

تقدیم:

در ابتدا لازم است که خدای خود را که مرا در طول دوران تحصیلم تا به امروز یاری نموده است شکر کنم و بعد این که این پروژه را به پدر و مادر عزیزم که حامی اول من در طول تحصیلم بودند، تقدیم می‌کنم تا بتوانم گوشه‌ای از زحمات ایشان را جبران کنم همچنین از همسر وفادارم که مرا در طول تحصیلم در دوره کارشناسی ارشد یاری نموده است به این طریق تشکر می‌کنم.

تشکر و قدردانی:

از اساتید محترمی که در دوره کارشناسی ارشد مرا همیاری نموده اند و باعث شدند که من این دوره را با موفقیت پشت سر بگذارم به این طریق تشکر می کنم و امیدوارم که در تمامی مراحل زندگی موفق و پیروز باشند.

به خصوص از آقای دکتر خوشنویس و همچنین آقای دکتر مغربی که مرا در به اتمام رساندن این پروژه یاری نموده اند و در طول انجام این پروژه چیزهای زیادی از ایشان یاد گرفتم تشکر فراوانی می کنم و امیدوارم که در پناه خداوند زندگی بدون مشکلات را سپری کنند.

فهرست علائم

زمان :	t
پریود تناوبی :	T
عدد رینولدز :	Re
عدد پранدل :	Pr
مؤلفه های سرعت در مختصات کارتزین :	u, v, w
بردار سرعت :	V
سرعت نوسانی اطراف سرعت متوسط :	u', v', w'
ضریب لزجت :	μ
لزجت گردابه :	ν_t
دانسیته :	ρ
فشار :	P
سرعت متوسط :	\bar{U}
سرعت آزاد هوا :	U_e
نیمه پهنا (Half widths) :	ℓ

ΔU : کاستی سرعت (Velocity defect)

η : متغیر تشابهی

D : نیروی درگ

d : قطر سیلندر

C_d : ضریب درگ

ψ : تابع جریان

R_t : رینولدز توربولانسی

\overline{U}_h : سرعت متوسط بالا در لایه مختلط

\overline{U}_l : سرعت متوسط پایین در لایه مختلط

$\overline{u}, \overline{v}, \overline{w}$: تنشهای نرمال رینولدز

\overline{uv} : تنش برشی رینولدز

erf : تابع خطا

Π : عدد ثابت ۳،۱۴

فهرست مطالب

A.....	تقدیم
B.....	تشکر و قدردانی
C.....	فهرست علائم
E.....	فهرست مطالب
۱.....	چکیده
۲.....	۱- مقدمه
۶.....	۲- جریان توربولانس و معادلات حاکم بر آن
۸.....	۱-۲: نوسانات و متوسط زمانی
۹.....	۲-۲: معادلات رینولدز
۱۴.....	۳- خواص جریانهای برشی آزاد توربولانسی
۱۵.....	۱-۳: جریانهای نازک
۱۷.....	۲-۳: انتگرال مومنتوم
۱۹.....	۳-۳: Wake توربولانسی
۱۹.....	۱-۳-۳: ضخامت مومنتم در Wake توربولانسی

- ۲۰..... Wake در جریان ۲-۳-۳ : حل خود تشابهی در جریان
- ۲۷..... سرعت متوسط ۳-۳-۳ : سرعت متوسط
- ۳۰..... سرعت و نوسانات سرعت ۴-۳-۳ : سرعت و نوسانات سرعت
- ۳۲..... ۴-۳ : حل خود تشابهی در جریان توربولانسی جت
- ۳۵..... ۱-۴-۳ : سرعت متوسط
- ۳۹..... ۲-۴-۳ : سرعت و نوسانات سرعت
- ۴۲..... ۵-۳ : لایه مختلط توربولانسی
- ۴۳..... ۱-۵-۳ : خود تشابهی در لایه مختلط
- ۴۵..... ۲-۵-۳ : سرعت متوسط در لایه مختلط
- ۴۸..... ۳-۵-۳ : سرعت و نوسانات سرعت
- ۵۱..... ۴ : خود تشابهی سرعت متوسط Wake در چهار حالت مختلف جریان
- ۵۲..... ۱-۴ : پروفیل سرعت متوسط در چهار حالت مختلف جریان
- ۵۳..... ۲-۴ : پروفیلهای Velocity defect
- ۵۴..... ۳-۴ : پروفیلهای Half-widths

