم و انرژي استفاده شده در $n = 0.5$ رابطه زير را براي افت اصطكاكي سيكلونها ارائه مي دهد[٢٠].

(٤-٣)

$$F_{cv} = \frac{r_a}{(r_\circ / r_d)^{0.5}}$$

كه در آن:

r_a: شعاعي است كه درآن سرعت چرخشي با سرعت ورودي برابر مي شود، ft

r_d: شعاع جريان گردابه اي داخلي ، ft

$r_\circ$: فاصله محور تا مرز جريان گردابه اي خارجي ، ft

مقدار $r_\circ$ از رابطه $r_\circ = \frac{D_e}{2}$ محاسبه مي شود و همچنين :

(٤-٤)

$$\frac{r_\circ}{r_d} = 64$$

با ادغام اين معادلات در معادله ٤-٣ و جايگذاري در معادله ٤-٤ رابطه زير بدست آمده است:

(٤-٥)

$$r_a = 0.47 \frac{a.b}{D_e}$$

بايد توجه داشت كه تئوريهاي افت فشار ، براي گازهاي تميز ارائه شده و با افزايش غلظت غبار، افت فشارهاي كمتري ايجاد خواهد شد. در مورد اين پديده تفسيرهاي متعددي وجود دارد ولي شواهد تجربي نشان مي دهند كه وجود غبار باعث كاهش سرعت مماسي گاز و كاهش توان گردابه اي مي گردد.

٤-٣-اثرات غبار بر افت فشار

تحقيقات نشان مي دهد که افزايش بارغبارات ورودي در جريان گاز باعث کاهش افت فشار درسيکلون مي شود. روابط متفاوتي براي محاسبه کاهش افت فشار ناشي از افزايش بار ورودي بـه سـيکلون ارائـه شده است که پر کاربردترين آن بصورت زير است[٢٢]:

$$\Delta P_{dusty} = \frac{\Delta P_{clean}}{1+0.0086\sqrt{c_i}} \qquad (٤-٦)$$

که درآن :

ΔP_{clean}: افت فشار بدون حضور غبارات در جريان گاز

ΔP_{dusty}:افت فشار در حضور غبارات جريان گاز

c_i: غلظت غبارات ورودي بر حسب $\frac{gr}{m^3}$

٤-٤- بررسي مطالعات تئوريک و آزمايشگاهي

در اين بخش با تقسيم سيکلونها به سه دسته نتايج معادلات نيمه تجربي و تئوري براي افـت فـشار بـا مقادير آزمايشگاهي مقايسه مي شود و اثرات پارامترهاي عملياتي و هندسي نيز بررسي مي گردد.

٤-٤-١- سيکلونهاي نمونه کوچک

ابعاد هندسي اين سيکلونها در جدول ٤-٢ آمده است. اين مجموعه از آزمايـشات توسـط کـيم و لـي[١] انجام شده است[٢٣]. مقايسه نتايج تجربي افت فشار براي دو آزمون متفاوت و مـدلهاي ذکـر شـده در جدول ٤-٣ ارائه شده است.

---

[١]- *Kim , Lee*

جدول (٤-٢): شرايط هندسي و عملياتي سيكلونهاي كيم و لي

Configuration	Cyclone body diameter (D) (cm)	Outlet pipe diameter (D_e) (cm)	Sampling rate ($l\,min^{-1}$)
1	3.11	0.8	18.4
2	3.11	1.0	18.4
3	3.11	1.36	18.4
4	3.11	0.8	12.4
5	3.11	0.8	8.4

[other dimensions: inlet pipe width (b) = 0.71, inlet pipe height (a) = 1.29, gas-outlet pipe length (S) = 3.63, cylinder height (h) = 4.5, cyclone height (H) = 9.5, and dust outlet diameter (B) = 1.5; all dimensions in cm].
For ease of identification these cases are labelled from 1 to 5.

در ادامه به منظور سادگي كار، نامگذاري زير مد نظر قرار گرفته است.

مدل ١	*First*
مدل ٢	*Stairmand*
مدل٣	*Casal – Martinez*
مدل٤	*Inoya*
مدل٥	*Harada – Ichige*

نتايج نشان مي دهد كه براي سيكلونهاي نمونه تنها مدل ٥ نتايج بسيار خوبي براي افت فشار ارائه مي دهد. افت فشارهاي اندازه گيري شده مربوط به اتلاف فشار بين ورودي و خروجي است.

جدول (٤-٣): مقايسه نتايج تجربي افت فشار براي دو آزمون متفاوت

نتايج تجربي	مدل٢	مدل٣	مدل٤	مدل٥	سرعت(m/s)
٥٥	١٢٤	٢٤٠	٢٠٨	٥٤	٤,٢٦
١٧	٥٦	١٠٩	٩٤	٢٣	٢,٨٧

٤-٤-٢- سيکلونهاي متوسط

ابعاد هندسي و شرايط عملياتي ١١ تست انجام شده توسط لوزيا[١] در جدول ٤-٤ ارائه شده است[٢٥].

جدول (٤-٤): ابعاد هندسي و شرايط عملياتي آزمايشات انجام شده توسط لوزيا

Cyclone Test Designs ($D = 25$ cm)

Test	Inlet area/D^2	a/D	b/D	H/D	Flow (m^3/s)	De/D	S/D	h/D	ΔP (Pa)
Stairmand									
1	0.10	0.50	0.20	4	0.095	0.50	0.50	1.5	400
Flow variation									
2	0.10	0.50	0.20	4	0.047	0.50	0.50	1.5	100
3	0.10	0.50	0.20	4	0.142	0.50	0.50	1.5	1000
Inlet area increase									
4	0.15	0.50	0.30	4	0.095	0.50	0.50	1.5	325
5	0.15	0.75	0.20	4	0.095	0.50	0.75	1.5	325
Inlet area decrease									
6	0.05	0.50	0.10	4	0.095	0.50	0.50	1.5	1100
7	0.05	0.25	0.20	4	0.095	0.50	0.25	1.5	850
Gas exit diameter variation									
8	0.10	0.50	0.20	4	0.095	0.30	0.50	1.5	1100
9	0.10	0.50	0.20	4	0.095	0.70	0.50	1.5	225
Cylinder height variation									
10	0.10	0.50	0.20	3	0.095	0.50	0.50	0.5	475
11	0.10	0.50	0.20	5	0.095	0.50	0.50	2.5	400

نتايج داده هاي تجربي و مدلهاي تجربي پنج گانه در جدول٤-٥ نشان داده شده است.

با استفاده از مقادير ارائه شده در جدول ٤-٥ نتايج زير قابل دستيابي است.

- بهترين مدل براي پيشگويي افت فشار در يک سيکلون طرح استيرماند بالا (متوسط) مدل ٢ مي باشد که با تغييرات در دبي ورودي همچنان نتايج خوبي مي دهد.
- بهترين معادله در زمان تغييرات قطر لوله خروج مدل ٢ مي باشد.
- بهترين رابطه براي تغييرات ارتفاع در اين حالت مدل ١ مي باشد.
- بهترين مدل در زمان نقصان سطح ورودي (نسبت به حالت استاندارد) مدل ٢ مي باشد.
- بهترين رابطه در هنگام افزايش سطح ورودي مدل ٤ است.

[١]- *Lozia*

جدول (٤-٥): نتايج داده هاي تجربي مدلهاي پنج گانه

نتايج تجربي	مدل۱	مدل۲	مدل۳	مدل٤	مدل۵	آزمايش
٤٠٠	__	۳۹۸	٦۲۱	۵۰۰	۷۰٦	۱
۱۰۰	__	۹۸	۱۵۲	۱٤۳	۱۵۷	۲
۱۰۰۰	__	۸۹۰	۱۳۸۵	۱۳۱۸	۱٦۵۰	۳
۳۲۵	__	۱۹۵	۵۹۸	۳۹۵	٤۵۰	٤
۳۲۵	__	۲۳۵	۵۲۰	۳۹۰	٤۱٦	۵
۱۱۰۰	__	۱۱۱۳	۱۵۰۰	۱۱۸۰	۱۵۰۰	٦
۸۵۰	__	۹٦۰	۱۵٦۳	۱۱۸۰	۱۷۲۲	۷
۱۱۰۰		۱۱۸۵	۱۸٦۵	۱٦۳۲	۷۰٦	۸
۲۲۵	۵۰٤	۱۸۵	۲۳۷	۳۰۰	۳۹۱	۹
٤۷۵		۳۹۸	۷۷۵	۹۸۸	۷۵۸	۱۰
٤۰۰	٤۵۰	۳۹۸	۵۱۳	٦۷٤	٦٦۷	۱۱

٤-٤-٣- سيكلونهاي بزرگ طرح استيرماند

ابعاد هندسي و شرايط عملياتي مربوط به سيكلونهاي بزرگ اين آزمون كـه توسـط لايـت و ديرگـو[1] انجام گرديده، در جدول ٤-٦ ارائه شده است[٢٤].

جدول (٤-٦): ابعاد هندسي سيكلون نوع استيرماند (با سرعتهاي ورودي۵و۱۰و۱۵و۲۰و۲۵)[٢٤]

Dimension	Dimension ratio dimension/D	Value (cm)
Cyclone diameter, D	1.0	30.5
Outlet pipe diameter, D_e	0.5	15.2
Inlet pipe height, a	0.5	15.2
Inlet pipe width, b	0.2	6.1
Gas outlet pipe length, S	0.5	15.2
Cyclone height, H	4.0	122.0
Cylinder height, h	1.5	45.7
Dust outlet diameter, B	0.375	11.4

[1] - *Leith & Dirgo(١٩٨٥)*

نتايج تجربي به همراه مدلهاي بكار گرفته شده در جدول ٤-٧ ارائه شده است(فشار بر حسب پاسـكال است).

جدول (٤-٧): مقايسه مقادير افت فشار مدلهاي مختلف و مقادير تجربي

نتايج تجربي	مدل٢	مدل٣	مدل٤	مدل٥	آزمايش
٨٧	٤٥	٦٧	٨٩	٧٢	١
٣٣٧	١٧٣	٢٥٨	٣٤٢	٣٠٠	٢
٧٥٨	٣٨٨	٥٨٠	٧٧٥	٧٠٥	٣
١٤٠٧	٦٩٠	١٠٣٠	١٣٧٠	١٤٢٧	٤
٢٢٠٥	١٠٨٠	١٦١٠	٢١٤٠	٢٠٨٢	٥

مقادير بدست آمده از مدل ٤ براي سيكلونهاي بزرگ $(D = 30.5cm)$ رضايت بخش است. مدل ٢ بـر خلاف حالت قبل نتايج بسيار ضعيفي را نشان مي دهد.

فصل پنجم

بازده جداسازي سيكلون

۵-۱- مقدمه

مهمترين اهدف مطالعه و بررسي جريان در سيكلونها، بهبود بازدهي سيكلون و نيز كاهش افـت فـشار در آن مي باشد. بازده سيكلون عبارت از توانايي آن در جداسازي فـاز ثانويـه از جريـان گـازي دو فـاز است. براي تعيين بازده سيكلون در ابتدا بايد بازده جزئي را براي هر ذره محاسبه نمود. بـدين منظـور دو روش كلي استفاده از داده هاي آزمايشگاهي و تئوريهاي بازده جزئي بكار برده مي شود.

۵-۲-استفاده از داده هاي آزمايشگاهي

مطمئن تـرين راه بـراي تعيـين مشخـصه هـاي بـازده جزئـي يـک سـيكلون، اسـتفاده از داده هـاي آزمايشگاهي مي باشد. زماني كه براي اولين بار منحني بازده جزئـي يـک سـيكلون را بـشكل تجربـي بررسي مي شود، امكان حصول نتايج در مورد ساير شرايط عملياتي با روشـهاي درونيـابي و برونيـابي وجود دارد. اگر سيكلوني به ازاي ذراتي به قطر d_1 داراي بازدهي η_1 باشد، قطري از ذرات كه بتوانـد همان بازده را با وجود تغيير شرايط عملكرد ايجاد كند، از رابطه زير بدست مي آيد:

$$d_2 = d_1\left(\frac{\rho_{p_1} Q_1 \mu_2 D_2}{\rho_{p_2} Q_2 \mu_1 D_1}\right)^{1/2} \qquad (۵-۱)$$

در اين تجزيه و تحليل فرض بر آن است که قطرهاي دو سيکلون بتقريـب مـساوي بـوده و در نتيجـه مقدار توان گردابه اي n تغيير چنداني نداشته باشد.
اثر تغييرات غلظت نيز از فرمول زير که توسط استرن[۱] و همکاران وي ارائه شده اسـت، قابـل محاسـبه است.

$$\frac{1-\eta_1}{1-\eta_2} = (\frac{c_{i_2}}{c_{i_1}})^{0.2} \qquad (۵-۲)$$

در معادله فوق c_i غلظت ورودي مي باشد.

۵-۳- استفاده از تئوريهاي بازده جزئي

تئوريهاي زيادي تاکنون جهت تعيين بازده جزئي مورد استفاده قرار گرفته اند. بشکل کلي اين تئوريها به دو دسته تقسيم مي شوند. گروه اول تئوريهايي هستند که بر اساس قطر بحراني عمل مـي کننـد و گروه دوم تئوريهايي هستند که اساس کار آنها بر مبنـاي تقـسيم جريـان داخـل سـيکلون بـه نـواحي مختلف مي باشد.

۵-۳-۱- تئوريهاي مبتني بر قطر بحراني

جداسازي ذرات در يک سيکلون بوسيله نيروي گريز از مرکز ناشي از دوران جريان گاز،انجام مي شـود. در مورد ذره اي که سرعت دوران آن با سرعت مماسي گاز يکسان باشد نيروي گريـز از مرکـز در يـک موضع به فاصله شعاعي r از مرکز سيکلون عبارتست از :

$$F_c = \frac{\pi \rho_p d^3 V_t^2}{6r} \qquad (۵-۳)$$

d قطر ذرات، ρ_p دانسيته ذرات و r فاصله شعاعي از محور سيکلون مي باشد.

در مقابل حرکت رو به خارج حاصل از نيروهاي گريز از مرکز، نيروي پساي رو بـه داخـل بـه ذره وارد مي شود که عبارتست از :

$$F_d = 3\pi\mu d(U_r - V_r) \qquad (۵-۴)$$

---
[۱] -Stern

U_r سرعت شعاعي ذره، V_r سرعت شعاعي گاز كه جهت آن رو به داخل است و μ ويـسكوزيته گـاز است. با توجه به اين كه رابطه فوق از رابطه استوكس حاصل شده است، لذا از آن نمي تـوان در مـورد ذراتي كه سرعتهاي شعاعي آنها زياد است استفاده كرد. توجه شود كه در اينجا جهتهاي شعاعي رو بـه خارج مثبت در نظر گرفته مي شود.

برآيند نيروهاي گريز از مركز و پساي وارد بر ذره برابر با حاصل ضرب جرم ذرات در شتاب آنها اسـت، و بنابر اين رابطه ۵-۵ حاصل مي شود.

$$\frac{\pi\rho_p d^3 V_t^2}{6r} - 3\pi\mu d(U_r - V_r) = \frac{\pi\rho_p d^3}{6}\frac{d_r^2}{dt^2} \qquad (۵\text{-}۵)$$

از آنجا كه در سيكلون $V_t r^n$ مقدار ثابتي است، بنابراين از رابطه زير سرعت مماسي گـاز در نقطـه اي دلخواه با سرعت مماسي گاز روي ديواره سيكلون مرتبط مي شود.

$$V_t r^n = V_{tw} r_w^n = const \qquad (۶\text{-}۵)$$

اگر U_r بشكل ديفرانسيلي نوشته شده و ديگر جملات معادله ۵-۴ نيز تركيب گردند، اين جـايگزيني رابطه زير را براي توصيف حركت شعاعي يک ذره در گردابه سيكلون (بر حسب زمان) ارائه مي نمايد.

$$\frac{d_r^2}{dt^2} + \frac{18\mu dr}{\rho_p d^2 dt} - \left[\frac{V_{tw}^2 r_w^{2n}}{r^{2n+1}} + \frac{18\mu V_r}{\rho_p d^2}\right] = 0 \qquad (۷\text{-}۵)$$

براي معادله فوق تا كنون پاسخ تحليلي ارائه نشده است، بـا ايـن وجـود برخـي از محققـين روشـهاي تقريبي براي حل آن ارائه نموده اند[۱۵]. با اعمال بعضي فرضيات در مورد جريان گاز عبوري از داخـل سيكلون، بعضي از جملات معادله فوق كم اهميت بوده و از آنها امكان صرفنظر نمـودن وجـود خواهـد داشت. اما از آنجا كه اهميت نسبي اين جملات با نحوه طراحي سـيكلون و شـرايط عمليـاتي سيـستم قابل تغيير مي باشد، لذا نمي توان با تكيه بر يک تئوري واحد بازده سـيكلون را در مـورد كليـه مـوارد كاربردي پيشگويي نمود. تئوريهايي كه بر اساس قطر بحراني عمل مي كننـد بـه دو گـروه عمـده زيـر تقسيم مي شوند.

۱- روش ذره ساكن

۲- روش پرواز زمان بندي شده

۵-۳-۱-۱- قطر بحراني، روش ذره ساكن

در روش ذره ساكن، قطر ذره براي حالتي بدست آورده مي شود كه توازن كاملي بـين نيـروي گريـز از مركز و نيروي پسايي كه از جريانهاي رو به داخل هسته سيكلون بوجود مي آيد، برقرار باشد. در مـورد اين قبيل ذرات، شتاب و سرعت شعاعي برابر صفر بوده و بنابراين ذرات موجود بنحوي نامشخص حول هسته به چرخش در مي آيند. نيروي پساي وارد بر ذرات كوچكتر، از نيروي گريز از مركز بيشتر شـده و در نتيجه ذرات مذكور به داخل هسته منتقل و نهايتا از سـيكلون خـارج مـي گردنـد. ذرات بزرگتـر بنحوي چرخش مي نمايند كه بطرف ديواره متمايل شده و در آنجا تجمع مي نمايند. سرعت متوسـط شعاعي گاز به درون هسته عبارت است از:

$$V_r = \frac{-Q}{2\pi r_{core} h^*} \qquad (۸-۵)$$

واضح است كه نحوه انتخاب r_{core} (فاصله شعاعي محور سيكلون تا گوشه هسته مركـزي) از اهميـت خاصي برخوردار است. با كوچكتر شدن r_{core} ، بدليل افزايش نيروي پسا، سرعت شعاعي گاز افـزايش يافته و علاوه بر اين بنا به معادله $V_t r^n = const$ ، افزايش سرعت مماسي گاز به ازدياد نيروي گريز از مركز منجر مي گردد. از نظر تئوري بايد اذعان نمود كه قطر ذره ايستا بـا r_{core}^n متناسـب اسـت. ايـن روش چنين بيان مي دارد كه با افزايش اندازه ذره، نسبت به مقدار بحراني آن، افزايشي سريع در بازده سيكلون بوجود آمده و به مقدار واحد نزديک مي شود ولي از لحاظ تجربي اين تفاوت سريع بهيچوجـه امكان پذير نبوده و دليل آن نيز تغييرات و نوسانات سرعتهاي شعاعي و مماسي گـاز، در طـول ارتفـاع سيكلون است.

در اغلب موارد بازده يک سيكلون در مورد ذراتي با اندازه بحراني، معادل ۵۰% در نظر گرفته مـي شـود. نمونه اي از تئوريهاي متكي بر اين روش، تئوري بارث[۱] بوده كه در آن سرعت حد ته نـشيني يـک ذره ايستا بصورت زير بدست مي آيد[۲۰].

$$V_{ts}^* = \frac{Q}{2\pi h^* V_t^2} \qquad (۹-۵)$$

[۱] -*Barth*

بارث فرض كرد كه r_{core} با شعاع گاز خروجي مساوي باشد. براي تعيين بازده سيكلوني كه داراي ذراتي با قطرهاي مختلف باشد، مي توان نسبت سرعت حد ته نشيني هر يک از ذرات هم اندازه را بر حسب V_{ts}^* بدست آورد.

$$\frac{V_{ts}}{V_{ts}^*}=\frac{\pi h^* V_t^2 \rho_p d^2}{9\mu Q} \qquad (۱۰-۵)$$

تئوري ذره ايستا بارث d_{50} را بصورت زير پيش بيني مي كند.

$$d_{50}=\left(\frac{9\mu Q}{\pi \rho_p h^* V_{t\max}^2}\right)^{0.5} \qquad (۱۱-۵)$$

در معادله بالا $V_{t\max}$ حداكثر سرعت مماسي است و فرض مي شود كه سرعت مماسي گاز و ذرات معادل هستند.

$$V_{t\max}=6.1 V_i (ab/D^2)^{0.61} (D_e/D)^{-0.74} (H/D)^{-0.32} \qquad (۱۲-۵)$$

در معادله فوق V_i سرعت ورودي و مابقي پارامترها بر اساس ابعاد هندسي ذكر شده براي سيكلون هستند.

$$h^*=(H-S)-(H-h)/((D/B))-1)((dc/B)-1) \qquad dc>B \qquad (۱۳-۵)$$
$$h^*=(H-S) \qquad dc<B$$
$$@\, dc=0.47(ab/D^2)^{-0.26}(De/D)^{1.4}$$

لوزيا و لايت[۱] از فرمولهاي فوق جهت تعميم روش خود استفاده كرده و فرمول زير را براي تعيين بازده سيكلون بدست آوردند[۲۵].

$$\eta=\frac{1}{(1+d_{50}/d)^{\beta'}} \qquad (۱٤-۵)$$

تئودور و دپاولا[۲] معادله فوق را براي پيش بيني داده هاي بازده سيكلون نوع لاپل مورد استفاده قرار دادند و همچنين ديرگو ولايت[۳] نيز از اين معادله براي توزيع داده هاي بارث استفاده كردند.

[۱] -Lozia & Leith
[۲] -Theodor & Depaola (۱۹۸۰)
[۳] -Dirgo Leith(۱۹۸۵)

آنچه از شواهد بر مي آيد اين است كه معادله حاضر قادر به پيشگويي مناسبي از داده هاي آزمايشگاهي مي باشد(آبراهامسون[1])[٢٦].

براي استفاده از اين معادله بايد پارامتر شيب β' تعيين گردد. لوزيا و لايت براي رسيدن به اين هدف آزمايشاتي را بر روي ١١ سيكلون با ابعاد مختلف انجام دادند كه نتايج آن درجدول ۵-١ گزارش شده است. نمونه اي از نتايج اين آزمايشات نيز درشكل ۵-١ نشان داده شده است.

جدول (۵-١): نتايج آزمايشات لوزيا و لايت[٢۵]

Test	Inlet area/D^2	a/D	b/D	H/D	Flow (m^3/s)	De/D	S/D	h/D	ΔP (Pa)
Stairmand									
1	0.10	0.50	0.20	4	0.095	0.50	0.50	1.5	400
Flow variation									
2	0.10	0.50	0.20	4	0.047	0.50	0.50	1.5	100
3	0.10	0.50	0.20	4	0.142	0.50	0.50	1.5	1000
Inlet area increase									
4	0.15	0.50	0.30	4	0.095	0.50	0.50	1.5	325
5	0.15	0.75	0.20	4	0.095	0.50	0.75	1.5	325
Inlet area decrease									
6	0.05	0.50	0.10	4	0.095	0.50	0.50	1.5	1100
7	0.05	0.25	0.20	4	0.095	0.50	0.25	1.5	850
Gas exit diameter variation									
8	0.10	0.50	0.20	4	0.095	0.30	0.50	1.5	1100
9	0.10	0.50	0.20	4	0.095	0.70	0.50	1.5	225
Cylinder height variation									
10	0.10	0.50	0.20	3	0.095	0.50	0.50	0.5	475
11	0.10	0.50	0.20	5	0.095	0.50	0.50	2.5	400

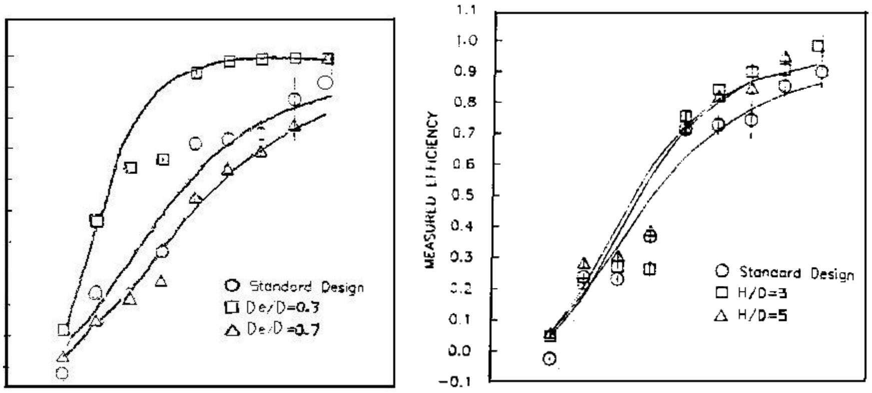
در نهايت آنها از نتايج آزمايشات خود و داده هاي ديرگو و لايت پارامتر شيب β' را بصورت فرمول زير بدست آوردند.

$$\ln(\beta') = 0.62 - 0.87\ln(d_{50}(cm)) + 5.21\ln(ab/D^2) + 1.05(\ln(ab/D^2))^2 \quad (۵-١۵)$$

اين محققان با استفاده از پارامتر شيب β' كه بر داده ها منطبق كردند و نيز بازده بدست آمده از معادله ۵-١٤ منحني هاي ۵-١ را بدست آوردند. شكل اول اثر قطر خروجي سيكلون بر بازده را نشان مي دهد. همانطور كه مشاهده مي شود هرچه قطر خروجي كوچكتر باشد، بازده بالاتر مي رود.

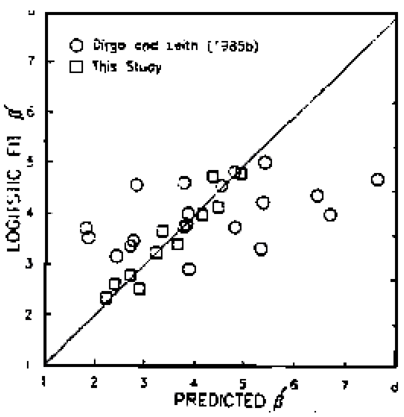
[1] -Abrahamson(١٩٨١)

همچنين شكل دوم اثر ارتفاع را بررسي مي كند كه بـر اسـاس آن ارتفـاع سـيكلون اثـر چنـداني روي بازدهي ندارد.



شكل (۵-۱): اثر قطر خروجي و ارتفاع بر بازده سيكلون[۲۵]

در شكل ۵-۲ β' پيش بيني شده از معادله۵-۱۵ با مقداري كه از تطابق داده ها بدسـت آمـده اسـت مقايسه شده است.



شكل (۵-۲): مقايسه مقادير پيش بيني شده β' و مقاديرحاصل از تطابق داده ها [۲۵]

همانطور كه در شكل ۵-۲ ملاحظه مي شود، پارامتر شيبي كه براي داده هـاي لوزيـا و لايـت بدسـت آمده است تقريبا منطبق بر خط تقارن بوده و اين موضوع نشان مي دهد كـه فرمـول (۵-۱۵) بـا داده هاي لوزيا و لايت همخواني بيشتري دارد.

اين دو محقق نتايج حاصل از تئوري خود و تئوري بارث(۱۹۵٦)، لاپل(۱۹٥٦)، ديتـز(۱۹۸۱)ولايـت و ليخت(۱۹۷۲) را با نتايج آزمايشگاهي حاصل از آزمايـشات ديرگـو و لايـت(۱۹۸۵) و آزمايـشات خـود مقايسه كرده و در اين راه شاخص زير را در نظر گرفتند.

$$IndexI = \sum (eff_m - eff_p)^2 / n \tag{۵-۱٦}$$

در معادله فوق eff_m بازده اندازه گيري شده، eff_p بازده پيش بيني شده و n تعداد آزمايـشات (كـه برابر۲۱٦ عدد است) مي باشد. نتايج حاصل در جدول ۵-۲ نشان داده شده است.

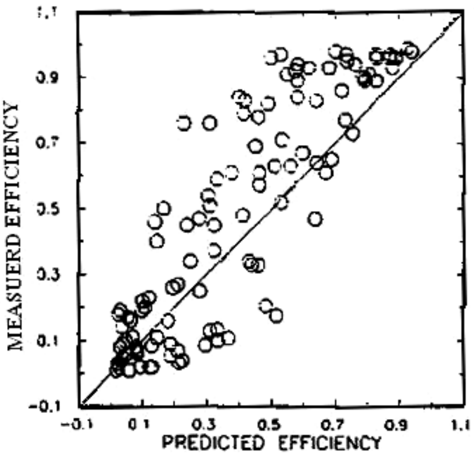
جدول (۵-۲): مقايسه نتايج تئوري لايت و ليخت و ساير تئوريها[۲۵]

	Barth (1956)	Dietz (1981)	Lapple (1950)	Leith-Licht (1972)	Iozia-Leith (1989) mod'n Barth (1956) and Eq. (5)
Index, I	0.146	0.101	0.079	0.101	0.023
Mean, Δ	0.300	0.176	0.169	0.139	0.037
Variance, σ_Δ^2	0.056	0.071	0.050	0.082	0.022
t value	1160	476	51	908	—

در جـدول فـوق Δ ميـانگين اخـتلاف فـشار بـين مقـادير آزمـايش شـده و پـيش بينـي شـده و واريانس $\Delta(\delta_\Delta^2)$ مقدار پخش داده ها را در اطراف خط $eff_m = eff_p$ مشخص مي كند. آزمايش t بـه منظور مقايسه پيش بيني اختلاف مدلهاي ديگر نسبت به اين مدل انجام شده است. همـانطور كـه در اين جدول ديده مي شود، بهترين پيش بيني را مدل لوزيا و لايت انجام مي دهد. در شكل ۵-۳ بـازده هاي پيش بيني شده از ايـن مـدل و بـازده هـاي انـدازه گيـري شـده از آزمايـشات ايـن دو محقـق و آزمايشات لايت و ديرگو نشان داده شده است.

همانطور كه از نتايج مندرج در جدول ۵-۲ مشاهده مي شود، اين روش بازده را نـسبت بـه تئوريهـاي ديگر بهتر پيش بيني مي كند ولي هنوز در اطراف خط توافق (شكل۵-۳) پراكندگي قابل ملاحظـه اي وجود دارد كه اين مورد مي تواند به علت خطا در اندازه گيريهاي آزمايشگاهي و خطا در تئوري باشد. بعلاوه انتظار مي رود براي شرايط عملياتي در صنعت اين پراكندگي بيشتر شـود. بخـصوص اينكـه در اين آزمايشات جهش دوباره ذرات كه باعث كاهش بازده مي شود وجود ندارد.