- ۴-۴: پروفیل‌های خودتشابهی سرعت متوسط برای چهار حالت مختلف جریان..... ۵۵
- ۱-۴-۴: پروفیل Self-similar برای جریان حالت اول..... ۵۵
- ۲-۴-۴: پروفیل Self-similar برای جریان حالت دوم..... ۵۵
- ۳-۴-۴: پروفیل Self-similar برای جریان حالت سوم و چهارم..... ۵۶
- ۵-۴: پروفیل U/U_p برای چهار حالت مختلف جریان..... ۵۶
- ۱-۵-۴: رسم پروفیل‌های خودتشابهی برای جریان نوع ۳ و ۴ با استفاده از U/U_p ۵۷
- شکل‌های فصل چهارم..... ۵۹
- ۵: بررسی خودتشابهی نوسانات سرعت در چهار حالت مختلف جریان..... ۶۸
- ۱-۵: بررسی تنش نرمال رینولدز در جهت X..... ۶۸
- ۱-۱-۵: بررسی خودتشابهی پروفیل‌های u' در چهار حالت مختلف جریان..... ۷۰
- ۲-۵: بررسی تنش نرمال رینولدز در جهت Y..... ۷۲
- ۱-۲-۵: بررسی خودتشابهی تنش نرمال رینولدز در جهت Y..... ۷۳
- ۳-۵: بررسی تنش نرمال رینولدز در جهت Z..... ۷۴
- ۱-۳-۵: بررسی خودتشابهی تنش نرمال رینولدز در جهت Z..... ۷۵
- ۴-۵: بررسی انرژی جنبشی در چهار حالت مختلف جریان..... ۷۵

۱-۴-۵: پروفیل‌های خودتشابهی انرژی جنبشی در چهار حالت مختلف جریان.....۷۶

۵-۵: بررسی تنش برشی رینولدز در چهار حالت مختلف جریان.....۷۷

۱-۵-۵: پروفیل‌های خودتشابهی تنش برشی رینولدز در چهار حالت مختلف جریان.....۷۷

۶-۵: بررسی u' ، v' ، w' و $u'v'$ در یک مختصات کلی برای یکی از حالت‌های جریان.....۷۸

شکل‌های فصل پنجم.....۷۹

چکیده به زبان انگلیسی.....۹۹

منابع.....۱۰۰

چکیده:

این پروژه در مورد حل خود تشابهی برای جریان Wake ناشی از یک ایرفویل متقارن مدل NACA 0012 میباشد که داده های تجربی مورد نیاز برای انجام این کار از کار تجربی انجام شده گرفته شده است [1]. این داده های تجربی مربوط به چهار حالت مختلف جریان می باشند که این چهار حالت مختلف جریان عبارتند از ۱- جریان مستقیم بدون گرادیان فشار معکوس و خمیدگی در خط جریان (Straight duct) ۲- جریان با گرادیان فشار معکوس و بدون خمیدگی در خط جریان (Straight duct) ۳- diffuser ۳- جریان بدون گرادیان فشار معکوس همراه با خمیدگی در خط جریان (Curve duct) ۴- جریان با گرادیان فشار معکوس همراه با خمیدگی در خط جریان (Curve diffuser). فصل اول توضیحات کلی در مورد جریانهای توربولانس و بطور کلی این که جریان توربولانس چیست و فصل دوم آن معادلات حاکم بر جریان توربولانس و فصل سوم، جریانهای برشی ازاد توربولانسی و حل خود تشابهی برای این نوع جریانها معرفی شده است و در فصل چهارم با استفاده از دادههای تجربی موجود به حل خود تشابهی سرعت متوسط در چهار حالت مختلف جریان برای جریان Wake پرداخته و پروفیلهای به دست آمده را با یکدیگر مقایسه می کنیم و به نتایجی مانند این که گرادیان فشار معکوس باعث کم شدن سرعت متوسط و همچنین خمیدگی در خط جریان باعث نامتقارن شدن پروفیلهای سرعت متوسط میشود، می رسیم. در انتها در فصل پنجم به بررسی حل خود تشابهی نوسانات سرعت برای چهار حالت مختلف جریان می پردازیم و به نتایجی مانند این که گرادیان فشار معکوس باعث افزایش در مقدار نوسانات سرعت و همچنین خمیدگی در خط جریان باعث نامتقارن شدن پروفیلهای سرعت می شود، می رسیم.

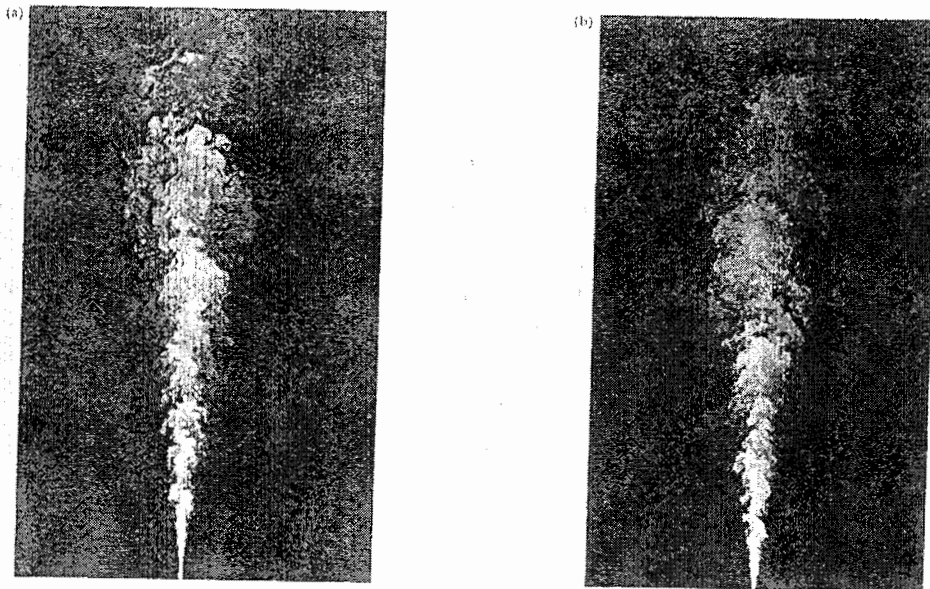
۱- مقدمه:

در محیط زندگی روزمره ما فرصتهای زیادی برای مشاهده جریانهای توربولانسی وجود دارد، مانند دودی که از یک دودکش بیرون می آید و یا آب درون یک رودخانه یا ابشار و یا گردباد و غیره.

در مشاهده جریان در یک ابشار، فوراً درمی یابیم که جریان نا آرام و بی قاعده و ظاهراً کتره ای و بی نظم است و یقیناً حرکت غیر قابل پیش بینی است.

در شکل (۱-۱) تصاویر سطحی از یک جت توربولانسی در دو عدد رینولدز متفاوت نشان داده

شده است و دوباره میدان های متمرکز بی قاعده را می توان مشاهده کرد:



شکل (۱-۱): جت توربولانسی در دو رینولدز متفاوت ، a) $Re=5000$ ، b) $Re=20000$ [20]

از بحث بالا معلوم می شود که یک خاصیت ضروری جریانهای اشفته این است که تغییرات میدان سرعت سیال در موقعیتها و زمانهای مختلف بی قاعده هستند . میدان سرعت با تابع $U(x, t)$ نمایش داده میشود که X مسافت و t زمان می باشد .

در بسیاری از قسمتها جریانهای توربولانسی برای تحقیق و تکمیل و تولید بسیار مهم هستند از جمله می توان صنایع ماشین سازی ، کشتی سازی ، توربینها ، هواشناسی ، پخش مواد مضر در ابها و انتقال حرارت و غیره را نام برد .

تحقیقات در زمینه جریان توربولانس با وجود دهها سال زحمت ، بدلیل پیچیده بودن مسئله هنوز نیاز به تلاش بسیار دارد . هدف علمی تحقیقات ان است که روابط بین خواص نوسانی و خواص متوسط جریان را بدست آورند تا به تئوری مطمئنی برای محاسبات برسند .

یک مطالعه از Champagne ، Wygnanski ، Marasli [19] نشان داد که دنباله هایی که دارای بدنه های نامتقارن هستند ، سرعتهای نرمال و مقیاسهای طول و توزیع تنشهای رینولدز دارای رفتار خود تشابهی مشابه هم نیستند و به شکل هندسی آنها بستگی زیادی دارد .

George پیشنهاد کرد که پروفیل تنشهای رینولدز با نرخ رشد دنباله تفاوت خواهد داشت .

Ramjee به تنهایی و همچنین با کمک Neelakandan [14, 15, 16] دنباله را برای یک سیلندر متقارن و یک ایرفویل برای حالت جریان خمیده بررسی کردند و متوجه شدند که پروفیل سرعت متوسط برای دنباله ها متقارن نسبت به خط مرکزی ، متقارن نیست و Half-width برای قسمت خارجی بیشتر از قسمت داخلی می باشد و Velocity defect برای حالتی که جریان خمیده است بیشتر از حالتی است که جریان مستقیم و بدون خمیدگی است .

تأثیر خمیدگی خط جریان روی دنباله نیز توسط Koyama (۱۹۸۳) و Savill (۱۹۸۳) بررسی شد و Koyama دریافت کرد که، متوسط و مقادیر توربولانسی قسمت توسعه یافته آغازین برای یک دنباله ناشی از سیلندر در یک کانال خمیده در غیاب گرادیان فشار توسعه میابد جریان در این ناحیه تأثیر زیاد در جریان ورتکس و همچنین مکانیزم توربولانسی دارد.

Koyama در سال ۱۹۸۳ و Savill (۱۹۸۳)، Nakayama (۱۹۸۷) و Tulapurkara Ramjee، Rajasekar (۱۹۸۸) و Neelakandan، Ramjee (۱۹۸۹) بر روی سیلندر و ایرفویل برای حالت جریان خمیده آزمایشاتی انجام داده اند، نرخ خمیدگی در همه این آزمایشات بیشتر از (۲-۱۵٪) است، نتایج آنها همه تقریباً شبیه یکدیگر است و همه موافق با تأثیر خمیدگی بر تنشهای نرمال رینولدز و سرعت متوسط هستند، همچنین آنها به این نتیجه رسیده اند که نقطه اوج (Peak) در تنش برشی رینولدز در Unstable-side افزایش می یابد در صورتی که در Stable side کاهش می یابد.

Hill دریافت که گرادیان فشار تا ثیر بسیار زیادی در محو شدن زودتر Wake دارد. [7] Lemonier متوسط سرعت و نیز همچنین کمیت‌های توربولانسی را برای یک صفحه صاف در گرادیان فشار معکوس بررسی کرد. [10] و توسعه دنباله دو بعدی توربولانسی در یک کانال خمیده با گرادیان فشار مثبت بوسیله John و Schobeiri [9] مورد مطالعه قرار گرفت و نتیجه آنها بدین صورت بود که سرعت و تنشهای رینولدز به صورت نامتقارن در قسمت دیواره داخلی و خارجی هستند.