در اين مدل افزايش بازده به دليل افزايش غلظت در نظر گرفته نشده است و در موارد صنعتي اين امر مي تواند باعث بالا رفتن بازده شود. بنابراين اين دو عامل مي توانند بر يكديگر تاثير بگذارند.



شكل(۵-۳): مقايسه نتايج تئوري و مقادير اندازه گيري شده[۲۵]

۵-۳-۱-۲- قطر بحراني[۱] ، روش پرواز زمان بندي شده

اين روش بر اساس فرضيات مختلفي در مورد جملات معادله ۵-۷ بنا شده است. در اين روش فرض بر اين است كه شتاب شعاعي ذرات و سرعت شعاعي گاز ورودي به هسته برابر صفر بوده و يک موضع شعاعي دروني (معمولا عرض يا نيمي از عرض سيكلون) براي ذرات وارد شده به سيكلون در نظر گرفته مي شود. ذرات موجود نيز مي بايست از طريق اين موضع بطرف ديواره سيكلون حركت كرده و جمع آوري شوند. اندازه بحراني معادل اندازه ذره اي است كه در طول مدت اقامت خود در سيكلون، اين فاصله را دقيقا طي نموده باشد. لازم به ذكر است كه موارد زير نهايتا به حصول روشهاي حل مختلفي منجر مي شود.

۱) فرضيات مختلفي در مورد موضع شعاعي اوليه
۲) فرضيات مختلفي در مورد توان گردابه اي n
۳) فرضيات مختلفي در مورد زمان اقامت ذرات

تئوري قطر بحراني منسوب به لاپل[۱] نمونه بارزي از كاربرد روش پرواز زمان بندي شده است كه در آن موضع شعاعي اوليه اي براي ذرات موجود در نيم پهناي كانال ورودي در نظر گرفته شده است[۲۷].

---
[۱] -Cut Diameter

اگر اندازه غبارات موجود در طول مجراي ورودي كاملا توزيع شده باشد، در اين صورت ذراتـي كـه در طول زمان اقامت خويش فاصله اي معادل مسافت ميان نيمه عرض سيكلون تا ديواره را طي نمايند، با بازده ۵۰% جمع آوري خواهند شد. معادله لاپل در مورد تعيين اندازه چنين ذراتي كه اصـطلاحا قطـر بحراني ناميده مي شوند عبارت است از:

$$d_{50} = \left(\frac{9\mu b}{2\rho_p V_i N}\right)^{0.5} \qquad (۱۷\text{-}۵)$$

لاپل علاوه براين فرض نمود كه توان گردابه اي مساوي صفر باشـد، بنـابراين سـرعت مماسـي گـاز در تمامي مواضع شعاعي، مقدار ثابتي بوده و برابر سرعت ورودي به سيكلون مي باشـد. زمـان اقامـت ذره نيز بوسيله پارامتر N تعريف مي شود كه همان تعداد دورانهاي جريان گاز در سيكلون است. البتـه بـا توجه به اينكه هر دوران مسافتي معادل πD را مي پوشاند طبق رابطه ۵-۱۷ مي توان دريافـت كـه از ميان پارامترهاي طراحي موثر بر بازده جمع آوري ذرات، تنها مي توان به عرض ورودي سيكلون اشاره نمود كه داراي اثر مستقيمي بر اين مورد مي باشد.

محدوديت ديگر اين تئوري عدم قطعيت تعداد دورانهاي انجام شده توسط جريان گـاز اسـت. لاپـل بـا اندازه گيري d_{50} و سپس با استفاده از معادله ۵-۱۷ دريافت كه $N \approx 5$ است. البته به پيـشنهاد وي بهتر است مقدار N را از نتايج تجربي محاسبه گردد، با اين وجود در اغلب موارد بطور مـستقيم قابـل كاربرد بوده است. در يک طراحي مشخص افزايش سرعت ورودي سيكلون باعـث افـزايش N خواهـد شد. مقدار N براي سيكلون نوع لاپل را مي توان از رابطه زير بدست آورد.

$$N = (h + 1.2H)/a \qquad (۱۸\text{-}۵)$$

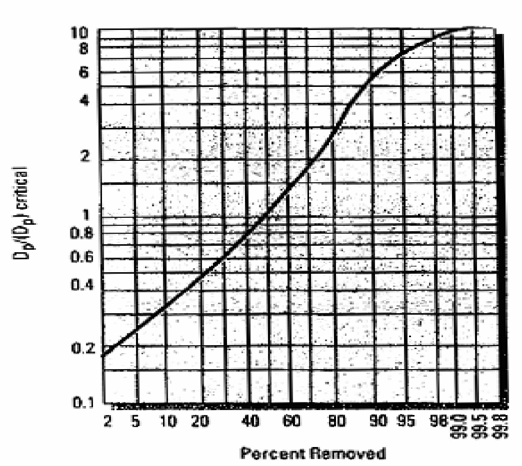
همچنين والاس[۲] ازاين روش استفاده كرده و قطر بحراني را به صورت زير محاسبه كرد[۲۸].

$$d_{crit} = \left(\frac{9\mu D}{4\pi N_t V_i (\rho - \rho_g)}\right)^{0.5} \qquad (۱۹\text{-}۵)$$

$$@\, N_t = V_i[0.1079 - 0.00077V_i + 1.924(10-6)V_i^2]$$

در معادله فوق V_i سرعت خطي ورودي است. شكل ۵-٤ درصد برداشـت ذره را در يـک سـيكلون بـر حسب تابعي از نسبت قطر ذره به قطر بحراني نشان مي دهد.

[۱] -Lapple
[۲] -Walas



شكل (۵-٤): درصد برداشت ذره بر حسب نسبت قطر ذره به قطر بحراني[۲۸]

۵-۳-۱-۳-روش لايت و ليخت[۱]

از ميان تئوريهاي مربوط به قطر بحراني، تئوري لايت و ليخت متداول ترين روشي است كه در آن از سرعت و شتاب شعاعي گاز موجود در سيكلون صرفنظر مي گردد[۱۵]. چنانچه مقصود تعميم مدل براي جريان گاز مغشوش باشد لازم است فرض شود كه در هر ارتفاعي از سيكلون، غبارات تجمع نيافته بگونه اي كامل و ناهمگون مخلوط شده باشند.

با استفاده از پارامتر هايي مثل ابعاد و ظرفيت ورودي سيكلون امكان محاسبه زمان اقامت متوسطي براي گاز درون سيكلون وجود دارد. در مورد بازده جمع آوري ذرات نيز رابطه ۵-۲۰ ارائه شده است.

$$\eta = 1 - \exp[-2(c\psi)^{1/(2n+2)}] \qquad (۵-۲۰)$$

اثرات خواص گاز و ذرات در پارامتر اصلاح شده اينرسي ψ ادغام شده كه بصورت زير مي باشد.

$$\psi = \frac{\rho_p d^2 V_i (n+1)}{18\mu D} \qquad (۵-۲۱)$$

[۱] -Leith & Licht

ترم c يک پارامتر هندسي بدون بعد بوده و فقط به هشت نسبت از ابعـاد سـيكلون وابـسته اسـت. در كليه شرايط عملياتي مي توان اذعان نمود كه سيكلونهايي كه مقدار c بالاتري را دارا مي باشند، بـازده بالاتري خواهند داشت. در معادله ۵-۲۲ مي توان پارامترهاي مهم در طراحي سيكلون و محاسبه بازده جزئي آنرا در قالب پارامتر c مشاهده نمود.

$$c=\frac{\pi D^2}{ab}[2\left\{1-(\frac{D_e}{D})^2\right\}(\frac{s}{D})-(\frac{a}{2D})+\frac{1}{3}(\frac{s+l-h}{D})(1+\frac{d_c}{D}+\frac{d_c^2}{D^2})+\frac{h}{D}-(\frac{D_e}{D})^2\frac{l}{D}-\frac{s}{D}] \quad (۵\text{-}۲۲)$$

ترم l طول طبيعي سيكلون نام داشته و توسط الكساندر[۱] بر اساس دورترين فاصـله اي تعريـف شـده است كه تا آن فاصله گرداب موجود در زير كانال خروجي، ادامه مي يابد[۲۱].

در فاصله اي برابر با طول طبيعي سيكلون تمامي گاز موجود بـه داخـل هـسته مركـزي كـشيده مـي شوند.

$$l = 2.3D_e(\frac{D}{ab})^{1.3} \quad (۵\text{-}۲۳)$$

قطر دماغه سيكلون در فاصله اي معادل با طول طبيعي عبارتست از :

$$d_c = D\frac{(D-B)(s+l-h)}{(H-h)} \quad (۵\text{-}۲٤)$$

اگر طول طبيعي از مقدار $H-s$ بزرگتر شود در اين صورت پارامتر l موجود در معادلات ۵-۲۲ و ۵-۲۳ را مي توان با همان $H-s$ جايگزين نموده و بنابراين d_c به B تبديل خواهد شد.

[۱] -Alexander

۵-۳-۲- تئوريهاي مبتني بر تقسيم جريان داخل سيكلون به نواحي مختلف

اين تئوريها از تئوري قطر بحراني جديدتر مي باشند. پايه گذار اين تئوريها ديتز[۱] بـوده و از تئوريهـاي مبتني بر قطر بحراني جديد تر مي باشند.

۵-۳-۲-۱- تئوري ديتز

ديتز بر اساس كارهاي آزمايشگاهي ليندن (۱۹٤۹) جريان داخل سيكلون را به سه ناحيه مجزا تقسيم كرد[۲۹].

۱-ناحيه ورودي ۲- ناحيه گردابي كه جريان رو به پايين دارد ۳- ناحيه گردابي كه جريان رو بـه بـالا دارد. او همچنين فرض كرد كه بين اين دو گردابه ذرات مبادله مي شـوند و پروفيـل غلظـت ذرات در جهت شعاعي يكنواخت بوده و از پيش آميختگي ذرات در جهت شعاعي نيز صرفنظر كرد.

وي با استفاده از اين فرضيات معادله زير را براي بازده بدست آورد.

$$\eta = 1 - [K_0 - \left\{K_1^2 + K_2\right\}^{0.5}]\exp[\frac{-2\pi R_c U_{pw} D}{Q_v}] \quad (۵\text{-}۲۵)$$

$$K_0 = \frac{R_c U_{pw} + R_w U_{r\circ} + R_c U_{pv}}{2 R_V U_{pv}}$$

$$K_1 = \frac{1}{2}[1 - (\frac{R_v}{R_c})^{2n}\left\{1 - \frac{9\mu Q_{v\circ}}{4\pi\rho_p R_p^2 U_{tw}^2}\right\}]$$

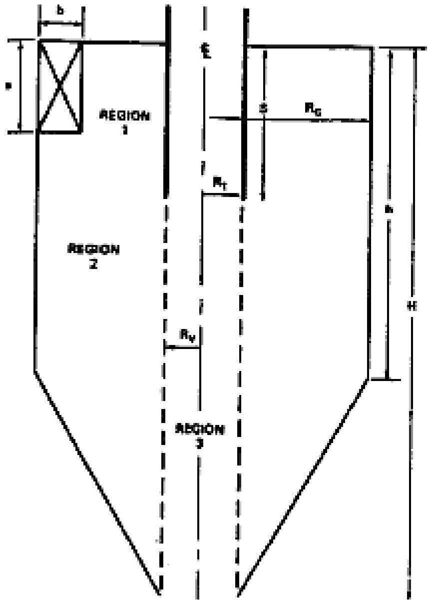
پارامترهايي كه در عبارت بالا وجود دارند در شكل۵-۵ نشان داده شده است.

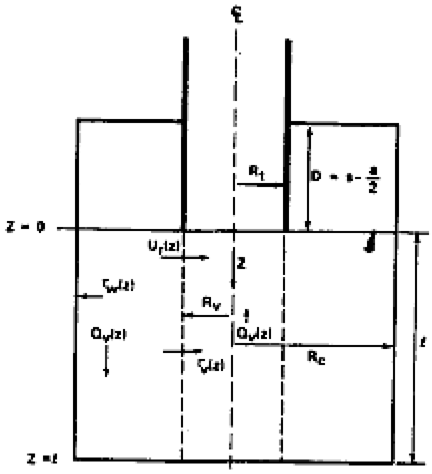
$$U_{r\circ} = \frac{Q_{V\circ}}{2\pi R_V L} \quad (۵\text{-}۲٦)$$

$$U_{pw} = \frac{2\rho_p R_p^2 U_{tw}^2}{9\mu R_c}$$

$$U_{pv} = \frac{2\rho_p R_p^2 U_{tw}^2}{9\mu R_V}$$

[۱] -Dietz (۱۹۸۱)





شکل (۵-۵): نواحي جريان داخل سيکلون بر اساس کار مطالعاتي ديتز[۲۱]

در معادلات ۵-۲٦ L طول طبيعي است که توسط الکساندر (۱۹٤۹) تعريف شده است و با فرمول ۵-۲۳ نشان داده مي شـود[۲۱]. U_{pw} سـرعت ذره بـرروي ديـواره و U_{pv} سـرعت ذره در قـسمت جريان گردابه اي خارجي به داخلي است و $U_{r\circ}$ سرعت شعاعي به درون رژيم گردابه اي داخلـي مـي باشد.

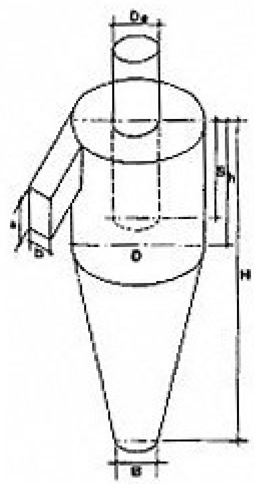
۵-۳-۲-۲- مدل اينليانگ و يانگمين[1] (۱۹۸۹)

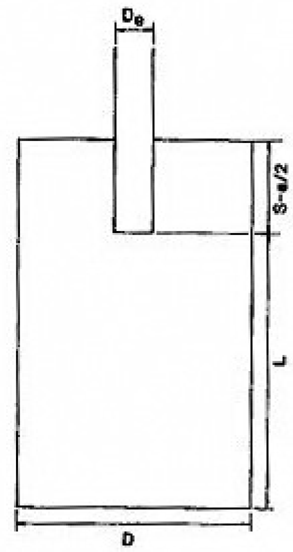
اينلیانگ ويانگمين يک مدل رياضي جديد براي تشريح و حرکت ذره در سيکلون ارائه کردنـد. در ايـن مدل هيچ فرضي مبني بر ثابت بودن سرعت شعاعي ذره و يا پروفيل توزيع يکنواخت ذرات جمع آوري شده در مقاطع مختلف سيکلون، در نظر گرفته نشده است. اين مدل همچنين جهش دوبـاره ذرات از ديواره و نفوذ درهم ذرات در ديوار را در نظر گرفته است. از اين مدلسازي يک عبارت تحليلي دو بعدي براي توزيع ذرات بدست خواهد آمد.

اين مدل يک عبارت ساده براي بازده جداسازي ذرات با اندازه هاي متفاوت را ارائه مي دهـد و بـا داده هاي تجربي و آزمايشگاهي ارائه شده توسط ديرگو و لايت بخوبي مطابقت دارد[۳۰].

[1] -*Inlyang & Yangmin*

بمنظور تشريح بهتر اين مدل، هندسه سيكلون در شكل ۵-٦ نشان داده شده است. شعاع سيكلون و شعاع مجراي خروجي از سيكلون مقادير ثابتي مي باشند و طول متوسط اشغال شده توسط ناحيه ورودي جريان برابر $s-\frac{a}{2}$ مي باشد.





شكل (۵-٦): هندسه مدل اينلیانگ[۳۰]

با صرف نظر از نفوذ درهم از ميان گاز و سرعت ته نشيني محوري و بر اساس معادله پيوستگي ذرات، مدل جديد براي توزيع سرعت در سيكلون به شكل زير خواهد بود.

$$w\frac{dc}{dr}+u\frac{1}{r}\frac{dc}{d\theta}=0 \qquad (0\le\theta\le\theta_1) \tag{۵-۲۷}$$

با توجه به نفوذ درهم و جهش ذرات از ديواره شرايط مرزي به قرار زير است.

$$c=c_{\circ}\ at\ \ \theta=0 \tag{۵-۲۸}$$

$$D_p\frac{dc}{rc}=(1-\alpha)w_c\ at\ \ r=\frac{D_c}{2}$$

ضريب نفوذ درهم بوسيله تيلور تعيين شده است.

$$D_p=0.052Ru\sqrt{f/8} \tag{۵-۲۹}$$

كه ضريب اصطكاك f برابر ۰,۰۲ فرض مي شود (ديرگو و لايت).

$$R=(D_c-D_e)/2 \tag{۵-۳۰}$$

سرعت شعاعي ذرات $w(r)$ از رابطه زير و مقدار سرعت مماسي از رابطه ۵-٦ بدست مي آيد.

$$W(r_a^*)=\frac{\Delta\rho d^2 V_\varphi^2(r_a^*)}{18\mu r_a^*} \tag{۵-۳۱}$$

وي با حل اين معادلات در نهايت بازده را بصورت زير بدست آورد.

$$\eta=1-\exp(-\lambda\theta_1) \tag{۵-۳۲}$$

$$\theta_1=2\pi(s+l)/a$$

$$\lambda=\frac{(1-\alpha)KW_a}{D_p r_a^n}$$

$$K=\frac{(1-n)(\rho_p-\rho_g)dp^2 Q}{18\mu b(r_a^{l-n}-r_n^{l-n})}$$

مقدار l در معادله ۵-۳۲ را مي توان از رابطه ۵-۲۳ بدست آورد.

۵-۳-۲-۳- تئوري بازده جزئي كليفت[1]

كليفت و همكارانش نشان دادند كه تئوري لايت و ليخت داراي اشكالاتي است[۳۱]. از جمله اين نقصها ناتواني در تخمين زمان اقامت متوسط ذره است. اين محققان سعي كردند كه بر اساس فرضيات اصلي لايت و ليخت دوباره بازده جزئي را بدست آورده و در نهايت رابطه اي متفاوت از رابطه لايت و ليخت ارائه دهند. زمان اقامت متوسط كه اين محققان در نظر گرفتند از تقسيم حجم سيكلون از ورودي تا خروجي بر دبي حجمي گاز بدست مي آيد. در حاليكه محاسبات لايت و ليخت اين زمان را نصف مقدار واقعي نشان مي دهد.

لايت و ليخت با در نظر گرفتن فرضيات ساده كننده اي معادله زير را براي حركت ذره بدست آوردند[۱۵].

$$\frac{dr}{dt}=\frac{d_p^2\rho_p}{18\mu}\frac{U_t^2R_c^{2n}}{R^{2n+1}} \tag{۵-۳۳}$$

[1] -Clift

در نتيجه سرعت مهاجرت ذرات در ديواره $R = R_c$ را مي توان از رابطه زير بدست آورد.

(۵-۳٤)

$$V_2 = \frac{dR_c}{dt} = \frac{d_p^2 \rho_p U_t^2}{18\mu R_c}$$

مقدار ذراتي كه در واحد زمان با سطح سيكلون برخورد مي كنند برابر C_{V2} مي باشد. اگر اين ذرات از حجمي از گاز كه برابر $\pi R_c^2 dz$ مي باشد جمع آوري شوند، در اين صورت با توجه به موازنـه جـرم در طول dz در قسمت استوانه اي عبارت زير حاصل مي شود.

(۵-۳۵)

$$\frac{d[\pi R_c^2 C dz]}{dt} = -2\pi R_c C v2 dz$$

با جايگذاري $v2$ در اين رابطه و مرتب كردن دوباره آن معادله زير حاصل مي شود.

(۵-۳٦)

$$\frac{d(\ln c)}{dt} = \frac{-d_p^2 \rho_p U_t^2}{9\mu R_c^2}$$

اگر از اين معادله انتگرال بگيريم و شرط $c = c_\circ$ در زمان $t = 0$ را جايگذاري كنيم، معادلـه اي بـراي غلظت ذرات جامد در خروجي كه تابع ميانگين زمان اقامت گاز در سـيكلون مـي باشـد، بدسـت مـي آوريم.

(۵-۳۷)

$$\eta = \frac{c_\circ - c}{c_\circ} = 1 - \exp[\frac{\rho_p}{9\mu}(\frac{dpU_t^2}{R_c})t_{res}]$$

$$\eta = \frac{1}{r_a^* - r_e}\int_{r_i^*}^{r_a^*}[1 - \exp[-\frac{V_d^+}{V_\varphi^+(r_a)^*}\frac{(S_{\max}^+ - S_1^+)}{\delta}]]dr$$

۵-٤-بررسي كلي تئوريهاي بازده جزئي

تا سالهاي اخير تئوري لايت وليخت به عنوان بهترين تئوري براي تعيين بازده جزئي سيكلون شـناخته شده بود. تئوري لايت و ليخت (۱۹۷۲) طبيعت آشفتگي ذاتي جريان سيكلون را مشخص مـي كنـد و يک زمان اقامت متوسط براي ذرات درون سيكلون در نظر مي گيرد .

از آنجايي كه زمان اقامت كم سبب كاهش بازدهي مي شود، اين تئـوري بـازده جمـع آوري را بيـشتر پيش بيني مي كند(ديتز(۱۹۸۱))[۲۹]. در اين تئوري فرض شده كه گاز و ذرات بصورت يكنواخت در هر سطح مقطع عرضي مخلوط مي شوند. لذا در سيكلونهاي جريان معكوس معادله گـرداب بـين ذرات رو به پايين و گرداب رو به بالا در نظر گرفته نمي شود. اين تئوري بخوبي با منحني هاي بازده جزئـي

که بصورت آزمايشگاهي توسط استيرماند با آزمـايش ذراتـي بـا قطـر متوسـط $25\mu m$ بدسـت آمـده، مطابقت دارد. ديرگو و لايت (۱۹۸۵) بازده جمع آوري را براي ذرات ريز روغن که کوچـک تـر از قطـر برشي سيکلون بودند، بدست آورده و متوجه شدند که خيلي کوچک تـر از مقـادير پـيش بينـي شـده توسط اين تئوري مي باشد. همين طور موتز و لفلر(۱۹۸۸) و اينليانگ و يـانگمين (۱۹۸۹) داده هـاي آزمايشگاهي بدست آوردند که با اين تئوري همخـواني نداشـت. کليفـت (۱۹۹۱) نـشان داد کـه ايـن تئوري داراي يک سري نقص مانند ناتواني در تخمين زمان اقامت متوسط مي باشد[۳۰]و[۳۱]و[۳۲].

ديتز(۱۹۸۱) توافق خوبي از تئوري خود با داده هاي آزمايشگاهي با يک سيکلون بـه قطـر ۰,۲ و داده هاي آزمايشگاهي استيرماند(۱۹۵۱) بدست آورد. کليفت (۱۹۹۱) نشان داد که اين تئوري در بعضي از موارد مثل تغيير فيزيکي پديده انتقال (يعني وجود انفصال هايي که عملا اتفاق نمـي افتـد) و زمـان اقامت متوسط (همان خطايي که در تئوري لايت و ليخـت هـم وجـود داشـت) نـاقص اسـت. هرچنـد تصحيح زمان اقامت متوسط اثر کمي روي بازده جزئي پيش بيني شده دارد، کليفت حدس زد کـه بـه علت تناقضهاي موجود در مدل ديتز، توافق خوب اين تئوري با داده هاي آزمايشگاهي احتمـالا اتفـاقي است. موتز و لفلر(۱۹۸۸) توانستند توافق خوبي از داده هاي آزمايـشگاهي را بـا تئـوري خـود بدسـت آورند. آنها در ابتدا سعي کردند با استفاده از داده هاي آزمايشگاهي ضريب نفوذ موثري که توافق خوبي با داده هاي آزمايشگاهي داشت پيدا کنند و سپس با استفاده از اين ضريب نفوذ توانستند منحني هاي بازده جزئي را براي سيکلونهايي با همان قطر، ولي با تغيير در اندازه هاي ديگر سيکلون حـدس بزننـد که توافق بسيار خوبي با منحني هاي آزمايشگاهي داشت.

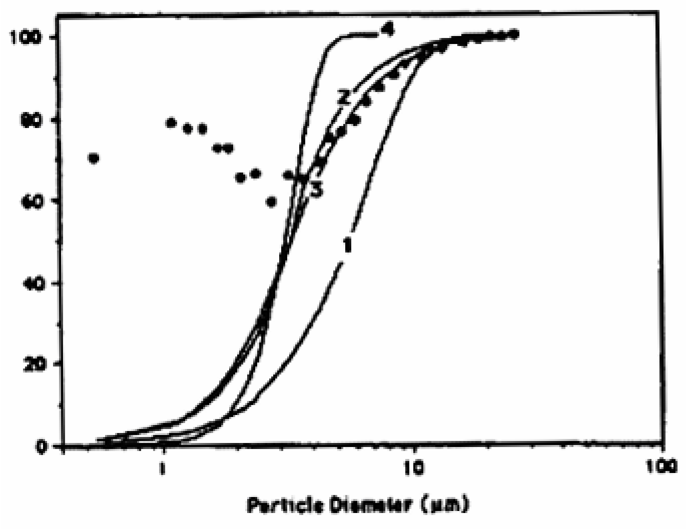
کليفت (۱۹۹۱) نشان داد که اين تئوري داده هاي آزمايشگاهي قابل دسـترس را بخـوبي تطـابق داده مي نمايد.

سالسدو(۱۹۹۳)[۱] با استفاده از داده هاي آزمايشگاهي ۳ سيکلون بـه قطـر هـاي ۰,۰۷و۰,۰٤۳و۰,۰۲۳ متر توانايي پيشگويي تئوريهاي لايت وليخت (۱۹۷۲)،ديتـز(۱۹۸۱)،مـوتز و لفلـر (۱۹۸٤) اينليانـگ و يانگ مين(۱۹۸۹) را مورد بررسي قرار داد[۳۳].

براي استفاده از تئوري موتز ولفلر و اينليانگ و يانگمين وي تلاش کرد که با تطـابق کمتـرين مربعـات داده هاي آزمايشگاهي ضريب نفوذ موثر را براي اين تئوري در هر سيکلون پيدا کند.

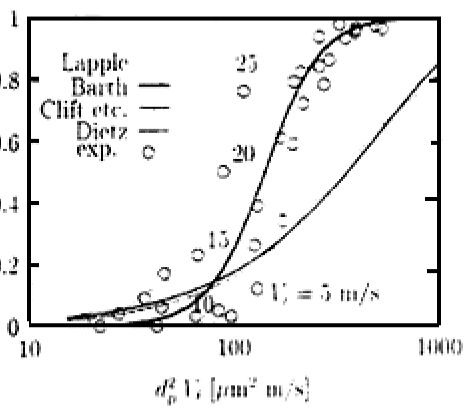
[۱] -*Salcedo*

در نهايت اين محقـق دريافـت کـه تئـوري مـوتز و لفلـر بهتـرين تطـابق را مـي توانـد بـر داده هـاي آزمايشگاهي داشته باشد که اين موضوع درشکل ۵-۷ نشان داده شده است. اين امر احتمالا بـه دليـل فرضيات درستي بوده است که اين تئوري در مورد جريان داخل سيکلون و روابط سيالاتي حاکم بر آن داشته است. وي دليل بازده هاي زياد آزمايشگاهي براي ذرات خيلي ريز را چسبيدن ذرات به يکـديگر و درصد بالاي غبار ورودي عنوان کرده است.

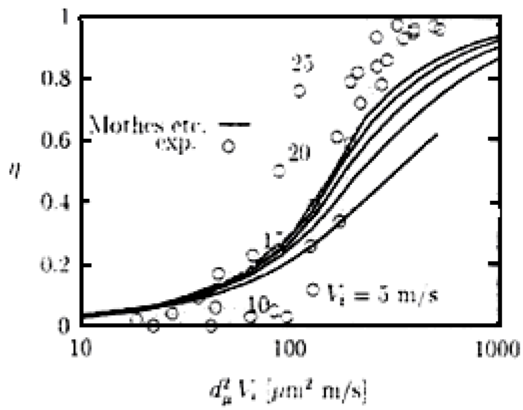


شکل (۵-۷): بازده جداسازي سيکلون با قطر ۰٫۰۷ متر ۱-لايت و ليخت (۱۹۷۲) که توسط کليفت (۱۹۹۱) اصلاح شده.۲-ديتز (۱۹۸۱)که توسط کليفت(۱۹۹۱) اصلاح شده ۳- موتز و لفلر(۱۹۸٤) ٤- اينليانگ و يانگمين (۱۹۸۹) [۳۳]

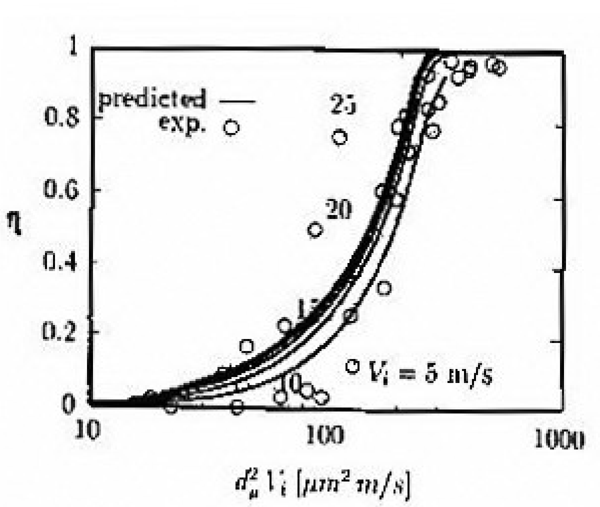
كيم و لي (۱۹۹۷) تئوري خود را نسبت به تئوري هاي ديگر با استفاده از داده هاي آزمايشگاهي ديتـز و لايت (۱۹۸۵) با يک سيکلون به قطر ۰,۳۰۵ و در سرعتهاي مختلف از ۵ تا ۲۵ متر بـر ثانيـه مـورد آزمايش قرار دادند. نتايج مربوطه در شكلهاي ۵-۸ و ۵-۹ و ۵-۱۰ ارائه شده است[۲۳].



شكل (۵-۸): مقايسه مدلهاي موجود و داده هاي آزمايشگاهي ديرگو و لايت(۱۹۸۵)



شكل(۵-۹):مقايسه مدل موتز و لفلر و داده هاي آزمايشگاهي ديرگو و لايت[۲۳]



شكل (۵-۱۰): نتايج كيم و لي (۱۹۹۷) كه توافق خوبي با داده هاي آزمايشگاهي ديرگو و لايت دارد[۲۳]

همانطور كه در شكلهاي فوق ديده مي شود تنها تئوري كيم ولي و موتز ولفلر،به دليـل وجـود پـارامتر ضريب نفوذ مي توانند در سرعتهاي مختلف منحني هاي مختلفي ارائه دهند.