Bradshaw تفاوت ما بین قسمت داخلی و خارجی را در Wake در سال ۱۹۷۴ نشان داد. [3] یعنی اینکه عددهای تجربی بدست آمده در قسمت داخلی کانال یعنی بین خط مرکزی دنباله و دیواره داخلی و قسمت خارجی یعنی بین خط مرکزی دنباله و دیواره خارجی با هم متفاوت است.

Tulapurkara در سال ۱۹۹۷ با استفاده از روش تنش برشی و حجم محدود تأثیر گرادیان فشار و خمیدگی را بررسی کرد.

حلهای خود تشابهی حلهایی هستند که وابسته به ترکیب اصلی از مقادیری هستند که ترجیحاً به مقادیر دیگر وابسته نیستند.

Townsend در سال ۱۹۵۶ برای اولین بار حل خود تشابهی را برای دنباله صفحه ای بررسی کرد. [17]

Corke در سال ۱۹۹۲ [4] و Wygnanski در سال ۱۹۸۶ [19] و Marasli در سال ۱۹۹۱ [12] و همچنین در سال ۱۹۹۲ [13] نشان دادند که سرعت متوسط و تنشهای رینولدز دارای رفتار خود تشابهی می باشند.

Wygnanski و Fiedler در سال ۱۹۶۹ و Gutmark و Wygnanski در سال ۱۹۷۶ صحت اندازه گیریهایشان را در مورد تنشهای رینولدز در مقابل مقادیر محاسبه شده از پروفیل های سرعت خط جریان با استفاده از Integral approach ثابت کردند.

آنالیز و اندازه گیریهای تجربی به طور عادی بر روی ناحیه خود تشابهی متمرکز می شوند بدلیل اینکه مقادیر وابستگی اندکی به یکدیگر داشته و به راحتی می توان نتایج را بررسی کرد.

فصل دوم - جریان توربولانس و معادلات حاکم بر آن :

مطابق با بیان Hinze [21] در سال 1975 " حرکت سیال توربولانس یک شرایط یا رژیم بی نظم از جریان می باشد که در آن کمیتهای مختلف، تغییرات با زمان و مختصات فضایی نشان می دهند که بطور آماری مقادیر متوسط کمیتهای در آن مشهود می باشد "

جریان توربولانسی معمولاً چرخشی بوده و می توان همانند یک جریان گردابه ای¹ با یک طیف سریع از اندازه های گردابه همراه با حرکت های نوسانی متفاوت بیان نمود . عوامل تعیین کننده اندازه و فرم گردابه های بزرگ (با فرکانس پایین) و گردابه های کوچک (با فرکانس بالا) به ترتیب شرایط مرزی حاکم بر جریان سیال و نیروهای لزجی می باشد.

مشخصه های فیزیکی جریانی توربولانس عبارتند از:

- i- سه بعدی بودن : توربولانس همواره سه بعدی است ، حتی وقتی که جریان اصلی غالب یک یا دو بعدی باشد ، نوسانات جریان همواره در سه جهت دارای مؤلفه می باشد .
- ii- اغتشاش : کمیتهای فیزیکی جریان از قبیل سرعت، دما، فشار و... اغتشاش بوده و نوسانات جریان در سه بعد دارای مؤلفه می باشد و این اغتشاشات در اطراف یک مقدار متوسط پدیدار میگردد.

¹ Eddy .

-iii حرکت خود به خود پشتیبانی شده^۱: جریان آشفته می تواند خودش را به وسیله تولید گردابه های جدید حفظ نماید و جبران افت ناشی از وجود لزجت را بنماید.