البته در اين آزمايشات از ضريب نفوذ ۰,۰۱۲۵ استفاده شده است که براي اين سيکلون مي تواند عـدد دقيقي نباشد. همانطور که در منحني ها ملاحظه مي شود تئوري کيم و لي (۱۹۹۷) مي توانـد توافـق خوبي با داده هاي آزمايشگاهي داشته باشد. آنچه که از بررسي کلي تئوري هـا نتيجـه مـي شـود ايـن است که ظاهرا سه تئوري لوزيا لايت(۱۹۹۰)، موتز ولفلر (۱۹۸٤) و کيم و لي (۱۹۹۷) تطابق خوبي با داده هاي آزمايشگاهي دارند.

در تئوري لوزيا لايت پارامتر β، در تئوري موتز ولفلر پارامتر D_p و در تئوري کيم و لي پـارامتر C_y بايد از انطباق با داده هاي آزمايشگاهي بدست آينـد. در تئـوري لوزيـا و لايـت پـارامتر β داراي يـک فرمول تجربي نيز مي باشد، و اين مزيت اين تئوري بر تئوريهاي ديگر است.

۵-۵-بازده کلي جمع آوري ذرات

معمولا غبارات صنعتي از لحاظ اندازه بصورت پراکنده[۱] بوده و داراي ذراتي از اندازه هـاي متعـدد مـي باشند و هرچند که يک منحني بازده جزئي مي تواند بازده جمع آوري هر انـدازه مشخـصي از ذرات را تعيين نمايد، ولي به تنهايي قادر به پيشگويي بازده کلـي جمـع آوري ذرات نخواهـد بـود. در کارهـاي عملي تعيين اين پارامتر اهميت ويژه اي داشته و براي حصول آن مي بايست بازده مربوط به هر اندازه از ذرات را در جزء آن برش ضرب نموده و اين نتايج را براي کليه برشها با همديگر جمـع نمـود. البتـه راحت تر است که محدوده اندازه غبارات را بر برشهايي تقسيم نموده و نقطه مياني اندازه هـر بـرش را بعنوان اندازه مشخصه آن برش در نظر بگيريم. به طور مثال در مورد برشي از ذرات بـه قطـر ۵ تـا ۱۰ ميکرون که مثلا ۲۰درصد از کل جرم يک نمونه را تـشکيل داده انـد، بـازده جزئـي نقطـه ميـاني ۷,۵ ميکرون مي تواند براي تخمين تجمع ذرات اين برش به کار برده شود که با تکرار اين عمل براي سـاير برشها و جمع کردن نتايج بدست آمده، بازده کلي سيکلون η بصورت زير خواهد بود.

$$n = \sum_{i=1}^{n} n_i \Delta d_i \qquad (۵-۳۸)$$

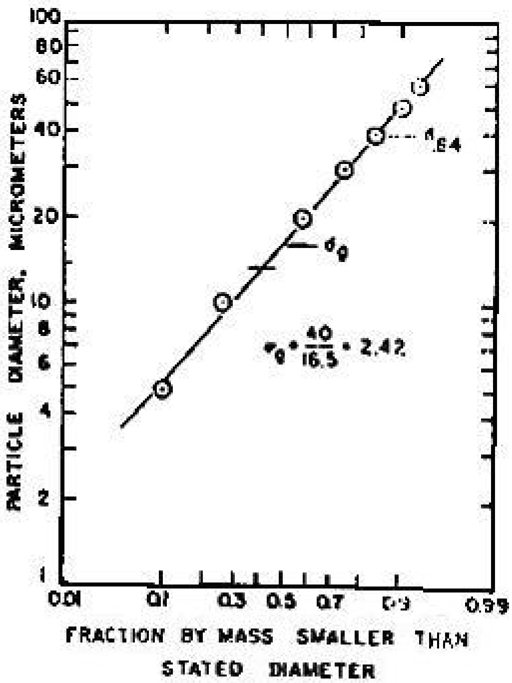
در رابطه اخير محدوده اندازه غبارات به n برش تقسيم شده اند و Δd_i نيـز مبـين کـسر وزنـي ذرات موجود در برش i ام است.

[۱] -*Poly Disperesd*

بايد توجه داشت كه هرچه محدوده اندازه اين برشها كوچكتر شده و يا بـه عبـارت ديگـر تعـداد آنهـا بيشتر گردد، مقدار η از دقت بيشتري برخوردار بوده و در حالت حدي بشكل زير بيان مي شود.

$$n = \int_{d=0}^{\infty} \eta(d) f(d) dd \qquad (۳۹\text{-}۵)$$

در بسياري از غبارات صنعتي، $f(d)$ و يا همان توزيـع انـدازه هـاي ذرات، از توزيـع لگـاريتمي نرمـال پيروي نموده و پارامتر هاي قطر متوسط هندسي و انحـراف اسـتاندارد هندسـي موجـود در آن را مـي توان با ترسيم منحني توزيع احتمالي تجمعي غبارات در كاغذ لگاريتمي قابل محاسبه است.



شكل (۵-۱۱): توزيع تجمعي غبار [۱۳]

شكل ۵-۱۱ توزيع تجمعي غبار را براي غبارات فرضي اي با قطر متوسط هندسـي $\delta_g \approx 2.42$ نـشان مي دهد. براي تعيين قطر متوسط هندسي چنين توزيع هايي مي توان منحني توزيع جرمي تجمعي را رسم نموده و متوسط جرمي قطرهاي برش (با توجه به كسرهاي جرمي آنها) را بدست آورد.

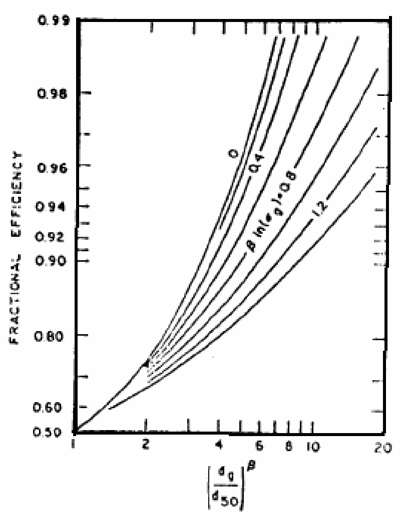
با توجه به تئوري بازده لايت و ليخت، ارتباط ميان اندازه ذرات و بازده را از رابطه زير بدست مي آيد.

$$\eta = 1 - \exp(\alpha d^{\beta}) \qquad (٤٠\text{-}۵)$$

پارامتر β توسط رابطه زير به توان گردابه اي n مرتبط مي شود.

$$\beta = \frac{1}{(n+1)} \tag{۵-۴۱}$$

لايت در موارد خاصي كه $f(d)$ يک تابع زوج لگاريتمي نرمال و $\eta(d)$ يک تابع توزيع ويبول[۱] باشد، از معادله ۵-۳۸ بطريق عددي انتگرال گيري نموده است كه نتايج در شكل ۵-۱۲ ارائه شده است. در اين رابطه با داشتن پارامترهاي $\frac{d_g}{d_{50}} \beta, \beta \ln(\delta_g)$ امكان محاسبه بازده كلي سيكلون در مورد كليه غباراتي كه از توزيع لگاريتمي نرمال تبعيت داشته باشند، وجود دارد. البته بايستي توجه نمود كه اين شكل تنها در مورد تئوري لايت و ليخت صادق بوده زيرا منحني بازده جزئي اين تئوري، از توزيع تجمعي ويبول تبعيت داشته و ساير تئوريهاي موجود داراي چنين خاصيتي نمي باشند.



شكل (۵-۱۲): تعيين بازده كلي [۳۴]

در اين تئوري مقدار قطر بحراني، d_{50} را مي توان با قرار دادن $\eta = 0.5$ در معادله ۵-۲۰ و جايگزيني مقدار ψ حاصله در معادله ۵-۲۱ و حل آن براي d بصورت زير بدست آورد.

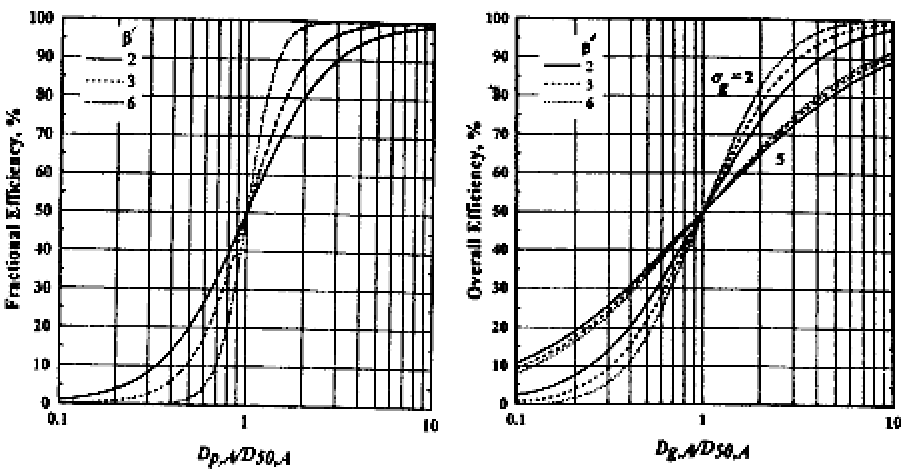
$$d_{50} = [\frac{\ln 0.5}{-2}]^{(n+1)}[\frac{C\rho_p u_\circ (n+1)}{18\mu d}]^{-0.5} \tag{۵-۴۲}$$

[۱] -*Weibull*

اگر نحوه توزيع اندازه ذرات غبارات از حالت لگاريتمي طبيعي انحـراف يابـد، شـكل ۵-۱۲ نتـايج غيـر دقيقي را حاصل مي نمايد كه در اين قبيل موارد لازم است تا از معادله ۵-۲۲ بطريق عـددي انتگـرال گيري گردد. اوركمپ[۱] وهمكارانش(۱۹۹۸) با استفاده از معادله ۵-۱٤ و ۵-٤۱ كه بيان كننـده فرمـول گوسي شكل توزيع غبارات است (براي غباراتي كه ذرات آنها داراي توزيـع نرمـال لگـاريتمي اسـت) و انتگرال گيري عددي از معادلـه ۵-۳۹ توانـستند نمودارهـاي ۵-۱۳ و ۵-۱٤ را بدسـت آورنـد[۳۵]. در بدست آوردن اين نمودارها مقدار β با توجه به آنچه كه لوزيا-لايت (۱۹۹۰) بدست آوردند از ۲ تا ٦ و همچنين مقدار δ_g از ۲ تا ۵ (با توجه به اينكه توزيع غبارات صنعتي معمولا در اين محدوده قرار مي گيرند) در نظر گرفته شده است.

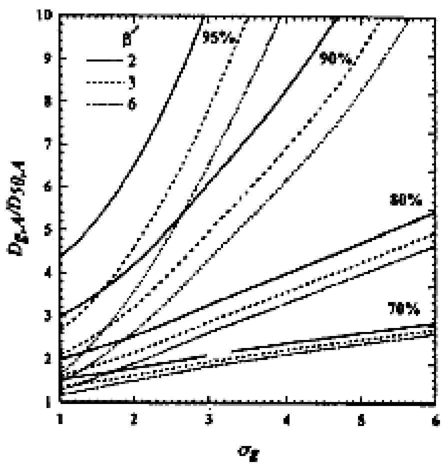
$$f(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} d_p \ln \delta_g} \exp[\frac{(-\ln d_p - \ln d_g)^2}{2(\ln \delta_g)^2}] \qquad (۵-٤۳)$$

همانطور كه در شكل ۵-۱۳ ديده مي شود با افزايش β'، شكل منحني بازده جزئي تخت تر مي شـود و براي $d_p / d_{50} < 1$ با افزايش β' بـازده كـاهش مـي يابـد و همچنـين بـه ازاي $d_p / d_{50} > 1$ بـا افزايش β'، بازده افزايش مي يابد.



شكل (۵-۱۳): بازده جزئي بر حسب $d_p / d_{50}, d_g / d_{50}$ [۳۵]

[۱] -Overcamp



شکل (٥-١٤): d_p / d_{50} بر حسب δ_g به ازاي $\beta' = 2,3,4$ [۳۵]

اين محققين شکل ٥-١٤ را براي تعيين محدوده طراحي ترسيم و دريافتنـد کـه تـا بـازده ۸۰ درصـد نيازي به دانستن مقدار β' در معادله ٥-١٤ نبوده ولي براي بـازده هـاي ۹۰ تـا ۹۵ درصـد، بايـد ايـن مقدار را محاسبه گردد.

فصل ششم

مدلسازي حركت فاز جامد در مختصات لاگرانژي

٦-١- مقدمه

در اين بخش با استفاده از روش اويلر-لاگرانژي حركت ذرات جامد درون ميدان جريان مدلسازي مي شود. همانطور كه از نام اين روش بر مي آيد، جريان فـاز پيوسـته از ديـدگاه اويلـري و فـاز گسـسته از ديـدگاه لاگرانژي بررسي مي گردد. در مختصات اويلري متغيرهاي جريان تابعي از زمان و مكان هستند، و از اينـرو بشكل ميدان ارائه مي شوند. در ديدگاه لاگرانژي ذرات بصورت منفرد بررسي شده و موقعيت و سرعت هر ذره تابعي از زمان است. بنابراين در روش اويلر-لاگرانژي معادلات بقاء جرم و مومنتـوم بـراي فـاز پيوسـته حل مي شوند. موقعيت و سرعت فاز گسـسته بـا اسـتفاده از قـانون دوم نيـوتن محاسـبه مـي گـردد. در جريانهايي كه شامل تعداد اندكي ذره جامد هستند، مجموعه اي از معادلات لاگرانژي براي هر المان قابـل حل هستند. در صورتي كه تعداد ذرات زياد نباشد، روشهاي حل آماري عملي تر بـوده و بـه همـين دليـل مسير حركت ذرات جامد[1] در اين تحقيق محاسبه شده است.

هر ذره محاسبه شده، نشان دهنده تعداد زيادي ذره فيزيكي با خواص فيزيكي مشابه است كه بوسيله نرخ جريان و سرعت ذره در طول هر مسير حركت محاسبه شده، مشخص مي شوند.

[1]-*Discrete Particle Trajectories*

در مدلسازي حركت فاز جامد در مختصات لاگرانژي، نرم افزار از مدل فاز گسسته[1] بهره مي گيرد كه درادامه به معرفي اصول اين مدل پرداخته مي شود.

٦-٢- مدل فاز گسسته

در اين مدل علاوه بر حل معادلات انتقال فاز پيوسته جريان، فاز گسسته نيز در مختصات لاگرانژي شبيه سازي مي گردد. در اين بررسي فاز ثانويه ذرات كروي هستند كه در بررسي ذرات گوگرد موجود در سيكلون و اسكرابر بشكل ذرات جامد و در بررسي اسپري آب موجود در اسكرابر به فرم قطرات در مسئله ظاهر مي شوند. در طي فرآيند تحليل، تبادلات صورت گرفته ميان اين فازها از جمله انتقال حرارت و انتقال جرم نيز محاسبه مي گردد.

٦-٢-١- تاثير توربلانس بر حركت ذرات

اثر توربلانس جريان بر پخش ذرات به كمك مدل پيمايش تصادفي[2] لحاظ مي شود. در اين روش پيمايش تصادفي، اثر نوسانات سرعت توربلانس لحظه اي بر مسير پيمايش ذرات لحاظ مي شود. لازم به ذكر است كه در اين مدل ذرات اثر مستقيم بر پخش توربلانس فاز پيوسته ندارند.

٦-٢-٢- محدوديت درصد حجمي ذرات

در فرمول بندي استفاده شده براي فاز گسسته فرض شده است كه اين فاز بقدر كافي رقيق است و از اينرو مي توان از اثر ذرات بر يكديگر و نيز بر فاز پيوسته صرفنظر نمود. در عمل اين فرض مستلزم آن است كه حداكثر غلظت ذرات بين ١٠ تا ١٢ درصد باشد.

[1] -Discreate Phase model
[2] -Stochastic Tracking

٦-٣- مدلسازي حركت ذره

٦-٣-١- معادلات حركت ذره

٦-٣-١- ١-تعادل نيرويي ذرات

نرم افزار *Fluent* با استفاده از تعادل نيروي ذرات كه در مختصات لاگرانژي نوشته شده است، مسير حركت ذرات را پيش بيني مي كند. اين تعادل نيرو از تساوي اينرسي ذره و نيروهاي وارد بر آن حاصل مي شود و بصورت زير نوشته مي شود.

$$\frac{du_p}{dt} = F_D(u - u_p) + \frac{g_x(\rho_p - \rho)}{\rho_p} + F_x \quad (١-٦)$$

در رابطه فوق، F_D نيروي پسا بر واحد جرم ذره است.

$$F_D = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2}\frac{C_D \operatorname{Re}}{24} \quad (٢-٦)$$

همچنين u سرعت فاز سيال، u_p سرعت ذره، μ لزجت ديناميكي سيال، ρ چگالي سيال، ρ_p چگالي ذره و d_p قطر ذره مي باشد . Re عدد رينولدز نسبي ذره است كه بصورت زير تعريف مي گردد.

$$\operatorname{Re} \equiv \frac{\rho d_p |u_p - u|}{\mu} \quad (٣-٦)$$

ضريب پسا C_D را مي توان به صورت تعريف كرد.

$$C_D = a_1 + \frac{a_2}{\operatorname{Re}} + \frac{a_3}{\operatorname{Re}^2} \quad (٤-٦)$$

a_3, a_2, a_1 ثوابت معادله هستند كه براي ذرات كروي صاف و در محدوده گسترده اي از اعداد رينولدز توسط الكساندر[١] و مورسي[٢] ارائه شده است. معادله ديگر بفرم زير مي باشد[٣٧].

$$C_D = \frac{24}{\operatorname{Re}}(1 + b_1 \operatorname{Re}^{b_2}) + \frac{b_3 \operatorname{Re}}{b_4 + \operatorname{Re}} \quad (٥-٦)$$

[١] -*Alexander*
[٢] -*Morsi*

در معادله فوق روابط زير برقرار است.

$$b_1 = \exp(2.3288 - 6.4581\phi + 2.4486\phi^2)$$
$$b_2 = 0.0964 + 0.5565\phi$$
$$b_3 = \exp(4.905 - 13.8944\phi + 18.4222\phi^2 - 10.2599\phi^3)$$
$$b_4 = \exp(1.4681 + 12.2584\phi - 20.7322\phi^2 + 15.8855\phi^3)$$ (٦-٦)

ضرايب فوق توسط هايدر[١] ولونسپيل[٢] ارائه شده است[٣٨]. فاكتور شكل ϕ بصورت زير تعريف مي شود.

$$\phi = \frac{s}{S}$$ (٦-٧)

s سطح خارجي كره اي است كه حجمي برابر با ذره دارد و S سطح خارجي واقعي ذره است. بـراي ذرات زير ميكرون مي توان از قانون استوكس استفاده كرد. در اين حالت نيروي پسا بـصورت زيـر محاسـبه مـي شود.

$$F_D = \frac{18\mu}{d_p^2 \rho_p C_c}$$ (٦-٨)

C_c ضريب تصحيح كونينگهام است و از رابطه زير محاسبه مي گردد[٣٩].

$$C_c = 1 + \frac{2\lambda}{d_p}(1.257 + 0.4e^{-(1.1d_p/2\lambda)})$$ (٦-٩)

در رابطه فوق λ مسير آزاد متوسط مولكولي[٣] است.

٦-٣-١-٢-ساير نيروها

معادله ٦-١ شامل نيروهاي اضافي ديگري نيز مي باشد كه بفرم F_x نشان داده شده است و تحـت شـرايط خاصي بر ذره اثر گذار مي باشند. اولين نوع از اين نيروها نيروي جرم مجازي[٤] است و برابر است بـا نيـروي لازم براي شتاب دادن به سيال پيرامون ذره. اين نيرو بفرم زير محاسبه مي گردد و زماني اهميت دارد كـه كه چگالي سيال از چگالي ذره بيشتر باشد.

---

[١] -Haider
[٢] -Levenspiel
[٣] -Molecular Mean Free path
[٤] -Virtual Mass

$$F_x = \frac{1}{2}\frac{\rho}{\rho_p}\frac{d}{dt}(u - u_p) \qquad (۶-۱۰)$$

نيروي ديگر ناشي از گراديان فشار سيال است كه بصورت زير محاسبه مي گردد.

$$F_x = \left(\frac{\rho}{\rho_p}\right)u_p\frac{\partial u}{\partial x} \qquad (۶-۱۱)$$

۶-۳-۱-۳- نيروي براواني[1]

براي ذراتي در ابعاد زير ميكرون، تأثير نيروي براواني كه خود متأثر از حركت مولكولهاي سيال مـي باشـد مهم خواهد بود. هرچند ابعاد ذرات مورد بررسي در اين پروژه بنحوي است كه از حضور اين نيرو مي تـوان صرفنظر نمود اما بشكل مختصر به ارائه روابط محاسباتي اين نيرو پرداخته مي شـود. مؤلفـه هـاي نيـروي براواني به كمک مدل توزيع گوس و موج به صورت تابع موهومي چگالي زير ارائه مي شود.

$$S_{ij}^n = S_\circ . \delta_{ij} \qquad (۶-۱۲)$$

δ_{ij} تابع دلتاي كرونكر مي باشد و $S_\circ$ عبارت است از:

$$S_\circ = \frac{216 \nu \sigma T}{\pi^2 \rho d_p^5 (\frac{\rho_p}{\rho})^2 C_c} \qquad (۶-۱۳)$$

T دماي مطلق سيال، ν لزجت سينمايک و σ ثابت استفان بولتزمن مي باشد. دامنه مولفه هـاي نيـروي براواني بوسيله رابطه زير تعيين مي گردد.

$$F_{b_i} = \xi_i \sqrt{\frac{\pi S_\circ}{\Delta t}} \qquad (۶-۱۴)$$

$1 > \xi_i > \circ$ ضريب احتمال تابع توزيع گوس در هر بازه زماني مي باشد.

[1] -Brownian Force

٦-٣-١-٤- نيروي بالابر سافمن[۱]

در اين قسمت به محاسبه ي نيرويي پرداختـه مـي شـود كـه حاصـل گراديانهـاي سـرعت در قـسمتهايي همچون نواحي نزديك ديواره و يا مكانهايي با رژيم تنش برشي بالا است. به هنگام حركت كـره بـا سـرعت ثابت اين پديده بر روي ديواره سبب ايجاد نيروي بالابرگرديده كه به عنوان نيـروي سـافمن شـناخته مـي شود. اين نيرو توسط سافمن(١٩٦٨) محاسبه شده است و بوسيله لي[٢] و احمدي[٣] بفرم زيـر تـصحيح شـده است[٤٠].

$$\vec{F} = \frac{2K\nu^{1/2}\rho d_{ij}}{\rho_p d_p (d_{lk} d_{kl})^{1/4}} (\vec{v} - \vec{v}_p) \qquad (١٥-٦)$$

كه $K = 2.594$ و d تانسور تغيير شكل[٤] مي باشد. اين نيروي بالابر معمولا در ذرات كوچك با رينولدز كـم بوجود مي آيد.

٦-٣-١-٥-انتگرال گيري از معادلات مسير حركت

معادلات مسير حركت و هر معادله كمكي كه انتقال جرم و حرارت را به ذرات و يـا از آنهـا تـشريح كنـد ، بصورت گام به گام و بر روي بازه هاي گسسته زماني حل مي شوند. با انتگرال گيري از معادله ٦-١ نـسبت به زمان، سرعت ذره در هر نقطه از مسير حركت محاسبه مي شود. درجاييكه مسير حركت خـود از رابطـه زير حاصل مي شود.

$$\frac{dx}{dt} = u_p \qquad (١٦-٦)$$

با فرض اينكه جمله شامل نيروهاي حجمي در هر بازه زماني كوچك ثابت بماند و سـاير نيروهـاي وارد بـر ذره خطي در نظر گرفته شود، معادله مسير حركت بفرم ساده شده زير ارائه مي شود.

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{1}{\tau_p}(u - u_p) \qquad (١٧-٦)$$

[۱] -Saffman
[۲] -Lee
[۳] -Ahmadi
[٤] -Deformation Tensor

در معادله ٦-١٧ τ_p زمان تخفيف ذره[١] است . معادلات ٦-١٦ و ٦-١٧ بطور همزمان بـه منظـور محاسـبه سرعت و موقعيت ذره در هر لحظه حل مي شوند.

٦-٣-١-٦- توزيع اندازه ذرات

در تحليل اسپري آب موجود در اسكرابر از تابع توزيع اندازه قطرات *rosin rammler* استفاده شـده اسـت. در اين مدل كل بازه توزيع ذرات به زير بازه هايي كوچكتر تقـسيم مـي شـود كـه هـر بـازه شـامل انـدازه متوسطي بوده و محاسبات بر مبناي آن صورت مي پذيرد. در مدل *rosin rammler* كسر جرمي قطراتي با قطر بزرگتر از d از رابطه زير محاسبه مي شود.

$$Y_d = e^{-(d/\bar{d})^n} \tag{٦-١٨}$$

در جاييكه $\bar{d}$ ثابت اندازه و n پارامتر توزيع اندازه مي باشد.

٦-٣-٢- پخش توربلانس ذرات

پخش توربلانس ذرات با استفاده از روش ذرات گسسته تصادفي[٢] مدل شده است كه بعداً اين روش معرفي مي شود.

٦-٣-٢-١- رديابي تصادفي ذرات[٣]

در اين روش پيش بيني توربلانس ذرات بـا انتگـرال گيـري از معـادلات مـسير حركـت تـك تـك ذرات و استفاده از سرعت لحظه اي سيال در طول مسير حركت صورت مي پذيرد. با محاسبه مسير حركت تعـداد قابل قبولي از ذرات به اين شيوه، اثرات تصادفي توربلانس بر پخش ذرات لحاظ مي شود.

در نرم افزار *Fluent* اين روش به كمك مدل پيمايش تصادفي گسسته[٤] پياده سازي مي شود. در اين مدل مولفه هاي سرعت نوساني توابع تكه اي گسسته اي از زمان مي باشند.

---

[١] -*Particle Relaxation Time*
[٢] -*Stochastic Discrete Particle*
[٣] -*Stochastic Tracking*
[٤] -*Discrete Random Walk (DRW)*

٦-٣-٢-٢- زمان انتگرالي[1]

پيش بيني پخش ذره نيازمند استفاده از مقياس زمان انتگرالي T مي باشد كه برابر با زمـان سـپري شـده در حركت توربلانس ذره در عبور از مسير ds است.

$$T = \int_0^{\infty} \frac{u'_p(t)u'_p(t+s)}{u'^2_p} ds \qquad (١٩-٦)$$

زمان انتگرالي متناسب با نرخ پخش ذره است و مقادير بزرگتر آن نشان دهنده حركـت تـوربلانس بيـشتر ذره درون جريان سيال است. مي توان نشان داد كه ضريب پخش ذره برابر با $\overline{u'_i u'_j}T$ است.

براي ذرات كوچكي كه با سيال حركت مي كنند، و سرعت انحراف آنها نيز صـفر اسـت، زمـان انتگـرال بـه زمان انتگرال لاگرانژي سيال تبديل مي شود. اين مقياس زمان بشكل زير تخمين زده مي شود.

$$T_L = C_L \frac{k}{\varepsilon} \qquad (٢٠-٦)$$

مقدار ضريب C_L بطور كامل شـناخته شـده نيـست ولـي روابـط تقريبـي زيـر بـراي مـدلهاي تـوربلانس $k-\varepsilon$ و RSM[2] كه در اين شبيه سازي از آن استفاده شده است، وجود دارد.

$$T_L \approx 0.15 \frac{k}{\varepsilon} \qquad (٢١-٦)$$

و براي مدل RSM مشابهاً رابطه زير قابل ارائه است.

$$T_L \approx 0.30 \frac{k}{\varepsilon} \qquad (٢٢-٦)$$

[1] -Integral Time
[2] -Reynolds Stress Model

٦-٣-٢-٣-مدل پيمايش تصادفي گسسته

در اين مدل تقابل ذره وگردابه[1] هاي توربلانس فاز سيال شبيه سازي مي شود. هرگردابه بوسيله دو ويژگي مشخص مي شود:

- يک توزيع گوسي از نوسانات سرعت تصادفي u', v', w'
- يک مقياس زمان τ_e

مقادير u', v', w' که درطول دوره حيات گردابه بر جريان غالب هستند با فرض اينکه از يک تابع احتمال گوسي تبعيت کنند، نمونه گيري مي شوند. بنابراين u' برابر است با:

$$u' = \zeta \sqrt{\overline{u'^2}} \tag{٦-٢٣}$$

ζ معمولا عدد تصادفي توزيع شده مي باشد. از آنجا که انرژي جنبشي توربلانس در هر نقطه از جريان مشخص است، مي توان در هنگام استفاده از مدلهاي توربلانس $k-\varepsilon$ و $k-\omega$ مولفه هاي نوسانات سرعت با فرض ايزوتروپ بودن جريان را بصورت زير ارائه داد.

$$\sqrt{\overline{u'^2}} = \sqrt{\overline{v'^2}} = \sqrt{\overline{w'^2}} = \sqrt{2k/3} \tag{٦-٢٤}$$

در صورت استفاده از مدل توربلانس RSM ، غير همسان[2] بودن تنشها در محاسبه نوسانات سرعت در نظر گرفته مي شوند.

$$u' = \zeta \sqrt{\overline{u'^2}} \qquad v' = \zeta \sqrt{\overline{v'^2}} \qquad w' = \zeta \sqrt{\overline{w'^2}} \tag{٦-٢٥}$$

مشخصه زمان حيات يک گردابه را مي توان به فرم يک عدد ثابت بيان کرد.

$$\tau_e = 2T_L \tag{٦-٢٦}$$

در جاييکه T_L را در حالت کلي مي توان از معادله ٦-٢١ بدست آورد.

زمان عبورگردابه[3] نيز از رابطه زير بدست مي آيد.

$$t_{cross} = -\tau \ln\left[1 - \left(\frac{L_e}{\tau \left|u - u_p\right|}\right)\right] \tag{٦-٢٧}$$

[1] -Eddy
[2] -Isotropic
[3] -Eddy Crossing Time

در معدله ٦-٢٧ τ زمان تخفيف ذره، L_e مقياس طول گردابه و $|u-u_p|$ دامنه سرعت نسبي مي باشد. در طول تحليل فرض بر اين است كه زمان تقابل ذره وگردابه سيال كوچكتر از زمان عبور و ميـزان حيـات گردابه است. تنها داده هاي مورد نياز براي استفاده از مدل DRW، ثابت مقياس زمـان C_L ونيـز انتخـاب روش محاسبه زمان حيات گردابه مي باشد.

٦-٣-٣- سائيدگي[١] و بهم پيوستگي[٢] ذرات

نرخ سائيدگي و بهم پيوستگي ذرات در مرز ديواره قابل مشاهده است. نرخ سائيدگي بـصورت زيـر تعريـف مي شود.

$$R_{erosion} = \sum_{p=1}^{N_{PARTICLES}} \frac{\dot{m}_p C(d_p) f(\alpha) v^{b(v)}}{A_{face}} \tag{٦-٢٨}$$

در جاييكه $C(d_p)$ تابعي از قطر ذره مي باشد. αزاويه برخورد ذره با سطح ديواره، $f(\alpha)$ تابعي از زاويـه برخورد، v سرعت نسبي ذره و $b(v)$ نيز تابعي از سرعت نسبي ذره مي باشد.