-iv اختلاط^۲ قوی: پدیده نفوذ و اختلاط این نوع جریانها بیش از جریانهای آرام بوده و دارای شدت و قدرت بیشتری می باشند که موجب نفوذ جرم، مومنتم و انرژی می گردد. سیال اطراف جریان توربولانس با شدت بسیار زیاد به داخل جریان کشیده میشود و نرخ انتقال حرارت و اصطکاک در مقایسه با جریان آرام بسیار بالا می باشد.

-v استهلاک^۳: انرژی جنبشی جریان توربولانس به دلیل وجود لزجت به حرارت تبدیل گشته و کاهش می یابد. انرژی لازم برای تولید جریان توربولانس میبایست از جریان اصلی به دست آید که این انرژی از اثرات تنش برشی و گرادینهای سرعت تهیه می گردد.

در جریانهای توربولانسی سیال میتواند پیوستگی خود را حفظ نماید و از قانون پیوستگی تبعیت کند. همچنین این نوع جریانها معمولا در اعداد رینولدز بالا بوجود می آیند ولیکن به عنوان یک مشخصه عمومی سیال نمیتوان نام برد.

امروزه معادلات اساسی مورد استفاده در تحقیقات و مکانیک سیالات عددی و انتقال حرارت جریانهای آشفته معادلات ناویر استوکس متوسط زمانی^۴ می باشد که در ادامه به آن می پردازیم:

¹ Self-sustaining motion .

² Mixing .

³ Dissipation .

⁴ Time averaged .

که پر یود T خیلی بزرگتر از پر یود نوسانات در U انتخاب می گردد بنابراین میزان لحظه ای سرعت برابر خواهد بود با:

$$U = \bar{U} + U' \quad (2-2):$$

U: سرعت لحظه ای

\bar{U} : سرعت متوسط

U' : سرعت اغتشاشی اطراف سرعت متوسط

2-2: معادلات رینولدز:

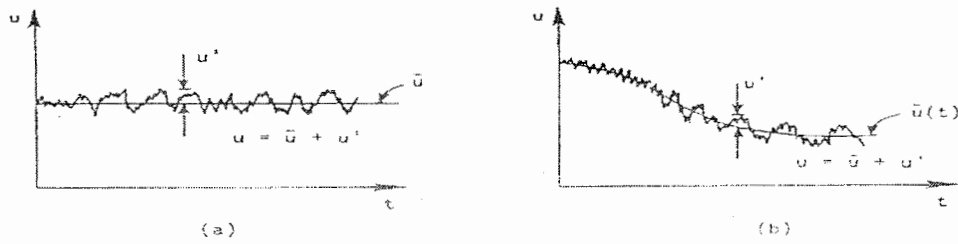
استفاده از متوسط زمانی بر روی معادلات پایه حرکت سیال توسط رینولدز در سال ۱۹۸۲ مطرح گردید که هر کمیت به دو مقدار متوسط و نوسانی تجزیه میگردد.

اگر حرکت سیال، حالت آشفته، غیر یکنواخت و کاملاً تصادفی فرض گردد با توجه به فرمول

(۲،۱) و (۲،۲) هر متغیر Q را می توان به دو بخش \bar{Q} و Q' تجزیه نمود که این متغیر می تواند

مؤلفه های سرعت، فشار، دما و... باشد. تغییرات \bar{Q} نسبت به زمان می تواند کوچک باشد که در

شکل (۲،۲) نشان داده شده است.



شکل (۲،۲): رابطه بین u و \bar{u} و u' (a) جریان دائمی

(b) جریان غیر دائمی [21]