مقادير پيش فرض $C=1.8\times10^{-9}, f=1, b=0$ هستند. نرخ بهم پيوستگي ذرات نيز از رابطه زير بدست مي آيد.

$$R_{accretion} = \sum_{p=1}^{N} \frac{\dot{m}_p}{A_{face}} \tag{٦-٢٩}$$

٦-٤- محاسبات انتقال حرارت و انتقال جرم

در اين بخش واكنش ذرات و قطرات به انتقال جرم و حرارت و نيز اثر آن بر فاز پيوسته جريان بررسي مـي شود. بطور كلي از ٦ رابطه براي مدلسازي انتقال جرم و حرارت استفاده مي شود و هـر رابطـه (قـانون) از مدلهاي فيزيكي خاصي بهره مي گيرد.

---
١ -*Erosion*
٢ -*Accretion*

اين قوانين عبارتند از:

۱. گرمايش ذرات بي اثر[1]
۲. تبخير قطره
۳. جوشش قطره
٤. تبخير احتراقي[2]
٥. احتراق سطحي
٦. سرمايش ذرات بي اثر

در ادامه به سه مورد از موارد فوق كه به تحليل مسئله مورد نظر مرتبط مي شوند پرداخته مي شود.

٦-٤-۱- انواع ذرات

نوع ذره تعيين كننده آن است كه كداميک از قوانين شش گانه بر مساله حاكم مي باشد. انواع ذرات و قوانين حاكم در بررسي هر نوع ذره در جدول ٦-۱ آمده است.

جدول (٦-۱): قوانين شش گانه حاكم در بررسي ذرات گسسته

قوانين فعال	شرح قانون	نوع ذره
۱و٦	سرمايش و گرمايش	بي اثر
۱و۲و۳و٦	گرمايش، تبخير، جوشش	قطره
۱و٤و٥و٦	گرمايش، تبخير، واكنش سطحي ناهمگن[3]	احتراقي

[1] -Inert
[2] -Devolatilization
[3] -Heterogeneous Surface Reaction

٦-٤-١-١- گرمايش و سرمايش ذرات بي اثر

اين قوانين هنگامي مورد استفاده قرار مي گيرند كه دماي ذره از دماي تبخيركمتر بوده و يا اينكـه درصـد حجمي فرار ذره $f_{v,o}$ مصرف شده باشد. اين شرايط بشكل زير نوشته مي شود.

قانون اول:

$$T_p < T_{vap} \tag{٦-٣٠}$$

قانون ششم:

$$m_p \le (1 - f_{v,o}) m_{p,o} \tag{٦-٣١}$$

در اين شرايط T_p دماي ذره ، $m_{p,0}$ جرم اوليه ذره و m_p جرم كنوني ذره اسـت. قـانون اول تـا هنگـامي مورد استفاده قرار مي گيرد كه دماي ذره يا قطره به دماي تبخير برسد. در هنگام استفاده از قـوانين ١ يـا ٦، يک بالانس حرارتي ساده بين دماي ذره $T_p(t)$ و حرارت منتقل شده از طريق جابجايي و تشعشع برقرار است.

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = hA_p (T_\infty - T_p) + \varepsilon_P A_p \sigma (\theta_R^4 - T_p^4) \tag{٦-٣٢}$$

درمعادله فوق c_p ظرفيت گرمايي ويژه، h ضريب حرارت جابجايي، ε_p قابليت انتشار ذره، θ_R دماي تابش و σ ثابت بولتزمان مي باشد. دراين معادله فرض شده است كه مقاومت داخلي نسبت بـه انتقـال حـرارت ناچيز است يعني ذره كاملا در دماي يكساني قرار دارد.

$$G = \int_{\Omega = 4\pi} I d\Omega \tag{٦-٣٣}$$

G مقدار تشعشع در واحد W/m^2 مي باشد. همچنين I شدت تشعشع و Ω زاويه جامد مي باشد.

٦-٤-١-٢- تبخير قطره

اين قانون زماني استفاده مي شود كه دماي قطره به دماي تبخير T_{vap} برسد و تازمـان رسـيدن بـه دمـاي جوشش T_{bp} ويا اينكه مصرف شدن كامل درصد فرار قطره ادامه مي يابد.

$$T_p < T_{bp} \tag{٦-٣٤}$$
$$m_p > (1 - f_{v,o}) m_{p,o}$$

٦-٤-١-٢-١- انتقال جرم در خلال تبخير

در زمان وجود گراديان انتشار، نرخ تبخير بكمك شار بخار ورودي به فاز گاز نسبت به تغيير غلظت بخار مابين سطح ذره و توده گاز قابل محاسبه است.

$$N_i = k_c(C_{i,s} - C_{i,\infty}) \quad (٦-٣٥)$$

در معادله فوق N_i شارمولي بخار، k_c ضريب انتقال جرم، $C_{i,s}$ غلظت بخار در سطح قطره و $C_{i,\infty}$ غلظت بخار در توده گاز مي باشد. غلظت بخار در سطح ذره با اين فرض محاسبه مي شود كه فشار جزئي بخار در سطح مشترك با فشار بخار استاندارد P_{sat} در دماي قطره برابراست.

$$C_{i,s} = \frac{p_{sat}(T_p)}{RT_p} \quad (٦-٣٦)$$

در معادله فوق R ثابت جهاني گازها مي باشد. غلظت بخار در توده گاز از حل معادلات انتقال براي جزء iام بدست مي آيد.

$$C_{i,\infty} = X_i \frac{p_{op}}{RT_\infty} \quad (٦-٣٧)$$

در جاييكه X_i درصد مولي محلي جزء iام ، p_{op} فشار كاركرد و T_∞ دماي توده گازمي باشد.

ضريب انتقال جرم درمعادله ٦-٣٥ از رابطه نوسلت بدست مي آيد.

$$Nu_{AB} = \frac{k_c d_p}{D_{i,m}} = 2 + 0.6\,\mathrm{Re}_d^{1/2}\, Sc^{1/3} \quad (٦-٣٨)$$

در معادله فوق $D_{i,m}$ ضريب پخش بخار در توده گاز، Sc عدد اشميت و d_p قطر قطره مي باشد.

جرم قطره طبق رابطه زير كاهش مي يابد.

$$m_p(t+\Delta t) = m_p(t) - N_i A_p M_{w,i} \Delta t \quad (٦-٣٩)$$

كه $M_{w,i}$ وزن مولكول جزء i ام ، m_p جرم قطره و A_p اندازه سطح قطره است.

٦-٤-١-٣- انتقال حرارت به قطره

در نهايت دماي قطره از بالانس حرارتي بين تغييرات حرارت مخصوص قطره و انتقال حرارت نهان جابجايي بين ذره و فاز گاز بدست مي آيد.

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = hA_p(T_\infty - T_p) + \frac{dm_p}{dt} h_{fg} + A_p \varepsilon_p \sigma(\theta_R^4 - T_p^4) \qquad (٦-٤٠)$$

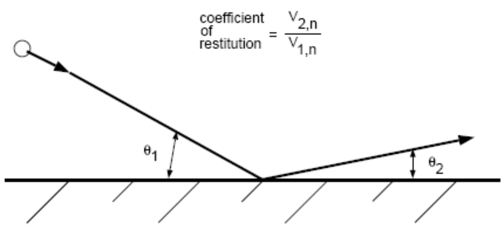
در معادله فوق c_p ظرفيت حرارتي قطره، $\frac{dm_p}{dt}$ نرخ تبخير، h_{fg} حرارت نهان و θ_R دماي تشعشع و برابر با $\left(\frac{I}{4\sigma}\right)^{1/4}$ مي باشد.

٦-٥- شرايط مرزي فاز گسسته

عكس العمل ذره پس از برخورد به هر نوع مرز را شرايط مرزي در نظر گرفته شده براي آن مرز نسبت به ذره تعيين مي نمايد. بنابراين انتخاب مناسب شرايط مرزي فاز گسسته از اهميت بالايي برخوردار است. در اين بررسي با توجه به شرايط فيزيكي مساله از سه نوع شرط مرزي فاز گسسته استفاده شده كه درادامه به آن مي پردازيم.

الف)شرط مرزي بازتاب

در اين حالت ذره با برخورد به مرز در اثر تغيير مومنتوم كه در قالب ضريب ارتجاع بيان مي شود، باز گردانده مي شود.



شكل (٦-١): ضريب برخورد در شرط مرزي بازتاب

ضريب ارتجاع عمودي بصورت مقدار مومنتوم باقيمانده در راستاي عمود بر سـطح، در اثـر برخـورد ذره بـا سطح بقرار زير تعريف مي شود.

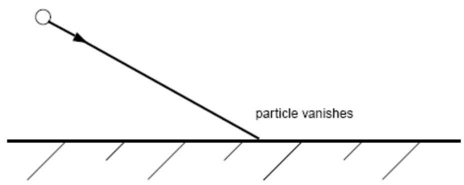
(٦-٤١)

$$e_n = \frac{v_{2,n}}{v_{1,n}}$$

v_n سرعت ذره در راستاي عمود بر سطح مي باشد. انديسهاي ١و٢ بترتيب حالات قبل و بعد از برخـورد را نشان مي دهند. به همين ترتيب ضريب ارتجاع مماسي e_t بصورت مقـدار مومنتـوم باقيمانـده در راسـتاي مماس بر سطح، در اثر برخورد ذره با سطح تعريف مي شود. با توجه به تعاريف بيان شده واضح اسـت كـه ضريب ارتجاع ،١ يک برخورد كاملا الاستيک را بيان مي كند. از اين شرط مرزي بر روي ديواره ها و بـراي ذرات جامد استفاده مي شود.

ب)شرط مرزي گريز

در اين شرط مرزي ذره پس برخورد به مرز ناپديد مي شود و محاسبات مسير حركت ذره متوقف مي شود. واضح است كه اين نوع شرط مرزي در مرزهاي خروجي سيال مناسب است.

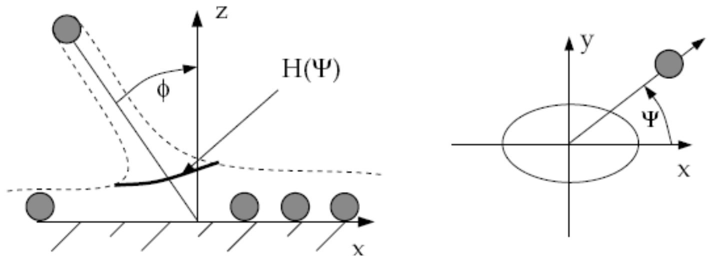


شكل (٦-٢): ناپديد شدن ذره پس از برخورد در شرط مرزي گريز

ج)شرط مرزي جت آب

در اين نوع مرز جهت و سرعت ذراتي كه بصورت قطره هستند، تحت تاثير شار مومنتوم كه خـود تـابعي از زاويه برخورد ϕ و عدد وبر مي باشد، محاسبه مي گردد[٤١].

اين نوع مرز مشابه برخورد جت غير لزج به ديواره صلب عمل مي كند. معادله ٦-٤٢ حل تحليلـي برخـورد متقارن را ارائه مي دهد كه در آن از يک تابع تجربي ارتفاع صفحه (H) برحسب زاويه خـروج قطـره (ψ) استفاده شده است.



شكل (٦-٣): نماي بالا(راست) و جانبي(چپ) از زوايا در شرط مرزي جت آب

$$H(\psi) = H_\pi e^{\beta(1-\frac{\psi}{\pi})} \qquad (٦-٤٢)$$

در اين معادله H_π ارتفاع صفحه در $\psi = \pi$ و β ثابت محاسبه شده از بقاء جرم و مومنتوم است. احتمال اينكه ذره نقطه تماس را با زاويه بين $\psi, \psi + \delta\psi$ ترک كند با انتگرال گيري از $H(\psi)$ بدست مي آيد.

$$\psi = -\frac{\pi}{\beta}\ln\left[1 - P(1 - e^{-\beta})\right] \qquad (٦-٤٣)$$

در معادله فوق p عددي تصادفي بين ٠و١ بوده و نيبر و ريتز[1] معادله زير را براي محاسـبه β ارائـه كـرده اند.

$$\sin(\phi) = \frac{e^\beta + 1}{(e^\beta - 1)(1 + (\frac{\pi}{\beta})^2)} \qquad (٦-٤٤)$$

از اين نوع شرط مرزي در برخورد قطرات اسپري به ديواره استفاده مي شود.

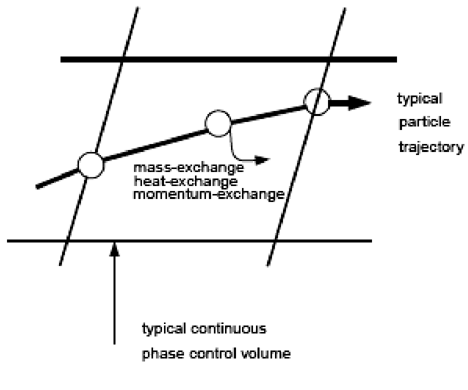
[1] -Naber & Reitz

٦-٦- وابستگي مابين فازها

روش اويلر-لاگرانژي را مي توان با توجه به نوع وابستگي بين فازها دسته بندي كرد. ساده ترين روش حل، وابستگي يكطرفه است. در سيستم وابستگي يكطرفه، ذرات موجود در حجم كنترل ناچيز در نظر گرفته شده و مي توان از اثرات ذرات بر فاز پيوسته صرفنظر كرد. بنابراين فقط سرعت محلي فاز پيوسته تحت تاثير حركت ذرات است.

در صورتي كه نتوان از اثر ذرات بر فاز حامل صرفنظر كرد، بايد از روش وابستگي دو طرفه استفاده كرد. علاوه براين روش وابستگي چهار طرفه نيز وجود دارد كه در آن اثرات برخورد ذرات با يكديگر، بدليل وجود درصد بالاي حجمي ذرات، و نيز تعديل توربلانس بوسيله ذرات بررسي مي شود.

نرم افزار فلوئنت از وابستگي دوطرفه استفاده مي كند. در وابستگي دو طرفه معادلات حاكم بر فازهاي گسسته و پيوسته بطور متناوب حل شده و تا زماني كه هر دو فاز به همگرايي برسند، اين فرآيند ادامه مي يابد. تبادل حرارت، جرم و مومنتوم در شكل زير نشان داده شده است.



شكل (٦-٤): تبادل حرارت، جرم و مومنتوم در خلال عبور ذره از هر حجم كنترل محاسبه مي گردد

٦-٦-١- تبادل مومنتوم

انتقال مومنتوم از فاز پيوسته به فاز گسسته با در نظر گرفتن تغييرات مومنتوم ذره در حـين عبـور از هـر حجم كنترل محاسبه مي شود. اين تغيير مومنتوم با استفاده از رابطه زير محاسبه مي گردد.

$$F = \sum \left(\frac{18 \mu C_D \,\mathrm{Re}}{\rho_p d_p^2 24} (u_p - u) \right) \dot{m}_p \Delta t \qquad (٦\text{-}٤٥)$$

در رابطه فوق Δt بازه زماني است.

٦-٦-٢- تبادل حرارت

انتقال حرارت از فاز پيوسته به فاز گسسته با در نظر گرفتن تغييرات انرژي حرارتـي ذره در حـين عبـور از هر حجم كنترل محاسبه مي شود. در غياب واكنش شيميايي اين تبادل حرارت بصورت زير محاسبه مـي گردد.

$$Q = \left[\frac{\overline{m}_p}{m_{p,o}} c_p \Delta T_p + \frac{\Delta m_p}{m_{p,}} \left(-h_{fg} + h_{pyrol} + \int_{T_{ref}}^{T_p} c_{p,i} dT \right) \right] \dot{m}_{p,o} \qquad (٦\text{-}٤٦)$$

در رابطه فوق $\overline{m}_p$ جرم متوسط ذره در حجم كنترل، $m_{p,0}$ جرم اوليه ذره، ΔT_p تغيير دماي ذره درحجم كنترل، Δm_p تغيير جرم ذره در حجم كنترل، h_{fg} حرارت نهان ذرات فرار، h_{pyrol} حرارت تغيير شيميايي ذرات فرار، T_p دماي ذره در خروجي حجم كنترل، T_{ref} دمـاي مرجـع در محاسـبه آنتـالپي و$\dot{m}_{p,0}$ دبـي جرمي اوليه ذره مي باشد.

٦-٦-٣- تبادل جرم

انتقال جرم از فاز گسسته به فاز پيوسته با در نظر گرفتن تغيير جرم هر ذره در خـلال عبـور از هـر حجـم كنترل بصورت زير محاسبه مي شود.

$$M = \frac{\Delta m_p}{m_{p,0}} \dot{m}_{p,0} \qquad (٦\text{-}٤٧)$$

فصل هفتم

مدلسازي سيستمهاي چند فازي از ديدگاه اويلري

۷-۱- مقدمه

در تحليل جريان از ديدگاه اويلري، هريك از فازهاي سيستم چندفازي (گـاز-مـايع-جامـد) بـه شـكل فـاز گازي مفروض اما با مشخصات ديناميكي و سينماتيكي مختلف بررسي مي شوند. در چنين ديـدگاهي كـه به آن مدل دو يا چند سيالي نيز گفته مي‌شود، معادلات پيوستگي، ممنتوم و حتي انـرژي بـراي هريـك از فازها بشكل مجزا نوشته شده و سپس تـأثير هريـك از فازهـا را در جملـه‌اي تحـت عنـوان ميـزان انتقـال ممنتوم از يك فاز به فاز ديگر در معادلات وارد مي‌گردند.

از جمله مهمترين مزاياي اين روش مي‌توان نيز به استفاده از يك روش حـل عـددي واحـد بـراي تمـامي فازها اشاره نمود. بنابراين با يكبار حل ميدان جريان مي‌توان مشخصات تمامي فازهاي جريـان را محاسـبه نمود. اما از معايب اين روش مي‌توان به محدوديت اعمال اين روش براي سيستم هاي مختلف بنابر شرايط مسئله و نيز ساده‌سازي‌هايي كه به منظور حل لازم است، اشاره نمود.

در استفاده از اين روش به منظور تحليل جريان‌هاي گاز-جامد دو نكته مهم وجـود دارد. نخـست آنكـه در اين روش همواره جرم حجمي فاز ذرات كه به عنوان فازي پيوسته فرض مي‌شود، در هر نقطـه بـه صـورت $\overline{\rho} = \alpha_P \rho_P$ بيان مي‌گردد كه در آن α_P ميزان تراكم جرمي ذرات در آن را نشان مي دهد.

مساله ديگر محاسبه ويسكوزيته چنين سيالي است كه مقدار آن مي‌تواند به كمـك آزمـايش و يـا روابـط تئوري جنبشي محاسبه گردد.

لازم به ذكر است كه هنگام استفاده از اين روش فرض مي‌گردد كه فاز ذرات پيوسته باشد. بدين منظور مي بايست پراكندگي ذرات بسيار رقيق و همگن بوده و ضمن بالا بودن چگالي ذرات ρ_P ، چگالي بالك سيال جامد $\bar{\rho}$ نيز بايد خيلي كوچك باشد.

از ميان مدلهاي موجود در نرم افزار *fluent* براي مدلسازي جريانهاي چند فازي، مدل *ASM* [۱] براي بررسي جريان درون سيكلون، مناسب ترين مي باشد. دراين مدل سطح مشتركي بين فازهاي مجزا در نظر گرفته نمي شود و فازها مي توانند در يكديگر نفوذ كنند. همچنين فازهاي مختلف مي توانند سرعتهاي متفاوتي داشته باشند.

۷-۲- معادلات بقاء

در مدل *ASM* معادلات پيوستگي ، مومنتوم و انرژي براي مخلوط و معادله درصد حجمي را براي فاز ثانويه حل مي شود. همچنين در صورتي كه فازها داراي سرعتهاي مختلفي باشند، عبارات جبري مربوط به سرعت نسبي نيز محاسبه مي گردد. معادلات بقرار زير مي باشند.

۷-۲-۱- معادله پيوستگي مخلوط

معادله پيوستگي مخلوط بصورت زير نوشته مي شود.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m) + \nabla.(\rho_m \vec{v}_m) = 0 \quad (۷-۱)$$

در جاييكه $\vec{v}_m$ سرعت جرم متوسط است.

$$\vec{v}_m = \frac{\sum_{k=1}^{n} \alpha_k \rho_k \vec{v}_k}{\rho_m} \quad (۷-۲)$$

و ρ_m نيز چگالي مخلوط و α_k درصد حجمي فاز k ام مي باشد.

$$\rho_m = \sum_{k=1}^{n} \alpha_k \rho_k \quad (۷-۳)$$

[۱] *-Algebric Slip Mixture*

۷-۲-۲- معادله مومنتوم مخلوط

معادله مومنتوم مخلوط مي تواند از اجتماع معادلات مومنتوم تک تک فازها محاسبه گردد..

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m \vec{v}_m) + \nabla.(\rho_m \vec{v}_m \vec{v}_m) = -\nabla p + \nabla.\left[\mu_m (\nabla \vec{v}_m + \nabla v_m^T\right] + \rho_m \vec{g} + \vec{F} + \nabla.\left(\sum_{k=1}^{n} \alpha_k \rho_k \vec{v}_{dr,k} \vec{v}_{dr,k}\right) \quad (۷-٤)$$

در جاييکه n تعداد فازها، $\vec{F}$ نيروي حجمي و μ_m لزجت مخلوط مي باشد.

$$\mu_m = \sum_{k=1}^{n} \alpha_k \mu_k \quad (۷-۵)$$

$\vec{v}_{dr,k}$سرعت انحراف فاز K ام است.

$$\vec{v}_{dr,k} = \vec{v}_k - \vec{v}_m \quad (۷-٦)$$

۷-۲-۳- معادله انرژي مخلوط

معادله انرژي مخلوط به شکل زير نوشته مي شود.

$$\frac{\partial}{\partial t}\sum_{k=1}^{n}(\alpha_k \rho_k E_k) + \nabla.\sum_{k=1}^{n}(\alpha_k \vec{v}_k (\rho_k E_k + p)) = \nabla.(k_{eff} \nabla T) + S_E \quad (۷-۷)$$

در جاييکه k_{eff} ضريب هدايت موثر($\sum \alpha_k (k_k + k_t)$)، k_t ضريب هدايت توربلانس بوده که بر اساس مدل توربلانس انتخاب شده محاسبه مي شود. اولين جمله سمت راست معادله انتقال حرارت هدايت را نشان مي دهد و S_E نيز ساير چشمه هاي حجمي حرارتي را شامل مي شود. معادله فوق براي فاز تراکم پذير نيز به شکل زير قابل نگارش است.

$$E_k = h_k - \frac{p}{\rho_k} + \frac{v_k^2}{2} \quad (۷-۸)$$

و براي فاز تراکم نا پذير $E_k = h_k$ برقرار است. در جاييکه h_k آنتالپي محسوس فاز k ام است.

۷-۳- سرعت نسبي(لغزش[1]) و سرعت انحراف

سرعت نسبي بصورت سرعت فاز ثانويه (p) نسبت به فاز اوليه (q) تعريف مي شود.

$$\vec{v}_{pq} = \vec{v}_p - \vec{v}_q \quad (۷-۹)$$

درصد جرمي فاز kام نيز بصورت زير تعريف مي شود.

$$c_k = \frac{\alpha_k \rho_k}{\rho_m} \quad (۷-۱۰)$$

سرعت انحراف و سرعت نسبي $\vec{v}_{qp}$ از طريق رابطه زير به هم مربوط مي شوند.

$$v_{dr,p} = \vec{v}_{pq} - \sum_{k=1}^{n} c_k \vec{v}_{qk} \quad (۷-۱۱)$$

فرض اساسي مدل ASM اين است كه بمنظور در نظر گرفتن يک رابطه جبري براي سرعت نسبي، بايد در يک مقياس طولي فضايي كوچک تعادلي محلي ميان فازها برقرار باشد. مانينن[2] سرعت نسبي را بصورت زير ارائه كرده است.

$$\vec{v}_{pq} = \frac{\tau_p}{f_{drag}} \frac{(\rho_p - \rho_m)}{\rho_p} \vec{a} \quad (۷-۱۲)$$

در معادله فوق τ_p زمان تخفيف ذره است.

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18 \mu_q} \quad (۷-۱۳)$$

d قطر ذرات و يا قطرات و $\vec{a}$ شتاب ذرات فاز ثانويه مي باشد.

تابع پيش فرض درگ f_{drag} توسط شيلر[3] و نيومن[4] به شكل زير ارائه شده است[۴۲].

$$f_{drag} = \begin{cases} 1 + 0.15\,\mathrm{Re}^{0.687} & \mathrm{Re} \le 1000 \\ 0.0183\,\mathrm{Re} & \mathrm{Re} > 1000 \end{cases} \quad (۷-۱۴)$$

[1] -Slip
[2] -Manninen
[3] -Schiller
[4] -Naumann

شتاب $\vec{a}$ نيز از رابطه زير بدست مي آيد.

$$\vec{a} = \vec{g} - (\vec{v}_m.\nabla)\vec{v}_m - \frac{\partial \vec{v}_m}{\partial t} \qquad (۱۵\text{-}۷)$$

ساده ترين فرمول لغزش جبري، مدل شار لغزش[1] است، كه در آن شتاب ذره بوسيله شتاب جاذبه و يا نيروي گريز از مركز محاسبه مي گردد و زمان تخفيف ذرات طوري اصلاح شده كه در آن حضور ذرات ديگر لحاظ گردد. در جريانهاي توربلانس سرعت نسبي بايد شامل جمله پخشي باشد كه در اثر جمله پراكندگي موجود در معادله مومنتوم در فاز گسسته ايجاد مي شود. اين پراكندگي به سرعت نسبي افزوده مي شود.

$$\vec{v}_{pq} = \frac{(\rho_p - \rho_m) d_p^2}{18 \mu_q f_{drag}} \vec{a} - \frac{v_m}{\alpha_p \sigma_D} \nabla \alpha_q \qquad (۱٦\text{-}۷)$$

در رابطه فوق (v_m) لزجت توربلانس مخلوط و (σ_D) ضريب پراكندگي پرانـدتل مـي باشـد. بايـد توجـه داشت كه اگر سرعت لغزش حل نشود، مدل ASM به يک مدل چندفازي همگن كاهش مي يابد.

۷-٤- معادله درصد حجمي فاز ثانيه

با استفاده از معادله پيوستگي فاز ثانويه p ، معادله درصد حجمي فاز ثانويه بدست مي آيد.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_p \rho_p) + \nabla.(\alpha_p \rho_p \vec{v}_m) = -\nabla.(\alpha_p \rho_p \vec{v}_{dr,p}) + \sum (\dot{m}_{qp} - \dot{m}_{pq}) \qquad (۱۷\text{-}۷)$$

۷-۵- خواص گرانول در مدل ASM

از آنجا كه غلظت ذرات فاكتور مهمي در محاسبه لزجت موثر مخلوط محسوب مي گردد، لذا از لزجت گرانول براي بدست آوردن مقداري براي لزجت سوسپانسيون استفاده مي شود. بنابراين مقدار متوسط وزني ويسكوزيته، شامل ويسكوزيته برشي است كه در اثر تبادل مومنتوم ذره از طريق جابجايي و برخورد ناشي مي شود.

[1] *-Drift Flux Model*

اجزاي برخورد[1] و جنبشي و نيز اصطكاكي به ويسكوزيته برشي جسم جامد افزوده مي شوند.

$$\mu_s = \mu_{s,col} + \mu_{s,kin}, \mu_{s,fr} \tag{۱۸-۷}$$

۱-ويسكوزيته برخورد

جمله برخورد ويسكوزيته برشي بصورت زير مدلسازي مي شود[٤٣]و[٤٤].

$$\mu_{s,col} = \frac{4}{5}\alpha_s \rho_s d_s g_{o,ss}(1+e_{ss})\left(\frac{\theta_s}{\pi}\right)^{1/2} \tag{۱۹-۷}$$

۲-ويسكوزيته جنبشي

بطور كلي از دو عبارت براي محاسبه ويسكوزيته جنبشي استفاده شده است. نخست رابطه اي است كه توسط سيملال و همكاران[2] ارائه شده است[٤٤].

$$\mu_{s,kin} = \frac{\alpha_s d_s \rho_s \sqrt{\theta_s \pi}}{6(3-e_{ss})} \tag{۲۰-۷}$$

و ديگري رابطه اي است كه گيداسپو و همكاران وي[3] ارائه شده است[٤٣].

$$\mu_{s,kin} = \frac{10\rho_s d_s \sqrt{\theta_s \pi}}{96\alpha_s(1+e_{ss})g_{o,ss}}\left[1+\frac{4}{5}g_{o,ss}\alpha_s(1+e_{ss})\right]^2 \tag{۲۱-۷}$$

۷-٦- دماي گرانول

براي محاسبه ويسكوزيته نياز است تا دماي گرانول براي فاز جامد sام مشخص باشد. از يک معادله جبري كه خود از معادله انتقال بدست آمده است و در آن از ترمهاي جابجايي و پخش صرف نظر شده است، استفاده مي شود.

[1] -Collisional
[2] -Symlal et all
[3] -Gidaspow et all

$$0 = (-p_s \bar{I} + \bar{\tau}_s) : \nabla \vec{v}_s - \gamma \theta_s + \phi_{ls} \quad (۷-۲۲)$$

در رابطه فوق:

$(-p_s \bar{I} + \bar{\tau}_s) : \nabla \vec{v}_s$ = توليد انرژي توسط تانسور تنش جامد

$\gamma \theta_s$ = اتلاف انرژي در اثر برخورد

ϕ_{ls} = تبادل انرژي ميان فاز سيال يا جامد l ام با با فاز جامد s ام

اتلاف انرژي برخورد $\gamma \theta_s$ بيان كننده انرژي تلف شده دراثر برخورد ذرات فاز جامد s ام مي باشد. اين جمله به وسيله رابطه ارائه شده توسط لان و همكاران وي[۱] در نظر گرفته مي شود[٤٥].

$$\gamma \theta_m = \frac{12(1-e_{ss}^2) g_{o,ss}}{d_s \sqrt{\pi}} \rho_s \alpha_s^2 \theta_s^{3/2} \quad (۷-۲۳)$$

انرژي جنبشي نوسانات تصادفي سرعت ذره كه از فاز جامد sام به فاز سيال lام منتقل مي شود نيز عبارت است از[٤٣]:

$$\phi_{ls} = -3K_{ls}\theta_s \quad (۷-۲٤)$$

۷-۷- فشار فاز جامد در مدل ASM

فشار كل فاز جامد به كمك معادله مومنتوم مخلوط محاسبه مي گردد.

$$P_{s,total} = \sum_{q=1}^{N} p_q \quad (۷-۲٥)$$

۷-۸- انتقال جرم درمدلهاي چند فازي اويلري

۷-۸-۱- جمله هاي چشمه ناشي از انتقال جرم

در ابتدا $m_{p^i q^j}$ بعنوان نرخ انتقال جرم بر واحد حجم از جزء i ام از فاز p به جزء j ام از فاز q تعريف مي شود. در حالتيكه فاز ذرات ماده مخلوط را شامل نمي گردد، انتقال جرم فقط با توده گاز صورت مي پذيرد.

[۱] -Lun et all

۷-۸-۲- معادله جرم

انتقال جرم مربوط به فاز p در سلول برابر است با:

$$m_p = -m_{p^i q^j} \tag{۷-۲۶}$$

و براي فاز q نيز مشابهاً بقرار زير است.

$$m_q = m_{p^i q^j} \tag{۷-۲۷}$$

۷-۸-۳- معادله مومنتوم

در مدل ASM جمله چشمه مومنتوم وجود ندارد. اما در مدل اويلر بصورت زير تعريف شده است:

$$m_p \vec{u}_p = -m_{p^i q^j} \vec{u}_p \tag{۷-۲۸}$$
$$m_q \vec{u}_q = m_{p^i q^j} \vec{u}_p$$

۷-۸-۴- معادله انرژي

جمله چشمه انرژي براي فازهاي p و q بصورت زير تعريف شده است.

$$H_p = -m_{p^i q^j} (h_p^i) \tag{۷-۲۹}$$
$$H_q = m_{p^i q^j} (h_p^i + h_p^{f^i} - h_q^{f^j})$$

در جاييكه $h_p^{f^i}, h_q^{f^j}$ به ترتيب آنتالپي تشكيل جزء I از فاز p و جزء J از فاز q مي باشند و h_p^i نيز آنتالپي جزء i از فاز p مي باشد.

۷-۸-۵- معادله اجزاء[۱]

جمله چشمه اجزاء در يک سلول براي جزء iام از فاز p برابر است با

$$m_p^j = -m_{p^i q^j} \tag{۷-۳۰}$$

و براي جزء j از فاز q

$$m_q^j = m_{p^i q^j} \tag{۷-۳۱}$$

[۱] -Species

فصل هشتم

اسکرابر

۸-۱- مقدمه

استفاده از فيلتراسيون خشک همواره امکان پذير نبوده و در شرايطي که غبارات چسبنده و يا آب شـونده[1] باشند، اين شرايط مقاومت فيلترهاي کيسه اي به سرعت افزايش يافته و عملکرد آن دشوار و بعـضاً بـدون کارکرد مي شود. ته نشين کننده هاي الکترواستاتيکي نيز در زماني که ذرات خورنده باشند مناسـب نمـي باشند. ضمن اينکه غبارات خشک اغلب خطر احتراق را افزايش مي دهند. دلايل فوق باعث شده است کـه اسکرابرها کاربرد وسيعي در صنايع شيميايي داشته باشند.

اساس کار اسکرابر اين است که ذره احاطه و جمع آوري شده توسط قطره بمراتب راحت تـر مـي توانـد از جريان گاز جداسازي گردد. بدون شک اثرات اينرسي، جداسازي ونفوذ ذرات مهمترين پارامترهاي مـوثر در بازدهي اغلب جدا کننده هاي تر مي باشند. مشخصات هندسي اسکرابر واحد دانه بنـدي گـوگرد در شـکل ۸-۱ ارائه شده است.

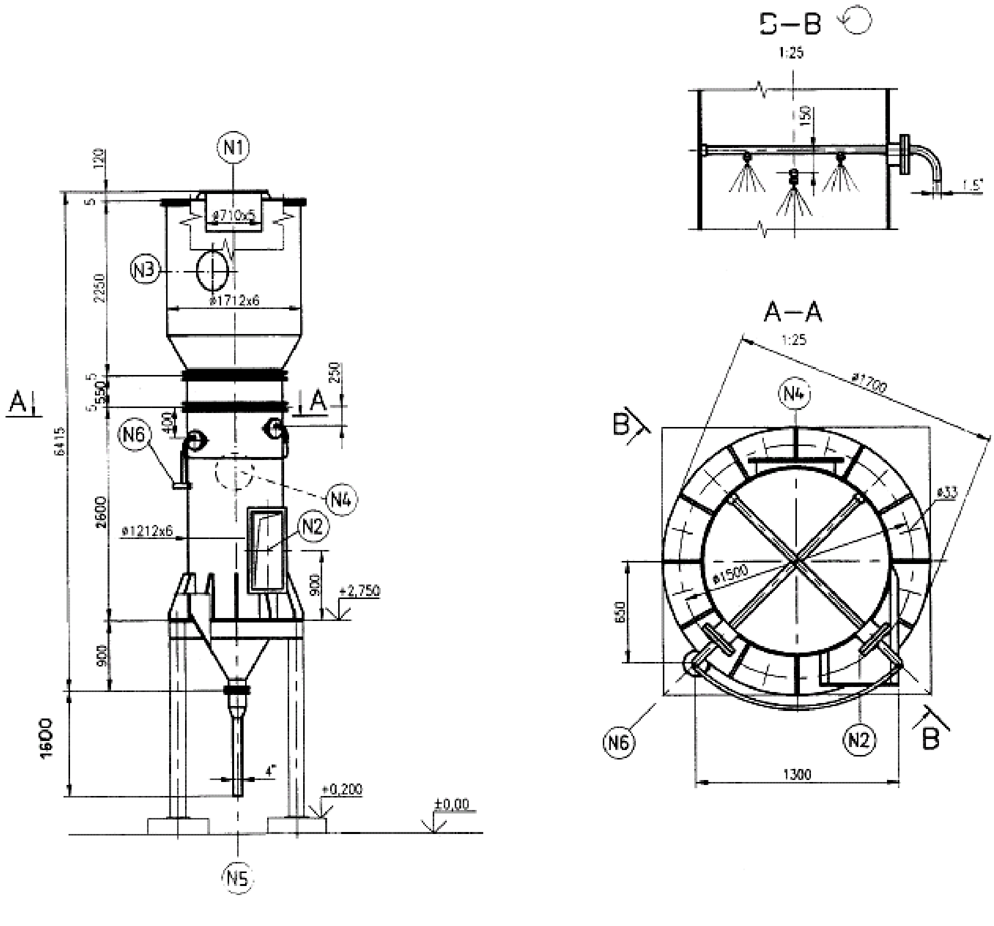
[1] -*Deliquescent*

۸-۲- بازده جمع آوري

در اسكرابر بازده برخورد تابع پارامتر بي بعد $k=\frac{\rho d_p^2 u}{9\eta D_S}$ مي باشد. در اين حالـت d_p قطـر ذره، D_S قطـر اسكرابر، u سرعت نسبي ذره و قطرات اسپري مي باشد. معادله پـارامتر برخـورد[1] بـه شـكل ديگـري نيـز نوشته مي شود.

$$N_I = S / D_S \tag{۸-۱}$$

در رابطه فوق S محدوده ذرات با قطر D_S است كه داراي سرعت u مي باشند.



شكل(۸-۱): ابعاد هندسي اسكرابر واحد دانه بندي

[1] -Impaction

معادلات نشان مي دهد كه براي دستيابي به بازده جمع آوري بالا، بايد قطرات جمع آوري كننده كوچک و نيز سرعت نسبي ما بين ذرات غبار و قطره ها بزرگ باشد. در فرآيند تشكيل قطره كوچک آب بايـد مـوارد مختلفي كنترل شود. زيرا اگر قطرات داراي سرعت بالايي باشند و به سرعت در محيط گـاز و ذرات جامـد پراكنده شوند، كارايي آنها كاهش مي يابد.

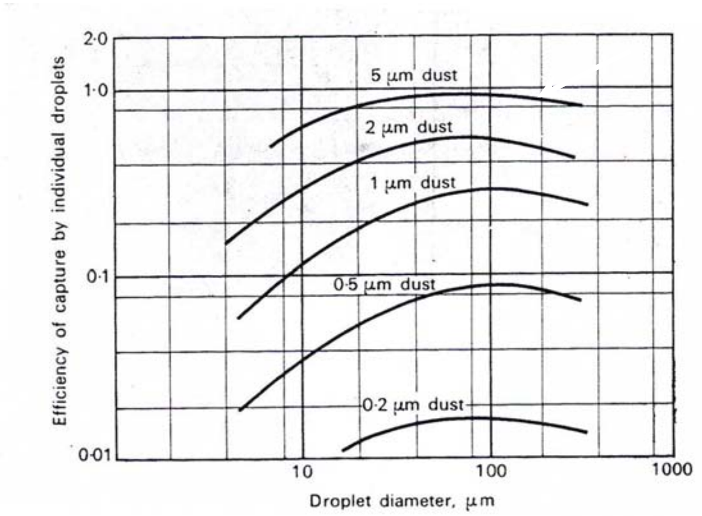
قطرات خيلي كوچک بازده پاييني را ايجاد مي كنند، به غير از آنكه در نزديكي نقطه تشكيل، ذرات با آنهـا تماس پيدا كنند. اين در حالي است كه قطرات بزرگ نيز ناكارآمد بوده و به حجم زيادي آب براي تـشكيل نياز دارند. نرخ بالاي آب تغذيه اسكرابر از اهميت زيادي برخوردار است. زيرا در صورتي كه قطـرات غلظـت بالايي داشته باشند، بهم چسبيدگي قطرات روي داده و از سوي ديگر مقدار كم آب تغذيـه اسـكرابر باعـث مي شود كه غبارات به ميزان كافي جمع آوري نشوند. بطور كلي در برجهـاي اسـپري سـاده نـسبت دبـي حجمي مايع به گاز در حدود ۰٫۱% مي باشد.

بوسانكوئت[۱] منحني هايي را ارائه كرده است كه در آنها رابطه بازده برخورد و اندازه قطرات ارائه شده است.

همچنين ميسون[۲] نيز جداول بازدهي برخـورد را منتـشر كـرد كـه مقـادير بـسيار كمتـري را نـسبت بـه بوسانكوئت نشان مي داد. با اين وجود هر دو به اين نتيجه رسيدند كه بيـشترين بـازده جمـع آوري ذرات غبار μm ۲۰-۱۰ را قطراتي با قطر μm ۱۰۰۰-۵۰۰ فراهم مي سازد.

آزمايشات جانستون و رابرتز[۳] بر روي اسكرابر هاي گريز از مركز نشان مي دهـد كـه انـدازه بهينـه قطـرات براي جمع آوري غبارات كوچک در ميدان گريز از مركز g ۱۰۰برابر μm ۱۰۰ مي باشد. اين داده هـا كـه بازده جمع آوري را بر حسب قطر قطره نشان مي دهد در شكل ۸-۲ ارائه شده است.

۱ -*Bosanquet*
۲ -*Mason*
۳ -*Johnstone & Roberts*



شکل(۸-۲): بازده جمع آوري غبار توسط قطرات ٤٠٠ ميکروني در شتاب $100g$[٣٦]

۸-۳- واحدهاي انتقال

در اصول مهندسي شيمي متداول است که بازده بر حسب واحدهاي انتقـال کـه وابـسته بـه بـازده جزئـي هستند، نمايش داده مي شود.

$$N_t = \ln(1-\vartheta)^{-1} \qquad (۸\text{-}۲)$$

در جاييکه $\upsilon = 1 - \exp(-N_t)$ و بيان بازدهي بر حسب واحد هاي انتقـال در شـرايطي کـه ميـزان جمـع آوري زياد باشد و نتوان ϑ را بصورت يک مقياس خطي نمايش داد، بسيار مفيد است. جـدول ۸-۱ رابطـه ϑ بر حسب درصد و N_t را نشان مي دهد.

جدول(۸-۱): رابطه تعداد واحد انتقال و بازده جمع آوري [٣٦]

N_t	γ (%)
0.1	9.52
0.5	39.35
1.0	63.21
2.0	86.47
3.0	95.02
4.0	98.17
6.0	99.75
8.0	99.97
10.0	99.996

N_t متناسب است با فاكتور رفع آلودگي[1] D_F كه در محاسـبات فيلتراسـيون و بـويژه در پرتـوزايي مـورد استفاده قرار مي گيرد.

$$2.303D_F = N_t \tag{۳-۸}$$

۸-٤- توليد قطرات جمع آوري كننده

قطرات جمع آوري كننده به شيوه هاي مختلفي توليد مي شـود. اسـتفاده از نازلهـاي تحـت فـشار، عبـور جريان هوا با سرعت بالا از لوله حاوي جريان آب، برخورد دو جت و يا برخورد يک جت با ديوار صلب و نيز ايجاد حباب در هوا از جمله روشهاي توليد اين قطرات مي باشد. قطرات موجود در اسـپري سـيال هماننـد ذرات غبار از نظر اندازه و قطر، داراي محدوده گسترده اي مي باشد. بنابراين بـسياري از اسـپري هـا بـراي اينكه كارايي بالايي داشته باشند، ذرات بسيار كوچک و نيز بسيار بزرگ را شامل مي شوند.

توزيع اندازه قطرات اسپري معمولا بوسيله سطح حجمي متوسط[2] و يا قطر متوسط ساتر[3] بيان مي شود .

$$D_{\circ} = \int_{\circ}^{\infty} x^3 dn \Bigg| \int_{\circ}^{\infty} x^2 dn \tag{٤-۸}$$

در جاييكه x قطر قطره و δn عددي بين $x-\frac{\delta x}{2}$ و $x+\frac{\delta x}{2}$ مي باشـد. دورمـان[4] (۱۹۵۲) بـا انجـام آنـاليز ابعادي و استفاده از نتايج آزمايشگاهي دريافت كه قطر متوسط ساتر در اسپري هاي تخـت[5] از رابطـه زيـر پيروي مي كند.

$$D_{\circ}(inmicron) = c(\frac{Q\sigma}{\theta})\rho^{\frac{1}{6}}P^{\frac{-1}{2}} \tag{۵-۸}$$

---
[1] -Decontamination
[2] -Mean Volume Surface
[3] -Sauter
[4] -Dorman
[5] -Flat

در این حالت $c(\approx 124\times 10^{6})$ ثابت، Q دبي سيال، σ تنش سطحي ديناميک (N/m)، θ زاويه خروج از نازل بر حسب درجه، ρ چگالي سيال و P فشار اسپري (N/m^2) مي باشد. از تنش سطحي ديناميک به اين دليل استفاده شده است که مي تواند تجزيه[1] صفحات[2] داراي سرعت بالا را کنترل کند.

تشکيل ذره در زماني که يک جريان سرعت بالاي هوا از يک صفحه سيال عبور کند توسط نوکياما و تاناساوا[3](۱۹۳۸و۱۹٤۰) بررسي شده است. آنها رابطه تجربي زير را ارائه کرده اند.

$$D_{\circ}=\frac{585\sqrt{\sigma}}{\vartheta\sqrt{\rho}}+597\left(\frac{\eta}{\sqrt{\sigma\rho}}\right)^{0.45}\left(\frac{1000Q_l}{Q_a}\right)^{1.5} \qquad (٦\text{-}۸)$$

در معادله فوق $D_{\circ}$ قطر متوسط ساتر (μm)، ϑ سرعت نسبي مابين سيال و گاز (m/s)، Q_l/Q_a نسبت دبي حجمي سيال به گاز، ρ چگالي سيال (g/cm^2)، σ تنش سطحي $(dyne/cm)$ و η ويسکوزيته سيال $(poise)$ مي باشد. براي شرايط اتميزه شدن هوا-آب معادله ياد شده به فرم خلاصه زير تبديل مي شود.

$$D_{\circ}=\frac{16.050}{\vartheta}+1.83L^{1.5} \qquad (۷\text{-}۸)$$

در معادله فوق L جريان سيال بر حسب $gal/1000\,ft^3$ گاز و ϑ بر حسب ft/s مي باشد.

نتيجه معادله ۸-٦ آن است که در سرعت صوتي[4] و مقدار ناچيز Q_l/Q_a ، يک قطر حداقل $D_{\circ}$ وجود دارد که در حدود ١٤ μm براي آب و ۹ μm براي سيالي با $\sigma=0.03N/m$ و چگالي نسبي واحد است. اين مطلب توسط دورمان در آزمايشاتي که در زمينه پودر شدن قطره توسط جت هوا انجام داده، به اثبات رسيده است. البته بايد توجه داشت که اين شرايط براي تجهيزات پاکسازي هوا که از مقادير بالاي نرخ سيال به گاز استفاده مي کنند غير واقعي است.

[1] -Break up
[2] -Sheets
[3] -Nukiyama & Tanasawa
[4] -Sonic velocity

۸-۵- ویژگیهاي عملکرد اسکرابر

با انجام یک آنالیز رياضي بر روي فرآيندي که در اسکرابر اتفاق مي افتد ، نتايج زير بدست آمده است.

۱-قطرات جمع آوري کننده همگي به يک اندازه نيستند.

۲-ذرات غبار داراي اندازه، شکل و مرتبه کلوخه شدن مختلفي هستند.

۳- سرعت نسبي ميان غبار و قطره ثابت نيست.

٤- تقطير بخار بر روي غبار يا ذرات مه[1] نقش مهمي ايفا مي کند.

آزمايشات فراواني جهت افزايش بازدهي و عملکرد سيال و نيز بهينه کردن انرژي مصرف شده در اين بين صورت گرفته است که در ادامه به برخي از آنها اشاره مي شود .

اکمان و جانستون[2] (۱۹۵۱) رابطه اي ميان بازده و سطح مخصوص قطرات اسپري ارائه کرده اند . جانستون و همکاران(۱۹۵٤) رابطه اي را براي ونتوري اسکرابر در مقياس کوچک در سرعتهاي گلوگاه $60-200 m/s$ ارائه کرده اند که هم براي جذب گازي و هم جمع آوري ذرات ريز کاربرد دارد.

آنها آب را بوسيله سرنگ تزريقاتي به درون لوله برنجي از طريق ٤ سوراخ و بصورت شعاعي تزريق کردند که در اثر عبور جريان گاز سرعت بالا سيال اتميزه شد. ذرات داراي قطر تقريبي $1\mu m$ و غلظت پايين بودند. اين محققين نتيجه گرفتند که اينرسي نقش بسيار مهمي در مکانيزم جمع آوري ذرات ايفا مي کند. از جمله نتايج ديگر اينکه بازده جمع آوري ذرات بزرگتر بيشتر است و طبيعت ذرات نقش تعيين کننده اي در جمع آوري ذرات ايفا نمي کند. رابطه زير توسط اين محققين ارائه گرديده است .

$$\gamma = 1-\frac{n}{n_\circ} = 1-\exp(-kL\sqrt{K}) \tag{۸-۸}$$

در رابطه فوق k ثابت، L نسبت نرخ جريان سيال به گاز و K پارامتر بهم فشردگي[3] در گلوگاه است.

نکته ديگر اينکه افت فشار در حالت تزريق شعاعي بيشتر از حالت تزريق محوري است و با افزايش دبي حجمي آب، افزايش مي يابد .

[1] -Mist
[2] -Ekman & Johnstone
[3] -Impaction

در مطالعات انجام شده توسط لاپل و کاماک[1](۱۹۵۵) بر روي دستگاههاي مختلف جمع آوري غبـار رابطـه نفوذ ذرات و افت فشار بررسي شده كه نتايج آن را به شرح زير مي توان بيان كرد.

۱-مقايسات انجام شده در صورتي معتبر مي باشند كه ذرات غبار داراي غلظت و اندازه يكساني باشند .

۲- افزايش غلظت ذرات تاثير ناچيزي بر افت فشار دارد، اما باعث افزايش بازدهي مـي شـود كـه علـت آن ممكن است كلوخه شدن ذرات باشد.

۳- زماني كه اسكرابرها در وضعيت مشابهي از لحاظ ميزان مصرف توان گـاز مقايـسه شـوند، داراي درجـه جمع آوري يكساني هستند. با افزايش افت فـشار بـويژه در مقـادير بـالاتر از ۲,۵ KN/m^2 ، بـازدهي نيـز افزايش مي يابد.

٤- مكانيزم غالب در جمع آوري ذرات چرخش توربلانس ذرات درون قطره ها مي باشد.

سمرا[2](۱۹٦۳) توان تلف شده در فرآيند جمع آوري غبار را براي يک حجم جريان گاز مشخص و به عنوان توان تماسي[3] بدست آورد. با كمي ساده سازي توان تماسي P_G استخراج شده از جريان گاز در واحـد وات بر ۱۰۰۰ m^3/h مي توان به شكل زير محاسبه نمود .

$$P_G = 277\Delta P \qquad (۸-۹)$$

در معادله فوق ΔP افت فشار گاز (KN/m^2) مي باشد .

توان ورودي P_L توسط اسپري آب عبارتست از:

$$P_L = 28.3P\frac{L}{G} \qquad (۸-۱۰)$$

در معادله فوق P فشار اسـپري (KN/m^2) ، L دبـي حجمـي سـيال (l/h) و G دبـي حجمـي گـاز (m^3/h) مي باشد. توان كلي ورودي يا توان تماسي $P_T(=P_L+P_G)$ متناسب است با تعداد واحـد هـاي انتقال.

$$N_t = \alpha P_T^{\beta} \qquad (۸-۱۱)$$

[1] -Lapple & Kamack
[2] - Semrau
[3] -Contacting power

اگرچه رابطه فوق با روابطي كه قبلا ذكر شده اختلاف دارد (به نظر مي رسد كه اسكرابر ها به تقطير بخـار وابسته باشند) اما صحت نتايج ارائه شده توسط سمرا حتي در افت فشارهاي $in.w.g$ ۲۵۰ نيز تاييد شده است .

۸-٦-مدلسازي اسپري

در اين بخش چگونگي برخورد قطرات و نيز تجزيه اسپري را بررسي مي شود.

۸-٦-۱- مدل برخورد قطره

زماني كه بررسي مسير حركت قطرات مدنظر است، ضروري است كه برخورد قطرات با يكديگر و اثر آن بـر نتيجه تحليل محاسباتي را نيز پيش بيني شود. دشواري محاسبات برخورد در آن است كه براي N قطره، هر قطره $N-1$ شريک برخورد خواهد داشت. بنابراين تعداد جفت برخوردهاي ممكن تقريبا برابر با $\frac{1}{2}N^2$ است. نكته قابل توجه آن است كه الگوريتم برخورد بايد تمامي $\frac{1}{2}N^2$ برخورد محتمل را در هر بازه زماني را محاسبه كند. از آنجا كه هر اسپري ممكن است شامل چندين ميليـون قطـره باشـد، بنـابراين محاسـبه برخورد از لحاظ محاسباتي بسيار پر هزينه است. اين امر سبب ارائه مفهومي بنـام بـسته هـا[1] شـده اسـت. بسته ها از لحاظ آماري نشان دهنده تعداد مشخصي قطره هستند. بنابراين اگـر بعنـوان مثـال يـک بـسته شامل ۱۰۰۰ قطره باشد، تعداد برخوردها با ضريب 10^6 كاهش مي يابد.

عليرغم كاهش چشمگير تعداد برخوردها متناسب با توان دوم N، بازهم تعدد بسته ها محاسبات بـسياري را طلب مي كند. الگوريتم $O'Rourke$ به ميزان قابل قبولي هزينه محاسبات اسپري را كاهش داده اسـت. روش $O'Rourke$ بجاي استفاده از هندسه براي بررسي امكان برخورد ذرات به هم، از يـک روش تخمـين تصادفي براي اين منظور كمک مي گيرد.

[1] -*Parcels*

O'Rourke همچنين فرض کرد که دو بسته زماني به هم برخـورد مـي کننـد کـه در يـک سـلول از فـاز پيوسته قرارداشته باشند. استفاده از مفهوم بـسته هـا و الگـوريتم *O'Rourke* محاسـبات برخـورد را بـراي اسپري هاي واقعي امکان پذير ساخته است[٤٦].

۸-٦-۲- محدوديت ها

مدل برخورد با اين فرض همراه است که فرکانس برخورد ها خيلي کمتر از گام زماني ذره است. اگـر گـام زماني ذره خيلي بزرگ باشد ممکن است نتايج تحت تاثير گام زماني قرار گيرد. بنابراين بايد مقياس طـول ذره درست انتخاب گردد. علاوه براين، اين مدل براي برخوردهايي با عـدد وبـر کوچـک مناسـب اسـت در حاليکه در اينجا برخوردها ناشي از پرش و بهم آميختگي مي باشند. گاهي اوقات استفاده از مـدل برخـورد سبب مي شود که اسپري به نوع شبکه نيز وابسته شود که علت آن فرض صورت گرفته مبني بـر برخـورد قطرات در يک سلول از فاز پيوسته است.

بهم پيوستگي ذرات سبب مي شود که اسپري از المانهاي مرزي فاصله بگيرد. در تحليل دو بعـدي، شـبکه ريزتر مي تواند اين اثر را کاهش دهد. در تحليلهاي سه بعـدي نيـز بهتـر اسـت از شـبکه قطبـي در مرکـز اسپري استفاده شود.

۸-٦-۳- تئوري

همانطور که اشاره گرديد در الگوريتم *O'Rourke* فرض براين است که دو قطره زماني بهم برخورد مـي کنند که در يک سلول از فاز پيوسته قرار داشته باشند. اين فرض باعث مي شود که برخـورد قطراتـي کـه بسيار بهم نزديک اند اما در يک سلول قرار ندارند در نظر گرفته نشود. البته اين خطا با دادن اجازه برخورد به تعدادي از ذرات که در فاصله دورتري نسبت به هم قرار دارند، کاهش يافته است.

احتمال برخورد دو قطره از نقطه نظر قطره بزرگتر که قطره جمع کننده ناميده شده و بـا عـدد ۱ نـشان داده مي شود، محاسبه مي گردد. قطره کوچکتر با انديس ۲ مشخص شده است. محاسبات در چهار چـوب مرجع قطره بزرگتر انجام مي شود بنابراين سرعت قطره بزرگتر صفر در نظر گرفته مي شود.

در این محاسبات فقط فاصله نسبي قطره جمع کننده و قطره کوچکتر اهمیت دارد. اگر قطره کـوچکتر در مسیر برخورد با جمع کننده قرار گرفته باشد، مراکز به فاصله برابر با $r_1 + r_2$ انتقال داده مي شوند. بعبارت دقیـق تـر اگـر مرکـز قطـره کـوچکتر در مـسیر خـود از دایـره اي بـه مرکـز قطـره جمـع کننـده و بـه مساحت $\pi(r_1 + r_2)^2$ وعمود برآن عبور کند، برخورد اتفاق مي افتد. از این دایره مـي تـوان بـراي ظرفیـت برخورد استفاده کرد و برابر با مساحت دایره ضرب در مسافت طي شده توسط قطره کوچکتر در یـک بـازه زمان $\pi(r_1 + r_2)^2 v_{rel}\Delta t$ است.

الگوریتم $O'Rourke$ از مفهوم حجم(محدوده) برخورد براي محاسبه احتمال برخورد استفاده مي کنـد. در صورتي که مرکز قطره کوچک در محدوده ي برخـورد قـرار گرفتـه باشـد، الگـوریتم $O'Rourke$ احتمـال وجود قطره کوچک در محدوده برخورد را محاسبه مي کند. مي دانیم که قطره کوچکتر در درون حجم V از فاز پیوسته قرار دارد. اگر احتمال حضور قطرات در سلول یکسان باشد، در ایـن صـورت احتمـال تغییـر قطره موجود در محدوده برخورد، بصورت نسبت دو حجم مي باشد. احتمال برخورد جمع کننده بـا قطـره کوچکتر برابر است با:

$$P_1 = \frac{\pi(r_1 + r_2)^2 v_{rel}\Delta t}{V} \quad (۱۲\text{-}۸)$$

معادله فوق را به شکل کلي تري براي بسته اي شامل تعداد زیادي قطره مـي توانـد نوشـته شـود. در ایـن صورت بترتیب n_2, n_1 قطره در جمع کننده و بسته هاي قطره کوچکتر حضور دارند. در این صورت تعـداد متوسط برخورد هاي جمع کننده برابر است با:

$$\bar{n} = \frac{n_2\pi(r_1 + r_2)^2 v_{rel}\Delta t}{V} \quad (۱۳\text{-}۸)$$

در حقیقت تعداد واقعي برخورد هاي جمع کننده با تعداد متوسط انـدازه گیـري شـده برابـر نمـي باشـد. احتمال توزیع تعداد برخورد را مي توان از توزیع پواسون بصورت زیر محاسبه کرد.

$$P(n) = e^{-\bar{n}} \frac{\bar{n}^n}{n!} \quad (۱٤\text{-}۸)$$

که n تعداد برخوردها مابین جمع کننده و سایر قطرات مي باشد.

۸-٦-٤- پيامد برخورد

بطور کلي اگر قطرات از روبرو[1] با هم برخورد کنند، دچار بهم آميختگي[2] شده و در صورتيکه بصورت مايل به هم برخورد کنند دچار پرش[3] خواهند شد.

انحراف بحراني تابعي از عدد وبر برخورد و شعاع نسبي کلکتور و قطره مي باشد. انحراف بحراني در الگوريتم $O'Rourke$ از رابطه زير بدست مي آيد[٤٦].

$$b_{crit} = (r_1 + r_2)\sqrt{\min(1, \frac{2.4f}{We})} \qquad (۱۵-۸)$$

در جاييکه f تابعي از r_1/r_2 بوده و بصورت زير تعريف مي شود.

$$f(\frac{r_1}{r_2}) = (\frac{r_1}{r_2})^3 - 2.4(\frac{r_1}{r_2})^2 + 2.7(\frac{r_1}{r_2}) \qquad (۱٦-۸)$$

مقدار واقعي پارامتر برخورد b ، $(r_1 + r_2)\sqrt{Y}$ مي باشد. که در آن Y يک انحراف يکنواخت مي باشد. مقدار محاسبه شده b با b_{crit} مقايسه مي شود. در صورتيکه $b < b_{crit}$ باشد، نتيجه برخورد، بهم آميختگي مي باشد. در حالتيکه برخورد سايشي[4] اتفاق بيفتد، سرعتهاي جديدي بر مبناي بقاء مومنتوم و انرژي جنبشي بايد محاسبه شود.

فرض شده است که کسري از انرژي جنبشي قطره در اثر اتلاف ويسکوز و توليد مومنتوم گرانول هدر مي رود. با در نظر گرفتن فرضيات بيان شده در مورد افت انرژي، $O'Rourke$ عبارت زير را براي سرعت جديد ارائه مي دهد.

$$v_1' = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2 + m_2(v_1 - v_2)}{m_1 + m_2}\left(\frac{b - b_{crit}}{r_1 + r_2 - b_{crit}}\right) \qquad (۱۷-۸)$$

اين رابطه براي هر يک از مولفه هاي سرعت بکار رفته است.

[1] *-Headon*
[2] *-Coalescence*
[3] *-Bouncing*
[4] *-Grazing*

۸-٦-٥- مدل تجزيه اسپري

بدليل اينکه در اين تحقيق سرعت اسپري بالاست، از مدل تجزيه *Wave* استفاده مي شود. از آنجا که تجزيه مي تواند تعداد قطرات محاسباتي را افزايش دهد، بايد در انتخاب تعداد قطرات اسپري به شکل بهينه عمل گردد.

۸-٦-٦- آناليز پايداري جت

آناليز پايداري جت بصورت تفصيلي توسط ريتز و بارکو[۱] ارائه شده که در اينجا بطور خلاصه به آن اشاره مي شود. اين آناليز، پايداري جت استوانه اي سيال لزج به شعاع a را که توسط يک اريفيس مدور با سرعت v وارد گاز ساکن تراکم ناپذير و غير لزجي به چگالي ρ_2 مي شود، بررسي مي کند.

چگالي و لزجت سيال بترتيب μ_1, ρ_1 مي باشد و از يک سيستم مختصات قطبي استوانه اي استفاده شده است که به همراه جت حرکت مي کند.

يک جابجايي سطحي متقارن دلخواه و بسيار کوچک به شکل زير به حرکت پايدار اوليه نسبت داده مي شود. در اين صورت بايد رابطه پراکندگي $\omega = \omega(k)$ که قسمت حقيقي نرخ رشد ω را به عدد موج آن $k = \frac{2\pi}{\lambda}$، مربوط مي سازد، محاسبه شود. براي محاسبه رابطه پراکندگي، معادلات هيدروديناميک خطي شده سيال بصورت زير حل مي شوند.

$$\phi_1 = C_1 I_0(kr) e^{ikz+\omega t}$$
$$\psi_1 = C_2 I_1(Lr) e^{ikz+\omega t} \qquad (۱۸-۸)$$

در معادلات فوق ψ_1, ϕ_1 بترتيب پتانسيل سرعت و تابع جريان مي باشند و C_2, C_1 نيز ثابت هاي انتگرال گيري هستند. I_1, I_0 توابع بسل اصلاح شده نوع اول، $L^2 = k^2 + \omega / \nu_1$ و ν_1 لزجت سينماتيک سيال مي باشد و فشار مايع نيز از قسمت غير لزج سيال بدست مي آيد. علاوه بر اين، معادلات گاز غير لزج را مي توان به منظور بدست آوردن فشار نوسانات گاز در $r = a$ حل کرد.

[۱] -Reitz & Barco

$$-P_{21} = -\rho_2 (U - i\omega k)^2 k\eta \frac{K_0(ka)}{K_1(ka)} \quad (۱۹\text{-}۸)$$

K_1, K_0 توابع بسل اصلاح شده نوع دوم و u سرعت نسبي بين فاز مايع و گاز مـي باشـد. شـرايط مـرزي خطي شده عبارتند از :

$$v_1 = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (۲۰\text{-}۸)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial r} = -\frac{\partial v_1}{\partial z} \quad (۲۱\text{-}۸)$$

$$-p_1 + 2\mu_1 - \frac{\sigma}{a^2}\left(\eta + a^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2}\right) + p_2 = 0 \quad (۲۲\text{-}۸)$$

که به ترتيب حالتهاي رياضي شرط سطح آزاد سينماتيک سيال، پيوستگي تنش برشي و پيوسـتگي تـنش نرمال مي باشند. توجه کنيد که u_1 سرعت اغتشاش محوري سيال، v_1 سرعت شـعاعي اغتـشاش سـيال و σ تنش سطحي مي باشد. و نکته ديگر اينکه معادله ۸-۲۱ با فرض $v_2 = 0$ بدست آمده اسـت. معـادلات ۸-۲۰ و ۸-۲۱ را مي توان براي حذف ثابت هاي انتگرال C_2, C_1 در معادلات ۸-۱۹ بکار بـرد. لـذا زمـاني که پاسخ هاي سرعت و فشار در معادله ۸-۱۹ جايگذاري شود، رابطه پراکندگي مورد نظـر بـه شـکل زيـر خواهد بود.

$$\omega^2 + 2\nu_1 k^2 \omega \left[\frac{I_1'(ka)}{I_0(ka)} - \frac{2kL}{k^2 + L^2}\frac{I_1(ka)}{I_0(ka)}\frac{I_1'(La)}{I_1(La)}\right] = \quad (۲۳\text{-}۸)$$

$$\frac{\sigma k}{\rho_1 a^2}(1 - k^2 a^2)\left(\frac{L^2 - a^2}{L^2 + a^2}\right)\frac{I_1(ka)}{I_0(ka)} + \frac{\rho_2}{\rho_1}\left(U - i\frac{\omega}{k}\right)^2\left(\frac{L^2 - a^2}{L^2 + a^2}\right)\frac{I_1(ka)}{I_0(ka)}\frac{K_0(ka)}{K_1(ka)}$$

معادله فوق حداکثر نرخ رشد موجود براي يک مجموعه شرايط جريان داده شده را ارائه مـي دهـد. از حـل معادلات فوق، نرخ حداکثر رشد Ω و طول موج متناسب با آن Λ بصورت زير خواهد بود.

$$\frac{\Lambda}{a} = 9.02\frac{(1 + 0.45oh^{0.5})(1 + 0.4Ta^{0.7})}{(1 + 0.87We_2^{0.67})^{0.6}} \quad (۲۴\text{-}۸)$$

$$\Omega\left(\frac{\rho_1 a^3}{\sigma}\right) = \frac{(0.34 + 0.38We_2^{1.5})}{(1 + oh)(1 + 1.4Ta^{0.6})} \quad (۲۵\text{-}۸)$$

در معادلات فوق $oh = \sqrt{We_1 / \mathrm{Re}_1}$ عدد *ohnesorge* و $Ta = oh\sqrt{We_2}$ عدد تیلور مي باشد. عـلاوه بـر این $We_1 = \frac{\rho_1 U_1^2 a}{\sigma}$ و $We_2 = \frac{\rho_2 U_2^2 a}{\sigma}$ بترتیب اعداد وبر مایع و گاز مي باشند.

۸-٦-۷- تجزیه قطره

در مدل *Wave*، قطر اولیه قطره هاي نسبتا بزرگ تزریق شده به جریان با استفاده از آنالیز پایـداري جـت سیال که در بالا اشاره شد، بدست مي آید. تجزیه قطراتي به شعاع a با این فرض کـه تجزیـه قطراتـي بـه شعاع r متناسب با طول موج سریعترین رشد موج سطحي ناپایدار مي باشد، محاسبه مي گردد.

$$r = B_0 \Lambda \qquad (\text{۸-۲٦})$$

B_0 ثابت مدل است و بر اساس آزمایشات انجام شده توسط ریتز[۱] برابر۰,٦۱ مـي باشـد[٤۷]. عـلاوه بـراین نرخ تغییر شعاع قطره برابر است با :

$$\frac{da}{dt} = -\frac{(a-r)}{\tau}, r \le a \qquad (\text{۸-۲۷})$$

و زمان تجزیه نیز از رابطه ۸-۲۸ محاسبه مي شود.

$$\tau = \frac{3.726 B_1 a}{\Lambda \Omega} \qquad (\text{۸-۲۸})$$

Λ, Ω بترتیب از معادلات ۸-۲٤ و ۸-۲٥ بدست مي آیند. ثابت زمـاني B_1، متناسـب بـا سـطح اغتـشاش اولیه جت سیال در نازلهاي مختلف، متفاوت است[٤۸].

[۱] -*Rietz*

۸-٦-۸- مدل پساي ديناميک

تعيين دقيق ضرايب پسا قطره در مدلسازي صحيح اسپري بسيار موثر است. در اينجا از روشي استفاده مي شود كه به كمک آن ضريب پساي قطره بر حسب تغييرات در شكل قطره، بطور ديناميكي محاسبه مي گردد. در بسياري از مدلهاي پساي قطره فرض بر اين است كه، شكل قطره در طول مسير حركت خود كروي باقي مي ماند. با اين فرض پساي يک جسم كروي بشكل زير محاسبه مي گردد.

$$C_{d,sphere} = \begin{cases} 0.424 & \mathrm{Re} > 1000 \\ \dfrac{24}{\mathrm{Re}}\left(1+\dfrac{1}{6}\mathrm{Re}^{2/3}\right) & \mathrm{Re} \le 1000 \end{cases} \qquad (۲۹-۸)$$

اگرچه شكل قطره در زماني كه عدد وبر بالا باشد، در طول حركت تغيير مي كند. در حالت حدي شكل قطره به فرم يک دايره در مي آيد و البته پساي يک دايره از يک كره بيشتر است.

از آنجا كه ضريب پساي قطره به ميزان زيادي به شكل قطره وابسته است، مدل پسايي كه شكل قطره را كروي در نظر بگيرد راضي كننده نيست. در مدل استفاده شده در اين تحقيق، ضريب پسا بطور خطي از مقدار پساي كره تا مقدار ضريب پساي ديسک يعني۱,۵۲ متغير است. ضريب پسا بصورت زير محاسبه مي شود.

$$C_d = C_{d,sphere}(1+2.632y) \qquad (۳۰-۸)$$

در معادله فوق y تغيير شكل قطره است كه از حل معادله زير بدست مي آيد.

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{C_F}{C_b}\frac{\rho_g}{\rho_l}\frac{u^2}{r^2} - \frac{C_k\sigma}{\rho_l r^3}y - \frac{C_d\mu_l}{\rho_l r^2}\frac{dy}{dt} \qquad (۳۱-۸)$$

ضريب پسا در محدوده ي عدم تغيير شكل $(y=0)$ كه برابر است با ضريب پساي كره و تغيير شكل حداكثر $(y=1)$ كه برابر است با پساي ديسک، قرار مي گيرد.

فصل نهم

نتایج

۹-۱- مقدمه

در تحليل عددي سيكلون از شبكه محاسباتي مربعي و با ۱۵۵۰۰۰ شبكه حجمي استفاده شده است. به منظور تحليل جريان غالب درون سيكلون، در قسمت ورودي سيكلون شرط مرزي بر پايه سرعت ورودي كه خود شامل سرعت و همچنين مقادير اوليه توربلاني در ناحيه ورودي است، مورد استفاده قرار گرفته است. سرعت ورودي برابر m/s ۱۱,۲۵ بوده و مقادير اوليه k و ε از روابط ۹-۱ و ۹-۲ محاسبه شده اند[٦].

$$k_{inl} = 1.5(Tu\,.\,u_{inl})^2 \quad (۹\text{-}۱)$$

$$\varepsilon_{inl} = \frac{{k_{inl}}^{1.5}}{0.3D} \quad (۹\text{-}۲)$$

در روابط فوق Tu شدت توربلانس و D قطر هيدروليكي مي باشد.

يكي از مهمترين بخشهاي تحليلهاي عددي، چگونگي گسسته سازي معادلات حاكم مي باشد. در اين تحقيق از الگوريتم *Simple* بمنظور گسسته سازي وابستگي سرعت و فشار و همچنين از طرح *Quick* كه بر مبناي متوسط وزني ميانيابي پيشرو و مركزي درجه دوم متغيير ها شكل گرفته، استفاده شده است[۱۰].

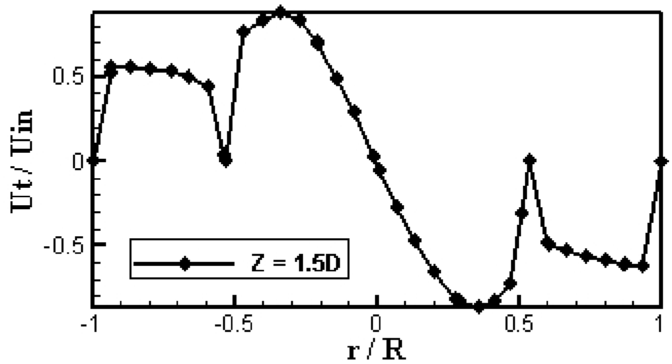
به منظور تحليل لاگرانژي فاز ذرات جامد از مدل فاز گسسته استفاده شده است. تحليل پراكندگي و توربلانس ذرات نيز توسط مدل ذرات گسسته تصادفي، انجام شده است. نوع تزريق ذرات سطحي بوده و

بطور همگن از سطح ورودي سيكلون صورت گرفته است. بمنظور افزايش دقت حل، تعداد ۲۲۵۰ ذره جامد به جريان تزريق شده است. نوع ذرات خنثي بوده و در محدوده ۱ تا ۱۰ ميكرون قرار دارند.

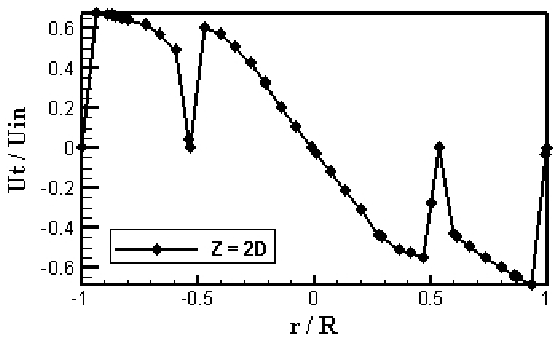
در سيكلون مورد بحث از دو نوع شرط مرزي فاز گسسته استفاده شده است. در مرزهاي ورودي و خروجي از شرط گريز و در ديواره ها از شرط بازتاب استفاده شده است.

۹-۲-ميدان سرعت

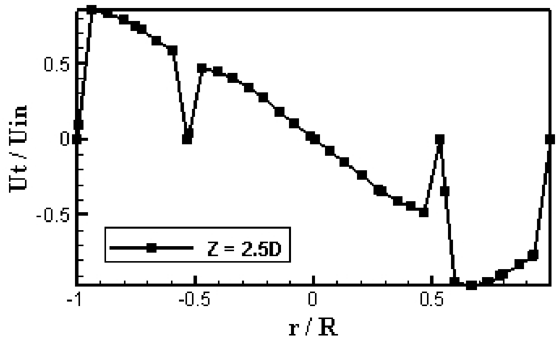
تغييرات سرعت مماسي جريان در مقاطع عرضي مختلف، در شكلهاي ۹-۱ تا ۹-۳ نشان داده شده است. مقدار سرعت مماسي در ديواره بدنه و همچنين لوله خروجي سيكلون صفر است. با فاصله گرفتن از ديواره ها، مقدار سرعت مماسي افزايش يافته و در نواحي مياني و همچنين در اطراف لوله خروجي حداكثر مي باشد. با نزديک شدن به سمت ورودي سيكلون، بيشترين مقدار سرعت مماسي بسمت ناحيه مياني سيكلون متمايل شده است(شكل ۹-۳).



شكل (۹-۱): منحني سرعت مماسي بي بعد بر حسب موقعيت شعاعي در ارتفاع $Z = 1.5D$

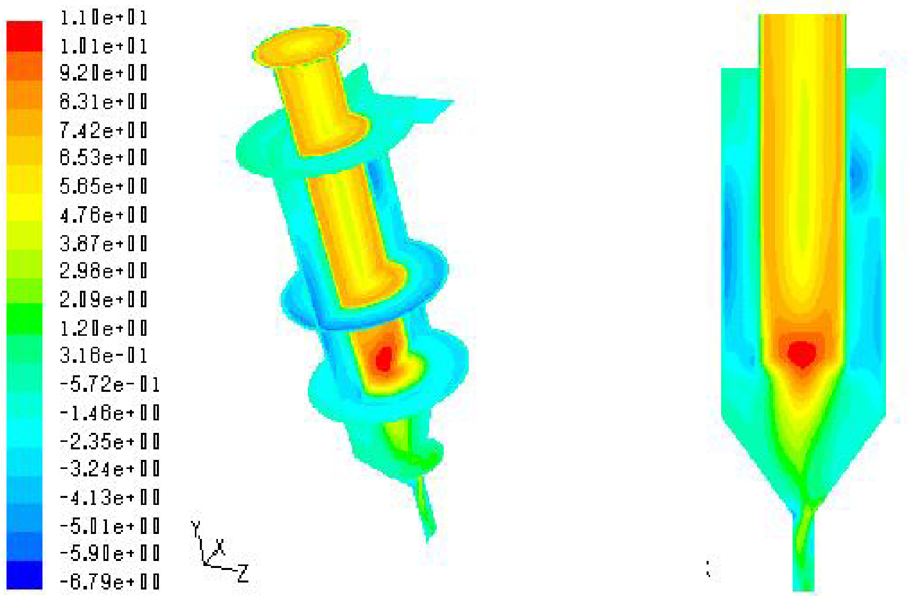


شكل (۹-۲): منحني سرعت مماسي بي بعد بر حسب موقعيت شعاعي در ارتفاع $Z = 2D$

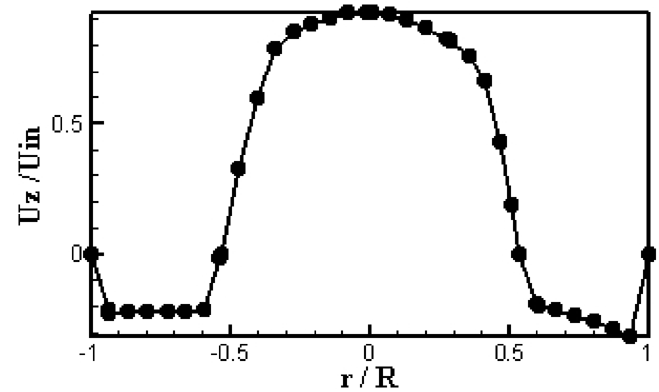


شكل (۹-۳): منحني سرعت مماسي بي بعد بر حسب موقعيت شعاعي در ارتفاع $Z = 2.5D$

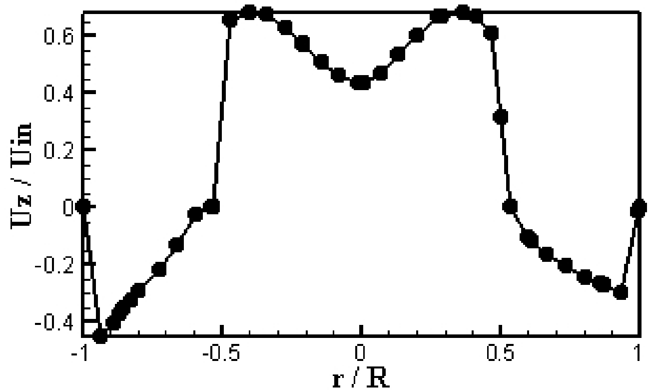
برخلاف سرعتهاي مماسي، مولفه هاي محوري سرعت در نواحي مركزي سيكلون داراي بيشترين مقدار خود مي باشند. حداكثر مقدار سرعت مماسي به محل ورودي لوله خروجي گاز مربوط مي شود(شكل ۹-٤). در شكل ۹-۵ ملاحظه مي گردد كه در مقطع عرضي $Z = 1.5D$، مقدار حداكثر سرعت محوري تا ۰,۹۲ سرعت ورودي نيز رسيده است.



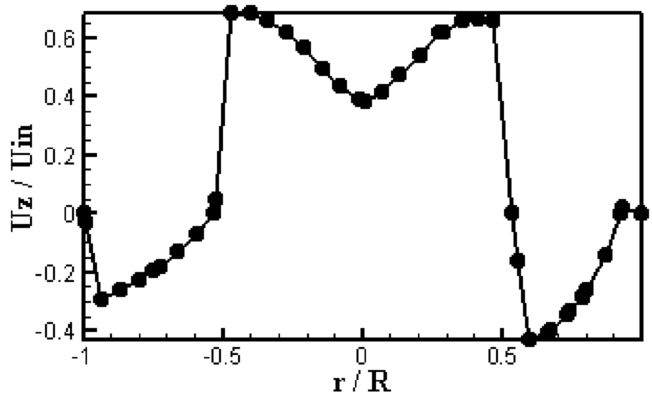
شكل (۹-٤) :كانتورهاي سرعت محوري



شكل (۹-۵): منحني سرعت محوري بي بعد بر حسب موقعيت شعاعي در ارتفاع $Z = 1.5D$



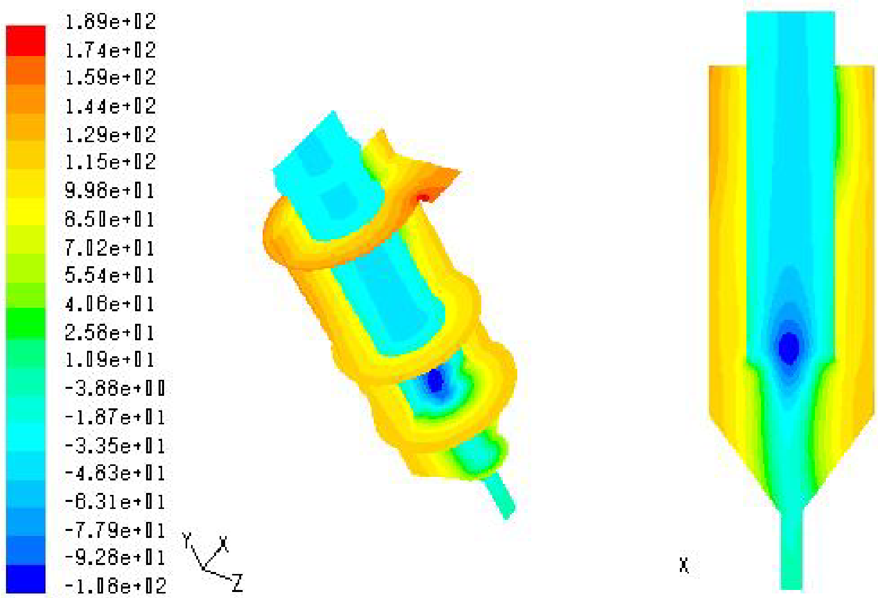
شكل (۹-٦): منحني سرعت محوري بي بعد بر حسب موقعيت شعاعي در ارتفاع $Z = 2D$



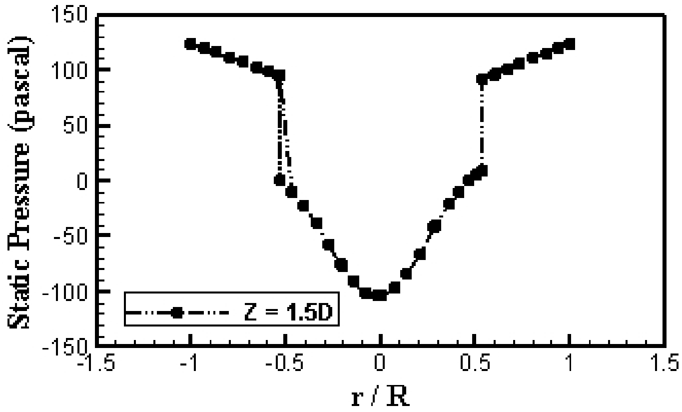
شكل (۹-۷): منحني سرعت محوري بي بعد بر حسب موقعيت شعاعي در ارتفاع $Z = 2.5D$

۹-۳- افت فشار

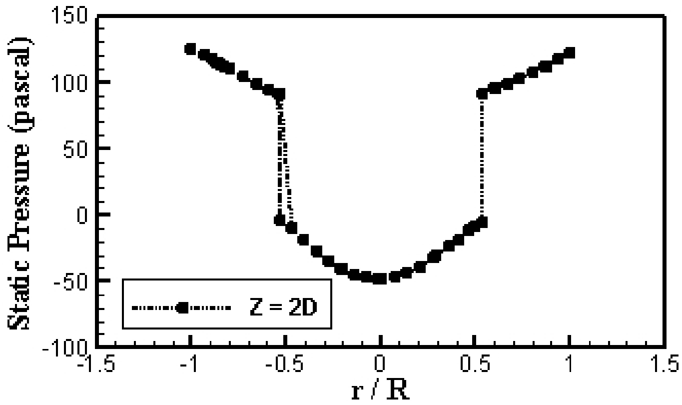
كانتور توزيع فشار سيكلون در شكل ۹-۸ نشان داده شده است. همانطور كه انتظار مي رود، بيشترين فشار استاتيک بر روي ديواره ها و كمترين فشار نيز در محور سيكلون اتفاق افتاده است.. اين موضوع در مقاطع عرضي مختلف در شكلهاي ۹-۹ تا ۹-۱۱ ارائه شده است. گسستگي ايجاد شده در نمودار تغييرات فشار، بدليل وجود ديواره لوله خروجي مي باشد.



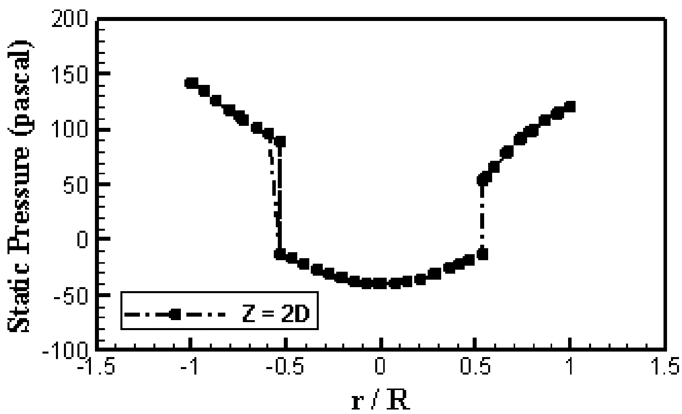
شكل (۹-۸): كانتورهاي فشار استاتيک



شکل (۹-۹): منحني تغييرات فشار استاتيک در مقطع عرضي $Z = 1.5D$

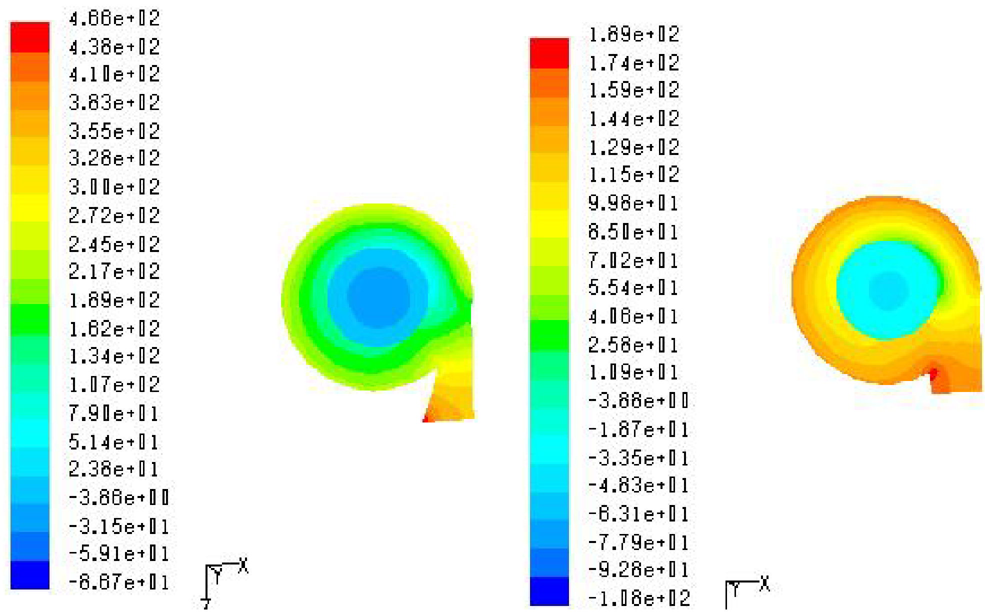


شکل (۹-۱۰): منحني تغييرات فشار استاتيک در مقطع عرضي $Z = 2D$



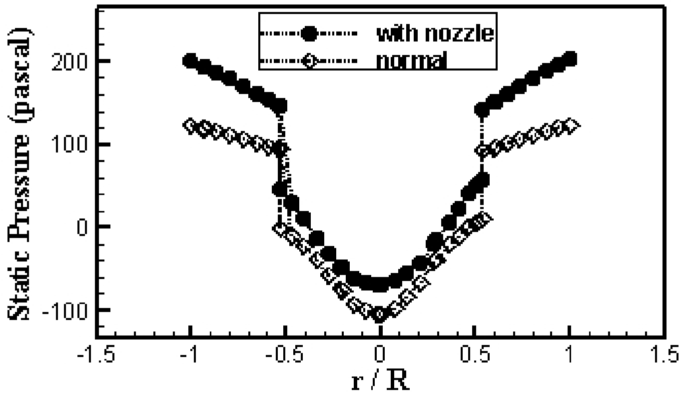
شکل (۹-۱۱): منحني تغييرات فشار استاتيک در مقطع عرضي $Z = 2.5D$

يكي از راهكار هاي ارائه شده در اين تحقيق به منظور افزايش بازدهي سيكلون، استفاده از نازل در ورودي سيكلون مي باشد. باتوجه به اينكه هدف از بگارگيري نازل افزايش سرعت بوده است، لذا بررسي اثرات ناشي از افزايش سرعت ورودي بر تغييرات افت فشار ضروري مي باشد. در شكل ۹-۱۲ كانتور هاي فشار استاتيک در دو حالت اوليه و حالت بكارگيري نازل، نشان داده شده است.

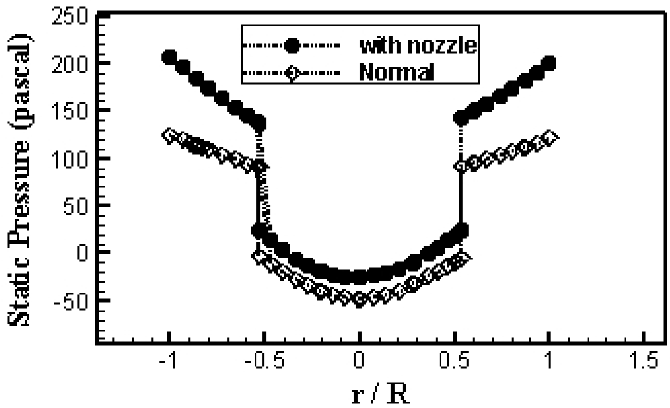


شكل (۹-۱۲): مقايسه فشار استاتيک در حالت استفاده از نازل با حالت عادي

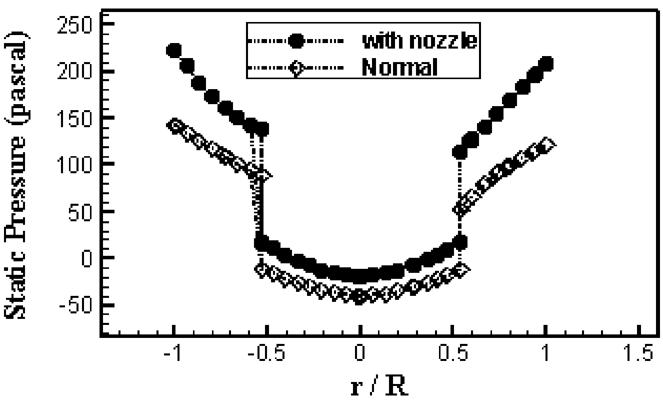
تغييرات افت فشار ناشي از بكار گيري نازل در مقاطع عرضي مختلف، در شكلهاي ۹-۱۳ تا ۹-۱۵ ارائه شده است و با حالت عادي مقايسه گرديده است. حداكثر مقدار افت فشار ۸۰ پاسكال بوده كه در مقايسه با فشار كاركرد سيستم(۳۵۰۰ پاسكال) ناچيز است.



شكل (٩-١٣): مقايسه تغييرات فشار در دوحالت عادي و استفاده از نازل در ورودي در مقطع $Z = 1.5D$

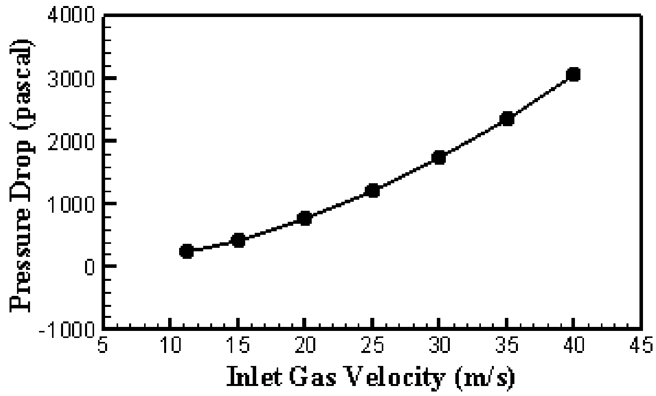


شكل (٩-١٤): مقايسه تغييرات فشار در دوحالت عادي و استفاده از نازل در ورودي در مقطع $Z = 2D$



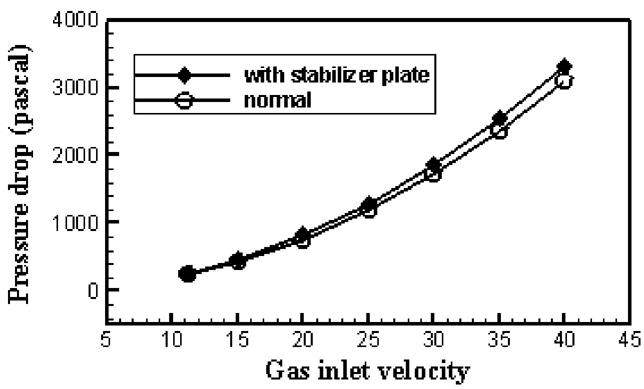
شكل (٩-١٥): مقايسه تغييرات فشار در دوحالت عادي و استفاده از نازل در ورودي در مقطع $Z = 2.5D$

در شكل ۹-۱۶ تغييرات افت فشار بر حسب سرعت ورودي گاز نشان داده شده است. از اين نمودار تاثير نازل بر ميزان افت فشار كلي مشخص مي شود. نازل مورد استفاده در اين تحقيق، سرعت ورودي را از مقدار $11.25m/s$ به $15m/s$ افزايش داده است.



شكل (۹-۱۶): تغييرات افت فشار بر حسب سرعت ورودي گاز

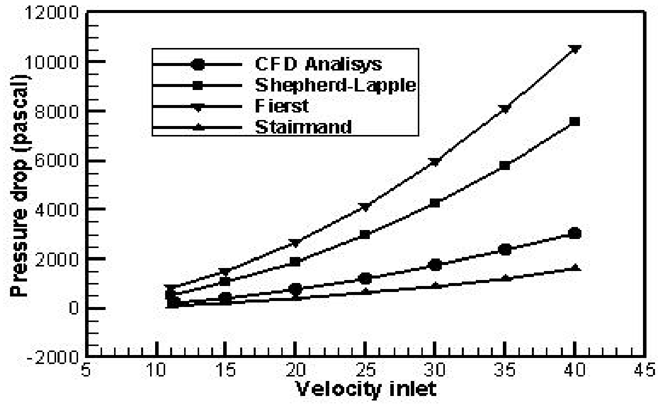
از ديگر راهكارهاي ارائه شده در اين تحقيق به منظور بهبود كارايي سيكلون، استفاده از صفحه پايدار كننده گردابه مي باشد. اين صفحه با مقطع دايره اي در امتداد لوله خروجي گاز و به فاصله مشخصي از آن بكار برده شده است. با توجه به نتايج شكل ۹-۱۷ افزايش فشار ناشي از بكارگيري اين صفحه قابل چشم پوشي است.



شكل (۹-۱۷): مقايسه تغييرات افت فشار بر حسب سرعت ورودي در دو حالت عادي

و استفاده از صفحه پايدار كننده

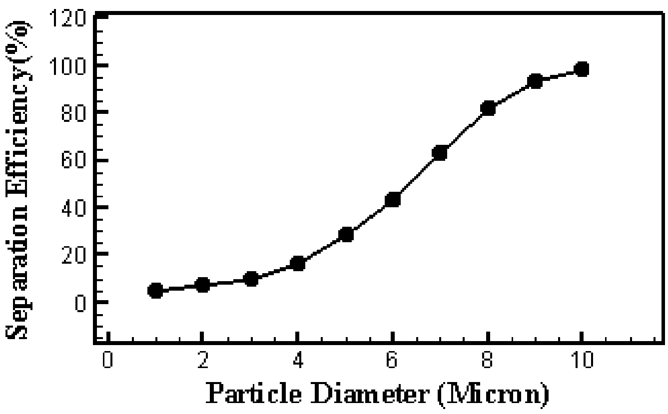
روابط مختلف ارائه شده درجهت محاسبه افت فشار در سيكلون، براي سيكلون واحد دانه بندي بكار برده شده و با نتايج بدست آمده از تحليل عددي مقايسه گرديده است. نتايج حاصل از اين مقايسه كه در شكل ۹-۱۸ ارائه گرديده نشان مي دهد كه تئوري استيرماند، بهترين پيش بيني را براي اين نوع سيكلون بدنبال خواهد داشت.



شكل (۹-۱۸):: نتايج مدلهاي مختلف در محاسبه افت فشار و مقايسه با نتيجه تحليل عددي

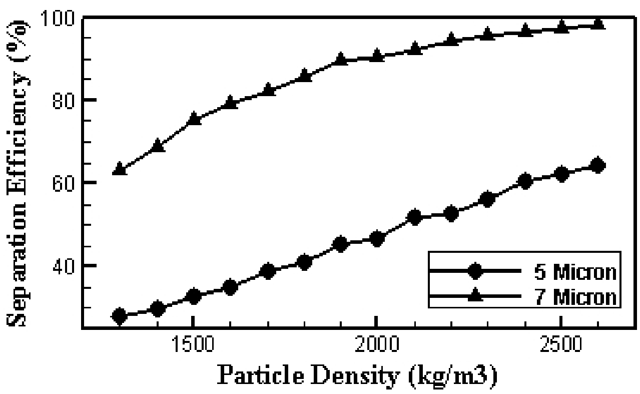
۹-٤-بازده جداسازي

پارامترهايي نظير قطر ذره جامد، چگالي ذره جامد و همچنين سرعت ورودي جريان، نقش تعيين كننده اي در ميزان بازدهي سيكلون ايفا مي كنند. با توجه محدوده قطر ذرات گوگرد مورد استفاده در واحد دانه بندي كه بين ۱ تا ۱۰ ميكرون مي باشد، اثر قطر ذرات گوگرد در اين محدوده بر كارايي سيكلون مورد بررسي قرار گرفته است. نتايج ارائه شده در شكل ۹-۱۹ نشان مي دهد كه سيكلون مورد نظر ذرات بزرگتر از ۵ ميكرون را به ميزان قابل قبولي جمع آوري مي كند.



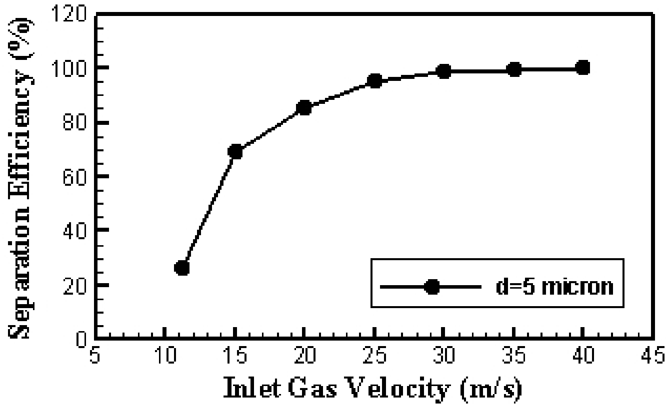
شكل (۹-۱۹): تغييرات بازده جداسازي بر حسب قطر ذرات گوگرد

در شكل ۹-۲۰ اثر چگالي ذره جامد بر بازدهي سيكلون به ازاي ذراتي با قطر ۵ و ۷ ميكرون نشان داده شده است. لازم به ذكر است گه گوگرد مصرفي در واحد دانه بندي داراي چگالي ۱۲۰۰ تا ٤۰۰ كيلوگرم بر متر مكعب مي باشد.در آزمايشات انجام شده بر روي سيمان، بازدهي حدود ۵۳ درصد بدست آمد. با در نظر گرفتن قطر متوسط ۵ ميكرون و چگالي kg/m^3 ۲۵۰۰، تفاوت نتيجه عددي و آزمايشگاهي ۱۱ درصد خواهد بود. آزمايشات شده بر روي ماسه بادي نيز بدليل قطر بالاي ذرات، مطابق انتظار بازده ۱۰۰ درصد را بدنبال داشت.



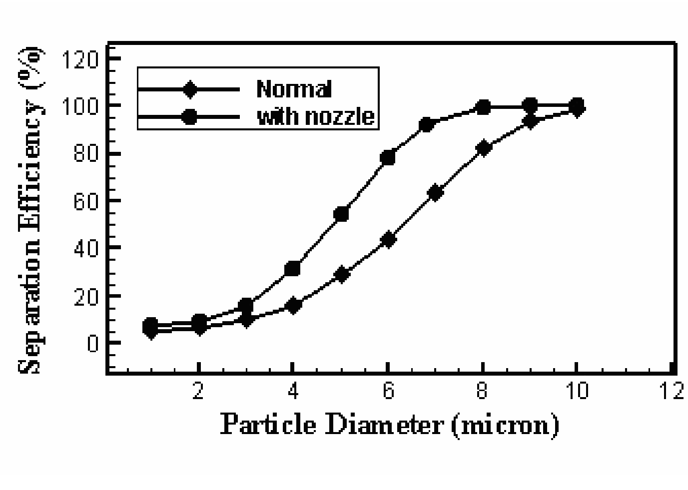
شكل (۹-۲۰): تغييرات بازده جداسازي بر حسب چگالي ذره

در شكل ۹-۲۱ نيز اثر سرعت ورودي جريان به سيكلون بر ميزان بازدهي سيكلون براي ذراتي به قطر ۵ ميكرون ارائه شده است. بر اساس اين نتايج، افزايش سرعت ورودي به بيش از ۳۰ متر بر ثانيه، تاثير چنداني بر بازده سيكلون ندارد.



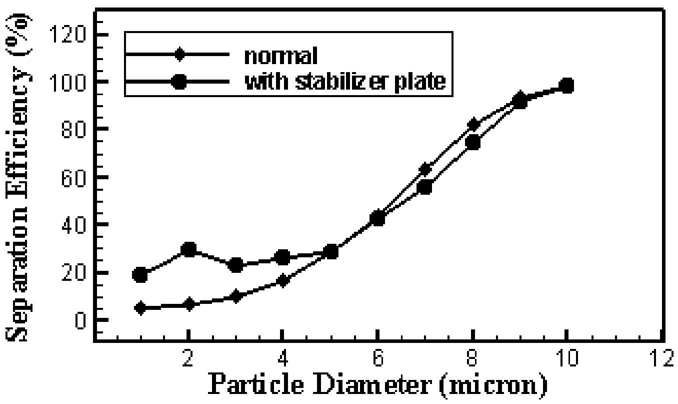
شكل (۹-۲۱): تغييرات بازده جداسازي بر حسب سرعت ورودي

در شكل ۹-۲۲ تاثير نازل بر بازده سيكلون مشاهده مي گردد. بر اين اساس استفاده از نازل در ورودي سيكلون، بازده را بطور متوسط ۲۰ درصد افزايش مي دهد. مشاهده مي گردد كه افزايش بازدهي براي ذرات ٤ تا ۸ ميكروني چشمگير تر است.



شكل (۹-۲۲): تاثير استفاده از نازل در افزايش بازدهي

در شکل ۹-۲۳ نيز اثر صفحه پايدار کننده بر بازدهي نشان داده شده است. کاهش شدت توربلانس ناشي از بکارگيري صفحه پايدار کننده، بر ذرات کوچکتر از ۵ ميکرون تاثير بيشتري داشته و بازده را در اين محدوده به ميزان قابل توجهي افزايش داده است.

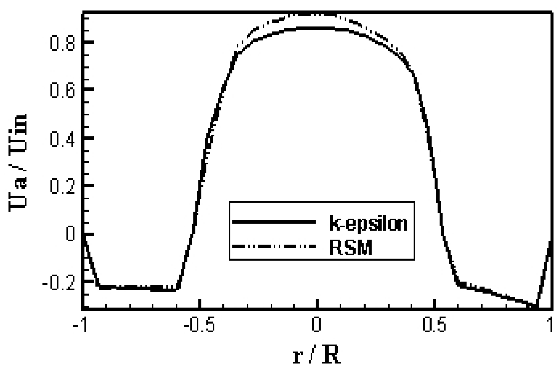


شکل (۹-۲۳): تاثير استفاده از صفحه پايدار کننده در افزايش بازدهي

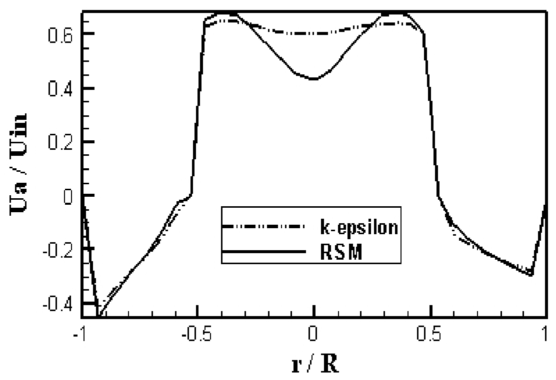
۹-۵-مدل توربلانس

بطور معمول از سه مدل $k-\varepsilon$ ، تنش جبري (ASM) و مدل RSM در شبيه سازي سـيكلون اسـتفاده مي شود. از آنجا كه مدل $k-\varepsilon$ بر مبناي فرض همگن بودن توربلانس شكل گرفته است، بـراي اسـتفاده در مسائلي با توزيع فشار يكنواخت نظير جريانهاي چرخشي مناسب نيست. با اين وجود در گاها در برخـي از تحقيقات انجام شده در زمينه سيكلون بكار برده شده است.

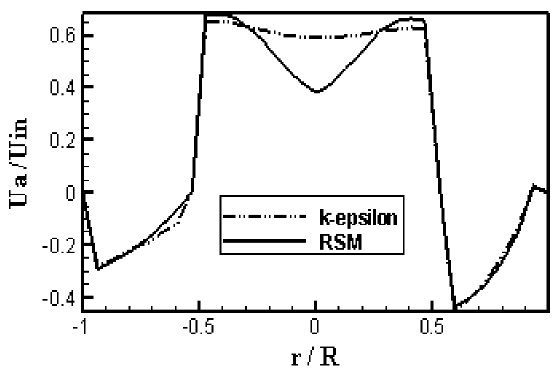
در شكلهاي ۹-۲٤ تا ۹-۲٦ تغييرات سرعت محوري در سيكلون به ازاي دو مـدل تـوربلانس عنـوان شـده ارائه شده است. ملاحظه مي گردد كه مدل $k-\varepsilon$ در مركز سيكلون نتايجي متفاوت از مـدل RSM ارائـه داده است. تغييرات فشار استاتيک نيز در شكلهاي ۹-۲۷ تا ۹-۲۹ نشان داده شده است.



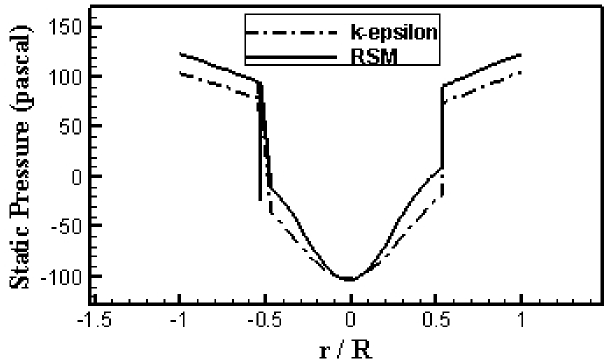
شكل (۹-۲٤): مقايسه سرعت محوري بي بعد در مقطع عرضي $Z = 1.5D$



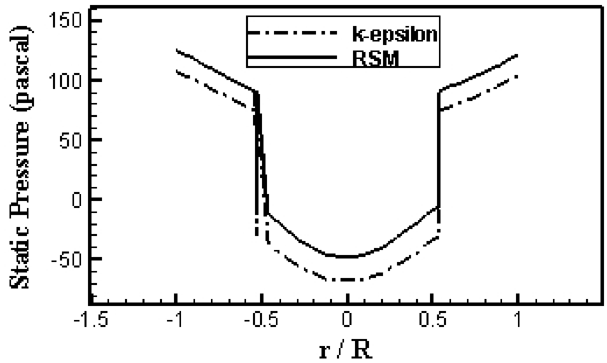
شكل (۹-۲۵): مقايسه سرعت محوري بي بعد در مقطع عرضي $Z = 2D$



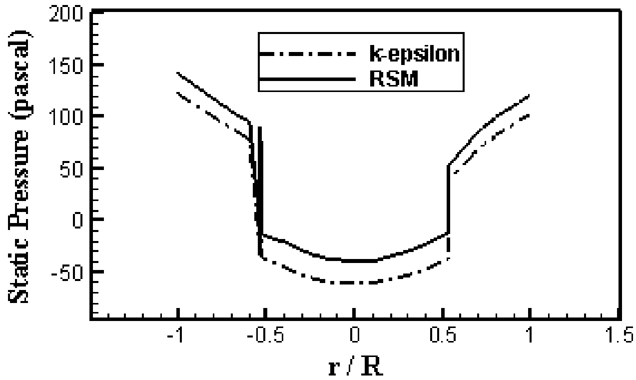
شكل (۹-۲٦): مقايسه سرعت محوري بي بعد در مقطع عرضي $Z = 2.5D$



شكل (۹-۲۷): مقايسه فشار استاتيک بي بعد در مقطع عرضي $Z=1.5D$



شكل (۹-۲۸): مقايسه فشار استاتيک بي بعد در مقطع عرضي $Z=2D$



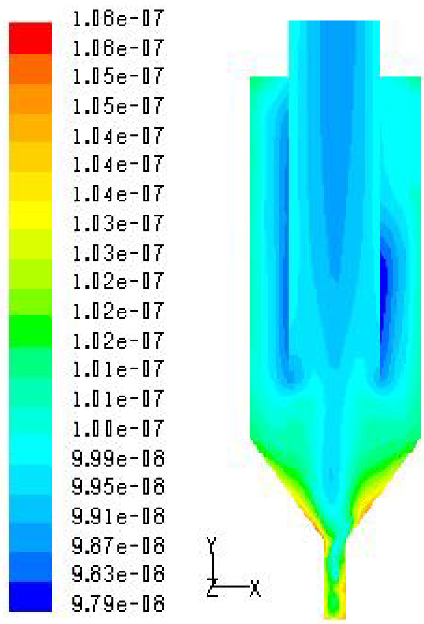
شكل (۹-۲۹): مقايسه فشار استاتيک بي بعد در مقطع عرضي $Z=2.5D$

۹-٦-تحليل فاز ثانويه

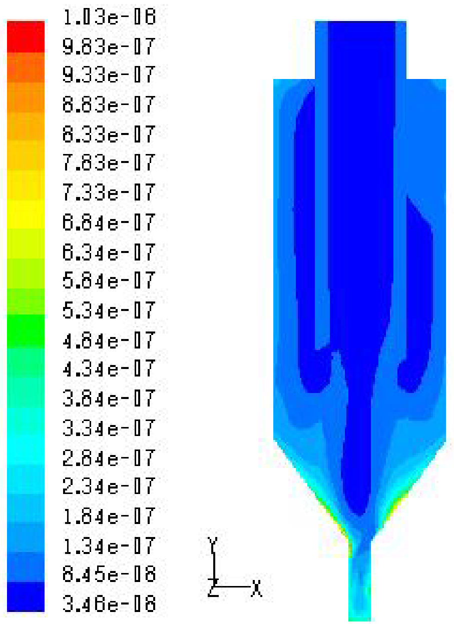
۹-٦-۱- تحليل اويلري

يكي از نتايج مهم بدست آمده از تحليل اويلري، الگوي پراكندگي بر مبناي درصد حجمي ذرات است. با افزايش قطر ذره، درصد حجمي ذرات گوگرد در فضاي مياني سيكلون كاهش يافته و ذرات به سمت ديواره ها و از جمله ديواره بخش مخروطي سيكلون متمايل مي شوند.

واضح است كه هر چه ذرات بيشتري به سمت قسمت مخروطي سيكلون هدايت شوند، بازده سيكلون بيشتر خواهد بود. در شكلهاي ۹-۳۰ و ۹-۳۱ درصد حجمي گوگرد در نقاط مختلف سيكلون به ازاي قطر هاي ۱ و ۷ ميكرون نشان داده شده است.



شكل(۹-۳۰): توزيع درصد حجمي ذرات گوگرد به قطر $d = 1\mu m$

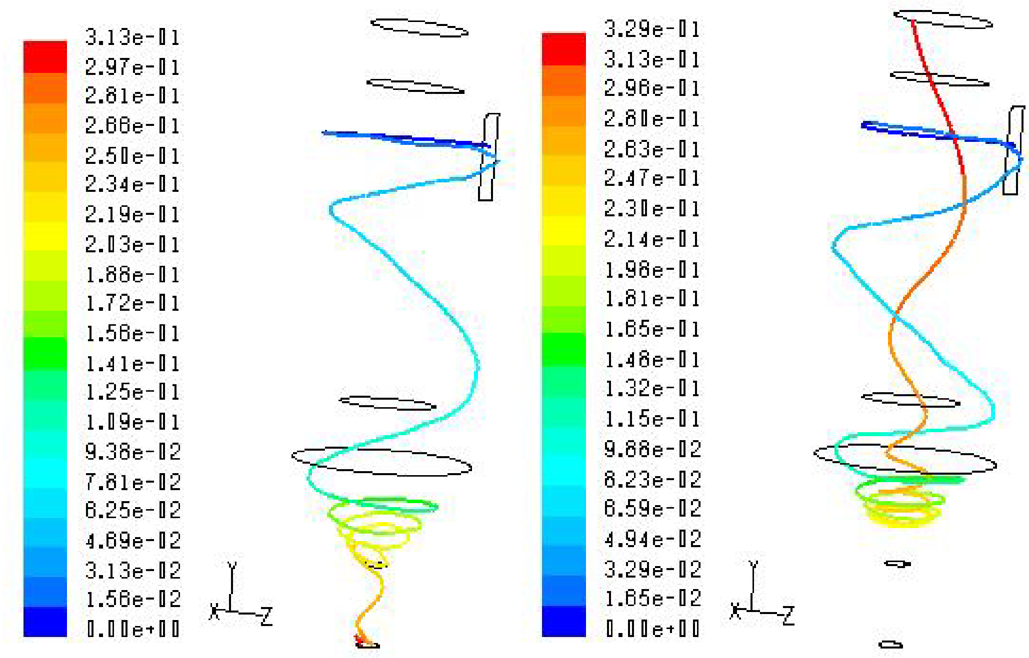


شكل(۹-۳۱): توزيع درصد حجمي ذرات گوگرد به قطر $d = 7\mu m$

۹-٦-۲-تحليل لاگرانژي

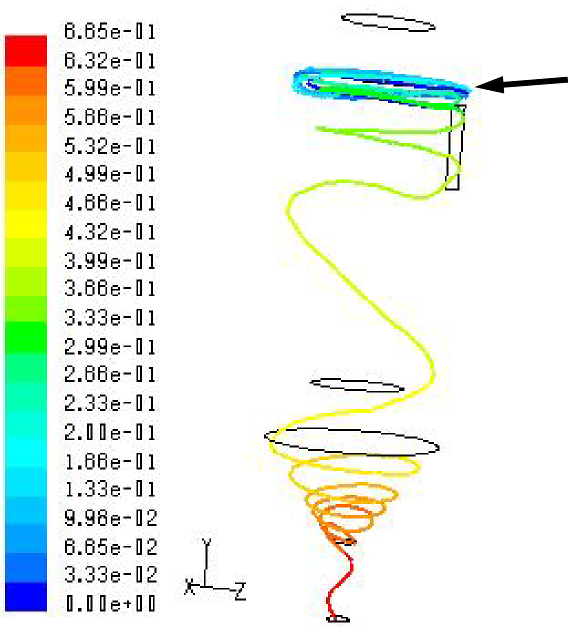
فرآيند محاسبه مسير حركت ذرات جامد بر مبناي بررسي مسير تعداد زيادي ذره صورت گرفته است. با قبول اين فرض كه ذرات تزريق شده در شرايط ورودي يكسان داراي الگوي مسير مشابهي هستند[۹] ، الگوي مسير طي شده توسط دو ذره با قطرهاي ۵ و ۱۰ ميكرون از بين ۲۲۵۰ ذره تزريق شده به سيكلون در شكل ۹-۳۲ نشان داده شده است. مقياس نشان داده شده در سمت چپ شكل، زمان ماند ذره در درون سيكلون را نشان مي دهد. بررسي مسير حركت ذرات با قطرهاي مختلف نشان مي دهد كه ذرات كوچكتر براحتي تحت تاثير جريانهاي چرخشي برگشتي قرار گرفته و از سيكلون خارج مي گردد.

مطابق انتظار ذرات ۱۰ ميكروني و بزرگتر به راحتي جمع آوري شده است. زمان ماند هر دو ذره نيز در حدود ۰,۳ ثانيه محاسبه شده است.



شكل (۹-۳۲): نمايش مسير حركت دو ذره به قطرهاي $5\mu m$ (چپ) و $10\mu m$ (راست) و تفاوت در الگوي جريان

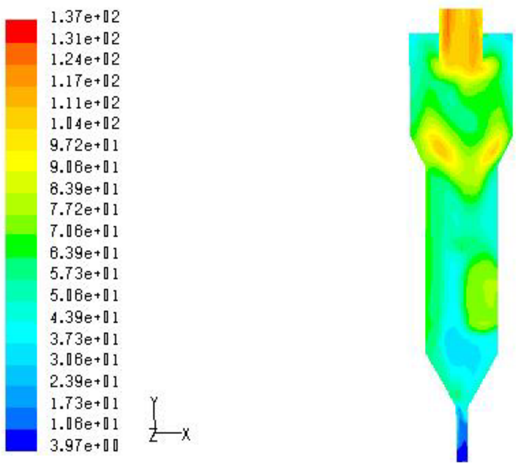
يكي از موارد مورد توجه در الگوي جريان در سيكلون، وجود چرخش ثانويه جريان در قسمت فوقاني سيكلون است. اين موضوع سبب بروز چرخشهاي اضافي ذره و افزايش زمان ماند آن خواهد شد. از عوامل تاثير گذار بر اين پديده مكان تزريق ذره بوده كه هرچه اين مكان به سقف سيكلون نزديكتر باشد، احتمال وقوع چرخش اضافي بيشتر خواهد بود. شكل ۹-۳۳ اين حالت را نشان مي دهد كه درآن زمان ماند به دو برابر حالت عادي يعني ۰,٦ ثانيه افزايش يافته است.



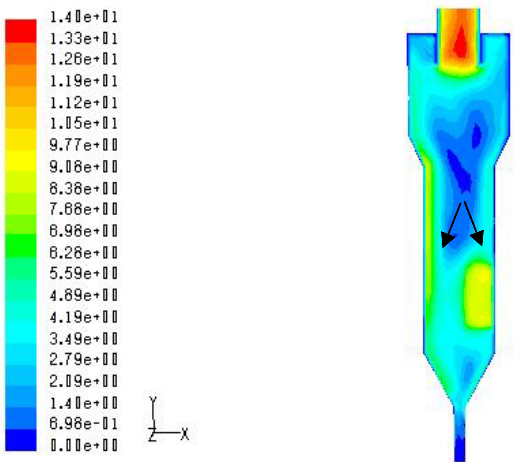
شكل (۹-۳۳): تاثير محل تزريق و قطر ذره در ايجاد چرخش اضافي

۹-۷-اسكرابر

در تحليل عددي اسكرابر نيز از شبكه شش چهار ضلعي و با ۷۵۰۰۰ شبكه حجمـي اسـتفاده شـده اسـت. سرعت ورود جريان $10 \ m/s$ و شدت توربلانس در ورودي ۱۰ درصد در نظر گرفتـه شـده اسـت. بمنظـور لحاظ كردن اثر برخورد قطرات به ديواره از شرط مرزي ديوار جت استفاده شده است. در خروجي اسـكرابر نيز شرط مرزي گريز بكار رفته است. قطر ذرات اسپري شده با استفاده از توزيع روزين راملر و در محـدوده ۱۰ تا ۱۰۰ ميكرون در نظر گرفته شده است. نوع اسپري مخروطي و زاويه مركزي آن ۲۵ درجه مي باشد. پخش توربلانس ذرات نيز بكمک مدل پيمايش تصادفي مدل گرديده است. در شكل ۹-۳۵ محـل اسـپري نشان داده شده است. بمنظور كاهش هر چه بيشتر قطرات بازگشتي، بايد نازلهـا در مكانهـايي بـا كمتـرين سرعت گاز و همچنين اغتشاش كم تعبيه گردند. نتايج بدست آمده نشان مي دهد كـه محـل قـرار گيـري اسپري واحد دانه بندي گوگرد كاملا مناسب انتخاب شده است. سرعت گاز در محل قرار گيري اسـپري در حدود ۰,۱ سرعت ورودي است. در شكلهاي ۹-۳٦ تا ۹-۳۸ تغييرات فشار استاتيک در سه مقطـع عرضـي مختلف ترسيم شده است. مشاهده مي شود كه با افزايش ارتفاع، فشارجريان به سمت فشارهاي منفي ميل مي كند.با بررسي نمودار هاي تغييرات فشار اسكرابر، توان تماسي[1] قابل محاسبه است.



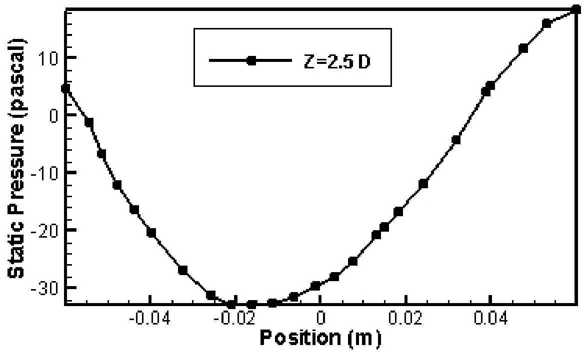
شكل (۹-۳٤): كانتور شدت توربلانس در مقطع طولي اسكرابر



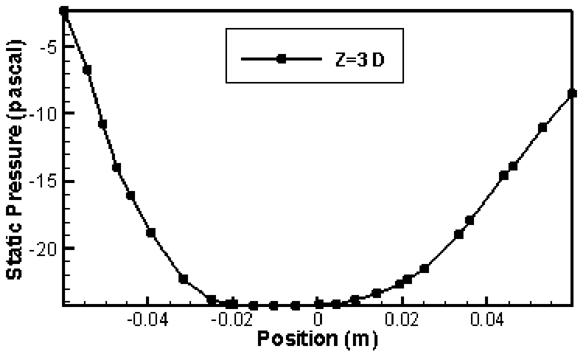
شكل (۹-۳۵): كانتور دامنه سرعت در مقطع طولي اسكرابر

---

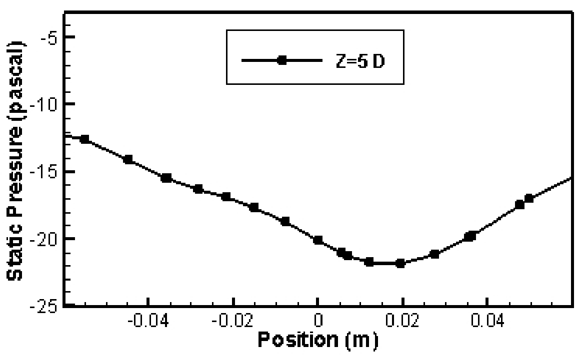
[1] -*Contacting power*



شكل (۹-۳٦):تغييرات فشار در مقطع عرضي $Z = 2.5D$



شكل (۹-۳۷): تغييرات فشار در مقطع عرضي $Z = 3D$



شكل (۹-۳۸): تغييرات فشار در مقطع عرضي $Z = 5D$

۹-۸-نتيجه گيري:

در اين تحقيق جريان دو فاز گاز جامد در فرآيند غبارگيري توسط جداكننده هاي سيكلوني مدلسازي شده است. با توجه به اينكه بهبود كارايي سيكلونهاي واحد دانه بندي گوگرد مد نظر بوده است، مطالعات كاملي در زمينه راهكارهاي عملي در اين راستا صورت گرفته است.

براي اولين بار تاثير استفاده از نازل در ورودي سيكلون بر كارايي و همچنين افت فشار سيكلون مورد بررسي قرار گرفته است. نتايج بدست آمده نشان مي دهد كه اين شيوه در بهبود كارايي اغلب سيكلونهاي صنعتي موثر خواهد بود و بازده سيستم را به ميزان قابل ملاحظه اي افزايش مي دهد.

در تحليل عددي انجام شده بر روي اسكرابر نيز اطلاعات مفيدي در زمينه الگوي فشار و سرعت جريان بدست آمده است. با بهره گيري از اين نتايج امكان بهينه سازي اسپري وجود دارد.

نتايج مطالعات عددي نشان مي دهد كه وجود گردابه هاي قوي در سيكلون، تاثير نامطلوبي بر جمع آوري ذراتي با قطر كوچكتر از ۵ ميكرون دارد. بمنظور رفع اين نقص، از ميان روشهاي آزمايش شده، استفاده از صفحه پايدار كننده گردابه نتايج مطلوبي بهمراه داشته است.

با تواجه به نتايج بدست آمده در زمينه تاثير قطر، سرعت ورودي و چگالي ذره بر بازده سيكلون، طراحي سيكلون مناسب براي كاربردهاي خاص امكان پذير مي باشد.

۹-۹-پيشنهاد براي تحقيقات آينده:

با توجه به تحليل صورت گرفته، بمنظور ادامه، تكميل و بهبود آن پيشنهادات زير ارائه مي گردد.

الف) يكي از روشهاي ورود جريان به سيكلون استفاده از ۲ يا ٤ ورودي مماسي مي باشد كه در ساليان اخير مورد توجه قرار گرفته است. پيشنهاد مي شود بصورت آزمايشگاهي و عددي اثر تعداد ورودي و زاويه مابين آنها بر بازده و افت فشار سيكلون بررسي گردد.

ب) با توجه به تاثير زياد ابعاد قسمت مخروطي بر الگوي جريان در سيكلون، بدست آوردن رابطه اي بهينه ميان ابعاد هندسي مخروط و بدنه استوانه اي و همچنين طول لوله خروجي سيكلون، نقش تعيين كننده اي در بهبود كارايي بهمراه خواهد داشت.

ج)با توجه به اينكه افزايش دما سبب تغيير دانسيته گاز مي گردد، پيشنهاد مي شود اثر تغييرات دما بر افت فشار سيكلون مورد بررسي قرار گيرد.

د) با توجه به اينكه در زمينه مدلسازي عددي و آزمايشگاهي برج اسپري جهت جدا كردن ذرات جامد تاكنون تحقيقات كمي انجام شده است، بررسي آزمايشگاهي اين موضوع به نتايج ارزشمندي منتهي خواهد شد.

ضميمه

مدلسازي توربلانس جريانهاي چند فازي

۱- مقدمه

در جريانهاي چند فازي، ذرات موجود در جريان بوسيله هسته اصلي و مقادير متوسط جريان، در راستاي غالب جريان جابجا شده و بواسطه پارامترهاي اغتشاشي فاز سيال و حتي فاز ثانويه دچار پراكندگي در ساير راستاهاي حركتي مي گردند. در بررسي ذرات سنگين درون جريان سيال، در بسياري از حالات تعداد و قطر ذرات به اندازه اي كوچك است كه مي توان خواص اغتشاشي فاز سيال را حاكم دانست. مگر اينكه درصد حضور ذرات و مشخصات فيزيكي آنها بگونه اي باشد كه اثرات اغتشاشي فاز ثانويه غالب گردد. حالت سومي نيز وجود دارد كه در آن شكل ميانه اي از اين دو حالت را مي توان فرض كرد كه تأثير متقابل هردو فاز مهم باشد.

در حركت المان سيال یک جريان، نيروهاي مؤثر بر آن را مي توان نيروهاي اينرسي و نيروهاي مربوط به لزجت دانست. در عين حال همانگونه كه مي دانيم ممكن است هر المان سيال ضمن حركت كلي خود در راستاي جريان حركات نوساني نيز داشته باشد كه در جريانهاي آرام و با اعداد رينولدز پايين وجود نيروهاي لزج باعث كاهش دامنه اين حركات نوساني وتصادفي مي گردد و در نتيجه به تدريج اين نوسانات ميرا مي گردد.

با افزايش عدد رينولدز و تأثير بيشتر نيروهاي اينرسي، نيروهاي لزج قدرت كافي جهت حذف اغتشاشات از بدنه سيال را نداشته و دامنه اختلاف تشديد شده، به گونه اي كه جريان ناپايدار وآشفته

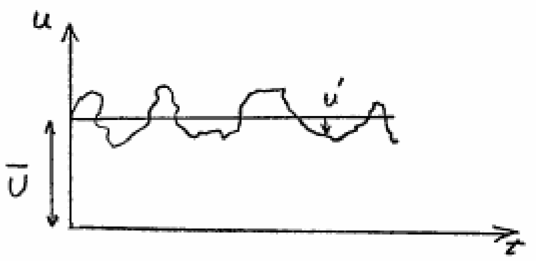
مي گردد. حضور اختلالات در جريان باعث ايجاد اختلاف فشار موضعي در بدنه سيال گرديده و سـبب چرخش المان سيال مي شود كه به آن گردابه مي گوييم.

با نگرش اويلري اين امر بدان معناست كه روي ميدان جريان در نقاطي كه اختلال ظاهر مـي گـردد، گردابه بطور موضعي القاء مي گردد. مثل آنكه اين گردابه ها را بـر جريـان سـوار كـرده باشـيم. امـا از ديدگاه لاگرانژي اين اختلال بدين معناست كه در آن نقطه يـك ذره از سـيال چـرخش پيـدا كـرده و همزمان بااينكه با جريان اصلي حركت مي كند، داراي گردابه ناشي از اختلال نيز مي باشد.

۲- معادلات متوسط زماني حركت سيال

در تحليل جرياناي توربلانس اگر پديده آشفتگي را از ديدگاه رينولدز مدلسازي نماييم، در هر نقطه از بدنه سيال ، پارامترهاي مكانيكي جريان اعم از سرعت ،دما وغيره را ميتوان به دو بخش متوسط زماني ويا جريان متوسط[۱] و نيز بخش اغتشاشات[۲] تقسيم كرد.

بنابراين مسأله انتقال جرم، مومنتوم و.... در داخل جريان تـوربلانس توسـط دومكـانيزم متفـاوت قابـل تصوراست كه شامل نخست سهم ميدان جريان متوسط $\bar{U}$ و ديگري سهم مؤلفه هاي اغتشاشي $u'(t)$ است.



شكل(۱): سرعت متوسط و نوسانات سرعت

در ادامه به منظور تحليل جريان مي بايست ارتباط منطقي بين مؤلفه هاي اغتـشاشي بـا متغيـر هـاي متوسط جريان به كمك مدلهاي مختلف توربلانس ارائه نمود.

[۱] -Mean flow
[۲] -Flactuating

براي دستيابي به اين امر رينولدز معادلات متوسط گيري شده ناويراستوكس را از طريق جايگذاري مقادير لحظه اي و متوسط جريان به علاوه مؤلفه هاي اغتشاشي آن پارامتر در معادلات حاكم و متوسط گيري كلي از آن بدست آورد. به عنوان نمونه معادلات مومنتوم به شكل زير ارائه مي گردد.

$$\frac{\partial U_i}{\partial t}+Vj\frac{\partial U_i}{\partial x_j}=\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial x_j}(-P\delta_{ij}+2\mu S_{ij}-\overline{\rho u_i u_j}) \qquad (۱)$$

در رابطه فوق P فشار است و S_{ij} تانسور نرخ كرنش بصورت زير مي باشد.

$$S_{ij}=\frac{1}{2}(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}) \qquad (۲)$$

در جملات سمت راست رابطه، عبارت $\tau_{ij}=-\overline{\rho u_i u_j}$ به تنش رينولدز مشهور مي باشد. به طور كل در معاملات توربلانسي كه با آنها سروكار داريم جملاتي مانند جمله ي تنش رينولدز ظاهرمي گردد (به مانند $\overline{u_i u_j}$ و $\overline{v_i v_j}$) كه در واقع جملات اغشاشي جديد و مجهولي هستند كه مي بايست بنا بر گفته هاي قبلي مدلسازي شوند و مقدار مناسبي به آن نسبت داد.

۳- مدلهاي توربلانس ايده آل در جريانهاي چند فازي

متأسفانه مدل توربلانسي كه بتوان در تمامي مسائل از آن استفاده كرده وجود ندارد. از آنجا كه مدل توربلانس انتخاب شده در تحليل مسائل بشدت نتايج را تحت تأثير قرار مي دهد، از اهميت ويژه اي بر خوردار است. انتخاب مدل توربلانس به عوامل متعددي از جمله شرايط فيزيكي جريان، دقت مورد نياز، منابع محاسباتي موجود و زمان موجود براي شبيه سازي بستگي دارد.

از ميان مدلهاي توربلانس مختلف موجود، مدلهاي $k-\varepsilon$ وتنش رينولدز جهت استفاده در جريانهاي چند فازي ايده آل هستند. صحت اين گفته را تحقيقات گوناگون صورت گرفته در اين زمينه به خوبي تاييد مي كند.

۳-۱-مدل $k-\varepsilon$

ساده ترين مدل هاي توربلانس كامل، مدلهاي دو معادله اي مي باشند كه با حل دو معادله انتقال جداگانه اجازه مي دهند تا سرعت توربلانس و طول مقياس به طور مستقل تعيين گردند.

پس از معرفي مدل $k-\varepsilon$ توسط لاندر و جونز[۱]، بدليل توانايي و دقت بالاي آن، در محدوده وسيعي از جريانهاي توربلانس مورد استفاده قرار گرفته است[٤٩].

تفاوت $k-\varepsilon$ استاندارد ومدلهاي بهبود يافته ي RNG و $Realizable$ در موارد زير است.

- روش محاسبه لزجت توربلانس
- اعداد پرانتل توربلانس حاكم بر ترمهاي پخش $k-\varepsilon$
- ترمهاي توليد واتلاف در معادله ε

۳-۱-۱- مدل $k-\varepsilon$ استاندارد

درمدل $k-\varepsilon$ استاندارد معادلات انتقال براي انرژي جنبشي توربلانس (k) ونرخ اتلاف (ε) مدلسازي مي شوند. معادله انتقال k بصورت حل دقيق مي باشد، در صورتيكه معادله انتقال ε با استفاده از برهان فيزيكي بدست آمده و تطابق كمتري با حل دقيق رياضي آن دارد. مدل $k-\varepsilon$ بر مبناي جريان كاملا توربلانس شكل گرفته و تأثيرات لزجت مولكولي در آن ناديده گرفته شده است. لذا مدل $k-\varepsilon$ استاندارد فقط براي جريانهاي كاملاً مغشوش معتبراست.

۳-۱-۲- معادلات انتقال در مدل $k-\varepsilon$ استاندارد

k,ε از معادلات زير بدست مي آيند.

$$\rho\frac{Dk}{Dt}=\frac{\partial}{\partial x_i}\left[(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k})\frac{\partial k}{\partial x_i}\right]+G_k+G_b-\rho\varepsilon-Y_M \qquad (۳)$$

$$\rho\frac{D\varepsilon}{Dt}=\frac{\partial}{\partial x_i}\left[(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon})\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}\right]+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}(G_k+C_{3\varepsilon}G_b)-C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} \qquad (٤)$$

[۱] -Launder & Jones

در معادلات فوق G_k انرژي توربلانس توليد شده در اثـر تغييـرات سـرعت متوسـط، G_b توليـدانرژي توربلانس ناشي از شناوري و Y_M سهم انبساط نوساني در توربلانس تـراكم پـذير بـه كـل نـرخ اتـلاف است. $C_{1\varepsilon},C_{2\varepsilon},C_{3\varepsilon}$ نيز ثابتهاي اين مدل مي باشند.

$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$ به ترتيب اعداد پرانتل توربلانس براي k و ε هستند.

مدلسازي لزجت توربلانس به شكل زير صورت مي گيرد.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{5}$$

در رابطه فوق C_μ ثابت است.

مقادير ثابتهاي مدل كه بكمك شرايط آزمايشگاهي براي جريان برشي همگن آب و هوابه دست آمـده اند به شرح زير است.

$$C_{1\varepsilon} = 1.44, C_{2\varepsilon} = 1.92, C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1, \sigma_\varepsilon = 1.3 \tag{6}$$

۳-۱-۳- مدل RNG برمبناي[1] $k-\varepsilon$

مدل RNG از معادلات ناويراسـتوكس آنـي و بـا اسـتفاده از روش رياضـي *renoralization group* بدست آمده است[۵۰].

۳-۱-٤- معادلات انتقال مدل RNG

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left[(\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_i}\right] + G_k + G_b - \rho\varepsilon - Y_M \tag{7}$$

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left[(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}\right] + C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}(G_k + C_{3\varepsilon}G_b) - C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} - R \tag{8}$$

۳-۱-۵- مدلسازي ويسكوزيته مؤثر

در جريانهاي رينولـدز بـالا، ويـسكوزيته مـؤثر را مـي تـوان بـصورت مجمـوع ويـسكوزيته سـيال μ و ويسكوزيته توربلانس تعريف كرد $(\mu + \mu_t)$. اما در مدل RNG بـه منظـور تعيـين ويـسكوزيته مـؤثر

[1] -*Renormalization Group*

رابطه اي ارائه شده كه براي اعداد رينولدز پايين و جريانهاي نزديك ديواره نتايج بهتري ارائه مي دهد. ويسكوزيته مؤثراز معادله ديفرانسيل زير بدست مي آيد.

(۹)
$$d\left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\right)=1.72\frac{\hat{\nu}}{\sqrt{\hat{\nu}^3-1+C_\nu}}d\hat{\nu}$$

در رابطه فوق $\hat{\nu}=\frac{\mu_{eff}}{\mu}, C\nu\approx 100$ مي باشد. در رينولدز هاي بالا معادله فوق مقدار لزجت توربلانس را $\mu_t=\rho C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon}$ پيش بيني مي كند. ثابت $C_\mu=0.0845$ مي باشد كه به ثابت تجربي استفاده شده در $k-\varepsilon$ استاندارد بسيار نزديك است.

۳-۱-۶- ترم R در معادله ε

تفاوت اصلي مدلهاي $k-\varepsilon$ استاندارد و RNG در يـك تـرم اضـافي موجـود در معادلـه ε در مـدل RNG است. كه از رابطه زير بدست مي آيد.

(۱۰)
$$R=\frac{C_\mu\rho\eta^3(1-\eta/\eta_0)}{1+\beta\eta^3}\frac{\varepsilon^2}{k}$$

در رابطه فوق $\eta=Sk/\varepsilon, \eta_0=4.38, \beta=0.012$

با قرار دادن رابطه R درمعادله ε خواهيم داشت.

(۱۱)
$$\rho\frac{D\varepsilon}{Dt}=\frac{\partial}{\partial x_i}\left[(\alpha_\varepsilon\,\mu_{eff}\,\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_i}\right]+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}(G_k+C_{3\varepsilon}G_b)-C^*{}_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k}$$

در رابطه فوق

(۱۲)
$$C^*{}_{2\varepsilon}=C_{2\varepsilon}+\frac{C_\mu\rho\eta^3(1-\eta/\eta_0)}{1+\beta\eta^3}$$

در جريانهايي كه $\eta<\eta_0$ باشد، R مقداري مثبت خواهد بود و $C^*_{2\varepsilon}>C_{2\varepsilon}$ مي گردد. در ناحيه جريان لگاريتمي نتايج آزمايشات نشان مي دهد كه $\eta\approx 3$ مـي باشـد و بنـابراين $C^*_{2\varepsilon}\approx 2$ محاسـبه مـي گردد كه تقريبا نزديك به مقدار $C_{2\varepsilon}$ در شكل استاندارد $k-\varepsilon$ مي باشـد و نتـايج محاسـبات چنـدان فرقي با يگديگر ندارند.

اما در جريانهايي كه ميزان كرنش زياد باشد $(\eta < \eta_0)$، جمله R منفـي مـي شـود و در نتيجـه $C^{*}_{2\varepsilon}$ كمتر از $C_{2\varepsilon}$ در مدل استاندارد مي گردد كه باعث افزايش ε يعني افزايش نرخ افت انرژي تـوربلانس در جريان مي گردد. همانگونه كه از جملات معادلات RNG نتيجه مي شود، در اين مدل پيش بينـي هاي بهتري به منظور تحليل جريانهاي چرخشي و يا جريانهايي كه داراي خطوط جريان منحني باشد ارائه شده است.

ضرايب ثابت زير نسبت به حالت استاندارد تغيير مي كند.

$$C_{1\varepsilon} = 1.42\,,\mathrm{C}_{2\varepsilon} = 1.68 \qquad (۱۳)$$

۳-۱-۷- مدل *Realizable* بر مبناي $k-\varepsilon$

يكي ديگر از مدلهاي بهبود يافته $k-\varepsilon$، مدل *Realizable* مي باشد[۵۱]. ويژگي اساسـي ايـن مـدل وارد كردن اهميت تنشهاي نرمال در تحليل رياضي ومعادلات مربوطه مي باشد. به عنوان مثـال بـراي محاسبه جمله تنش نرمال رينولدز از قضيه بوزينسك به شكل زير استفاده مي گردد.

$$\overline{U}^{2} = \frac{2}{3}k - 2\nu_t \frac{\partial U}{\partial x} \qquad (۱٤)$$

نكته قابل توجه در رابطه بالا مقدار كرنش مي باشد. بگونه اي كـه ممكـن اسـت جملـه $\overline{U}^{2}$ بـصورت عددي منفي ظاهر گردد كه شكل غيـر واقعـي[۱] خواهـد داشـت. بـا تعريـف $\nu_t = \dfrac{\mu_t}{\rho}$ ضـمن تعريـف ويسكوزيته توربلانسي، شرط اين قضيه به شكل زير ظاهر مي گردد.

$$\frac{k}{\varepsilon}\frac{\partial V}{\partial x} > \frac{1}{3C_\mu} \approx 3.7 \qquad (۱۵)$$

۳-۱-۸- معادلات انتقال در مدل *Realizable*

در اين مدل توليد واتلاف انرژي از معادلات زير بدست مي آيند.

$$\rho\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left[(\alpha_k\ \mu_{eff}\ \frac{\partial k}{\partial x_i}\right] + G_k + G_b - \rho\varepsilon - Y_M \qquad (۱٦)$$

---

[۱] *-Non Realizable*

$$\rho\frac{D\varepsilon}{Dt}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right]+\rho C_1 S_\varepsilon-\rho C_2\frac{\varepsilon^2}{k+\sqrt{\nu\varepsilon}}+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}C_{3\varepsilon}G_b \qquad (۱۷)$$

در معادلات فوق

$$C_1=\max\left[0.43,\frac{\eta}{\eta+5}\right],\eta=\frac{Sk}{\varepsilon} \qquad (۱۸)$$

تفاوت عمده مدل *Realizable* با مدلهاي ديگر در معادله ε است. در ترم توليد معادله ε (جمله دوم از سمت راست معادله)، ترم توليد k يعني G_k لحاظ نشده است.

به نظر مي رسد اين شكل از معادله انتقال انرژي طيفي را بهتر نشان مي دهد.

۳-۱-۹- مدلسازي لزجت توربلانس

همانند مدل $k-\varepsilon$، لزجت توربلانس از رابطه زير محاسبه مي شود. در اين مدل C_μ از روابط زير بدست مي آيد.

$$\mu_t=\rho C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon} \qquad (۱۹)$$

$$C_\mu=\frac{1}{A_0+A_S\frac{V^*k}{\varepsilon}} \qquad (۲۰)$$

$$V^*=\sqrt{S_{ij}.S_{ij}+\Omega^*_{ij}.\Omega^*_{ij}} \qquad (۲۱)$$

$$\Omega^*=\Omega_{ij}-2\varepsilon_{ijk}\omega_k \qquad (۲۲)$$

$$\Omega_{ij}=\overline{\Omega}_{ij}-E_{ijk}\omega_k \qquad (۲۳)$$

$\overline{\Omega}_{ij}$ نرخ متوسط تانسور دوران مي باشد و با سرعت زاويه اي ω_k ضرايب ثابت زير ارائه مي شود.

$$A_0=4.04 \qquad \mathrm{A_S}=\sqrt{6}\cos\varphi \qquad \varphi=\frac{1}{3}Arc\cos(\sqrt{6}w) \qquad (۲٤)$$

$$w=\frac{S_{ij}.S_{jk}.S_{ki}}{S} \qquad \mathrm{S}=\sqrt{\mathrm{S_{ij}}.S_{ij}} \qquad (۲۵)$$

مشاهده مي شود كه C_μ در روابط فوق بر اساس تابعي از نرخ دوران و نيز سرعت زاويه اي سيستم چرخشي مي باشد. در ضمن روابط فوق براي زير لايه ي داخلي لايه مرزي همان عدد $C_\mu = 0.09$ را استخراج مي كند. ضرايب ثابت اين معادله به شكل زير ارائه شده است.

$$C_{1\varepsilon} = 1.44 \qquad \mathrm{C}_2 = 1.9 \qquad \sigma_k = 1 \quad \sigma_\varepsilon = 1.2 \tag{۲۶}$$

۳-۲- مدل تنش رينولدز

معادلات حاكم بر جريان داراي جملاتي به مانند $\overline{u_i u_j}$ و $\overline{v_i v_j}$ مي باشند كه مي بايست به نحو مناسبي محاسبه شود.

از جمله روشهاي تخمين اين مقادير روش RSM [1] است كه بطور صريح عبارات مورد نظر را استخراج مي كند. از معايب اين مدل در حل عددي مي توان به حجم بالاي محاسبات اشاره نمود.

الف) توربلانس فازسيال

$$\frac{\partial}{\partial x_k}\left(V_k \overline{u_i u_j}\right) = \frac{\partial}{\partial x_m}\left(C_k u_l u_m \frac{k}{\varepsilon}\frac{\partial u_i u_j}{\partial x_l}\right) + P_{ij} + \phi_{ij} - \frac{2}{3}\varepsilon\sigma_{ij} + S_{P_{ij}} \tag{۲۷}$$

P_{ij} جمله چشمه وتوليد براي هر مولفه تنش رينولدز است.

$$P_{ij} = -\overline{u_i u_k}\frac{\partial u_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k}\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \tag{۲۸}$$

ϕ_{ij} جمله وابسته به كرنش فشاري است كه خود داراي پارامترهايي به شرح زير است.

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi^w_{ij,1} + \phi^w_{ij,2} \tag{۲۹}$$

در سمت راست عبارت بالا دو جمله اول به ترتيب شامل خواص ايزوتوپي[2] و سرعت[3] بواسطه فشار است. جملات بعدي نيز تأثير فشار در حوالي ديواره[4] وبازتاب آن را نشان مي دهد.

$$\varphi_{ij,1} = -C\rho\frac{\varepsilon}{k}\left[\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3}k\sigma_{ij}\right], \varphi_{ij,2} = -C_2\left[P_{ij} - \frac{1}{3}P_{kk}\delta_{ij}\right] \tag{۳۰}$$

$$\varphi^w_{ij,1} = C_1{}'\rho\frac{\varepsilon}{k}\left[\overline{u_l u_m}n_l n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2}\overline{u_l u_i}n_l n_j - \frac{3}{2}\overline{u_l u_j}n_l n_i\right]f \tag{۳۱}$$

[1] -*Reynolds Stress Model*
[2] -*Return to isotropy*
[3] -*Rapid*
[4] -*Wall induced*

$$\varphi_{ij,2}^{w} = C_2'\left[\varphi_{lm,2}n_l n_m\delta_{ij} - \frac{3}{2}\varphi_{i,2}n_l n_j - \frac{3}{2}\varphi_{jl,2}n_l n_i\right]f \qquad (۳۲)$$

در رابطه بالا n_i مؤلفه iام بردار واحد عمود بر ديواره است و f نيز تابعي از فاصله نقطه مورد بررسي از ديواره Δx_n مي باشد.

در ادامه معادله نرخ اتلاف انرژي جنبشي توربلانسي ε بصورت زير ارائه مي گرد.

$$\frac{\partial}{\partial x_k}(u_k\varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_m}\left(C_\varepsilon \overline{u_l u_m}\frac{k}{\varepsilon}\frac{\partial\varepsilon}{\partial k_l}\right) + C_{\varepsilon1}\frac{\varepsilon}{k}P - C_{\varepsilon2}\frac{\varepsilon^2}{k} + S_e \qquad (۳۳)$$

۳-۲-۱- تقابل توربلانسي فاز جامد و سيال

در معادلات انرژي اتلاف توربلانسي جملات S نشانگر تغييرات پارامترهاي توربلانسي بواسطه حضور ذرات جامد مي باشد. بعد از ساده سازي هاي لازم و نيز با فرض شرايط غير ايزوتوپ، اين مقادير به شكل زير ارائه مي گردد.

$$S_{P_{ij}} = \frac{-\rho_P}{\rho\tau_P}2u_i u_j\left(1-\exp\left(1-\frac{1}{2}\frac{\tau_P\varepsilon}{k}\right)\right) \qquad (۳٤)$$

$$S_e = C_\varepsilon P\frac{\varepsilon}{k}S_P \quad , \quad S_P = \frac{1}{2}S_{P_{ij}} \qquad (۳۵)$$

۳-۲-۲- توربلانس فاز ذرات جامد

در اين قسمت به منظور تخمين مولفه $\overline{v_i v_j}$ براي فاز ذرات از فرضيه بوزينسک و تخمين ويسکوزيته توربلانسي کمک مي گيريم.

$$v_i v_j = \frac{2}{3}\delta_{ij}\left(\frac{1}{2}\overline{v_i}^2 + \nu_P\frac{\partial v_i}{\partial x_j}\right) - \nu_P\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}\right) \qquad (۳٦)$$

ν_P ويسکوزيته توربلانسي ذرات جامد مي باشد که در اين مدل و نيز در مدل $k-\varepsilon$ به روش زير ارائه مي گردد.

$$\nu_t = C_\mu\frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{1}{2}\overline{u_i}^2\right)^2 \qquad (۳۷)$$

$$\nu_P = \nu_t \frac{1}{1+ \tau_P \varepsilon / C_t k} \quad (۳۸)$$

ν_t ويسكوزيته توربلانسي سيال محيط بر ذرات و C_t ضريب ثابت رابطه مي باشد.

به منظور تخمين تمركز حجمي ذرات در هر نقطه محاسباتي و اغتشاشات توربلانسي ناشي از آن، از جملات گراديان نفوذي به شكل زير استفاده مي كنيم.

$$\overline{\rho'_p u_i} = -\frac{\nu_t}{\sigma_t}\frac{\partial \rho_P}{\partial x_i} \quad (۳۹)$$

$$\overline{\rho'_C v_i} = -\frac{\nu_P}{\sigma_P}\frac{\partial \rho_P}{\partial x_i} \quad (٤٠)$$

۳-۲-۳- ضرايب مدل توربلانسي RSM

در تحليل عددي به روش RSM نتايج تحليل و حتي همگرايي جوابهاي آناليز عددي شديدا به شرايط مرزي مساله و نيز ضرايب ثابت مدل كه عموما تجربي مي باشند، وابسته است. بدين معني كه بعد از انتخاب مجموعه اي ازاعداد به عنوان ضرايب مدل توربلانسي، آن دسته از ضرايب كه نتايجي نزديكتر به نتايج تجربي ارائه مي دهند، انتخاب مي شوند.

به منظور ارائه ثوابت توربلانس براي تحليل جريان دو فازي گاز-جامد درون سيكلون، از متوسط گيري و بهينه سازي نتايج تجربي و عددي براي دو سيستم جريان كه عبارتند از جريان دو فاز جت مدور داراي چرخش و ديگري جريان دو فاز گاز-جامد درون كانال كمك گرفته شده است. نتايج حاصل به شرح زير است.

$$\begin{array}{lllll} C_1 = 1.8 & C_2 = 0.22 & C'_1 = 0.5 & C'_2 = 0.3 & C_t = 0.13 \\ C_k = 0.22 & C_\varepsilon = 0.18 & C_{\varepsilon 1} = 1.44 & C_{\varepsilon 2} = 1.92 & C_{\varepsilon p} = 1 \\ C_1 = 0.5 & \sigma_t = 2.5 & \sigma_P = 0.7 & & \end{array} \quad (٤١)$$