در یک جریان توربولانس تراکم ناپذیر با خواص انتقالی ثابت می توان نوشت:

$$U = \bar{U} + u' \text{ و } V = \bar{V} + v' \text{ و } P = \bar{P} + p' \text{ و } W = \bar{W} + w' \text{ و } T = \bar{T} + t' \quad (۳-۲)$$

$$\nabla \cdot V = 0: \text{ پیوستگی} \quad (۴-۲)$$

با قرار دادن روابط (۲،۳) در معادلات پیوستگی و مومتم یعنی:

$$\rho \frac{DV}{Dt} = \rho g - \nabla p + \mu \nabla^2 V \quad (۵-۲)$$

و متوسط گیری زمانی از آن ، معادلات زیر بدست می آید :

$$\nabla \cdot \bar{V} = 0 \quad (6-2)$$

$$\rho \frac{D\bar{V}}{Dt} + \rho \frac{\partial}{\partial X_j} [\overline{u'_i u'_j}] = \rho g - \nabla \bar{P} + \mu \nabla^2 \bar{V} \quad (7-2)$$

که V بردار سرعت و U_1 و U_2 و U_3 مؤلفه های سرعت در سه جهت X و Y و Z می باشند.

همان طور که از معادله (7-2) مشاهده می گردد یک ترم جدید $\overline{u'_i u'_j}$ به وجود می آید که این ترم

دارای اهمیت بسیاری در جریان توربولانس بوده و این ترم ۹ مؤلفه جدید معرفی می کند.

معادله (7-2) را می توان به صورت زیر باز نویسی کرد :

$$\rho \frac{D\bar{V}}{Dt} = \rho g - \nabla \bar{P} + \nabla \cdot \tau_{ij} \quad (8-2)$$

که :

$$\tau_{ij} = \mu \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] - \rho \overline{u'_i u'_j}$$

توربولانس آرام

¹ Turbulent inertia tensor .

یعنی ترمهای اینرسی توربولانسی ($\overline{u'_i u'_j}$) همانند تنشهای لزجی نیوتونی عمل می کند به همین خاطر به آنها تنشهای ظاهری^۱ یا اضافی گفته میشود و در یک لایه مرزی $\rho \overline{u'v'}$ - تنش برشی توربولانسی^۲ نامیده میشود.

معادله انرژی سیال غیر قابل تراکم با خواص ثابت عبارتست از:

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = K \nabla^2 T + \Phi \quad (9-2)$$

$$\Phi = \mu \left[2 \left[\frac{\partial u}{\partial x} \right]^2 + 2 \left[\frac{\partial v}{\partial y} \right]^2 + 2 \left[\frac{\partial w}{\partial z} \right]^2 + \left[\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right]^2 + \left[\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right]^2 + \left[\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right]^2 \right] - \frac{3}{2} \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right]^2$$

که Φ عامل استهلاک^۳ انرژی می باشد. با گرفتن متوسط زمانی از معادله فوق، معادله انرژی

متوسط زیر به دست می آید:

$$\rho c_p \frac{D \overline{T}}{Dt} = - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \overline{\Phi} \quad (10-2)$$

$$\Phi = \frac{\mu}{2} \left[\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right]^2 \quad \text{که}$$

$$q_i = -K \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} + \rho c_p \overline{u'_i T'}$$

و

توربولانسی آرام

۱. Apparent turbulent-stress.
۲. Turbulent shear.
۳. Dissipation function.

q_i شار حرارتی کلی می باشد که شامل شار مولکولی^۱ بعلاوه شار توربولانسی^۲ $\rho c_p \overline{u_i T'}$ می باشد.

معادلات (۶-۲)، (۸-۲) و (۱۰-۲) معادلات دیفرانسیل متوسط رینولدز برای پیوستگی متوسط، مومنتوم متوسط و انرژی حرارتی متوسط جریان توربولانسی می باشد و البته این معادلات با شرایط خاصی از جمله خواص ثابت و غیر قابل تراکم بدست آمده است و بدلیل یک آشنایی مقدماتی برای این معادلات ذکر شده است.

^۱ Molecular flux .
^۲ Turbulent flux .

فصل سوم - خواص جریانهای برشی آزاد توربولانسی:

در این فصل به خواص جریانهای توربولانسی پرداخته می شود این جریانها محدود به تاثیر بر مرزهای جامد در توسعه آزاد می شوند .

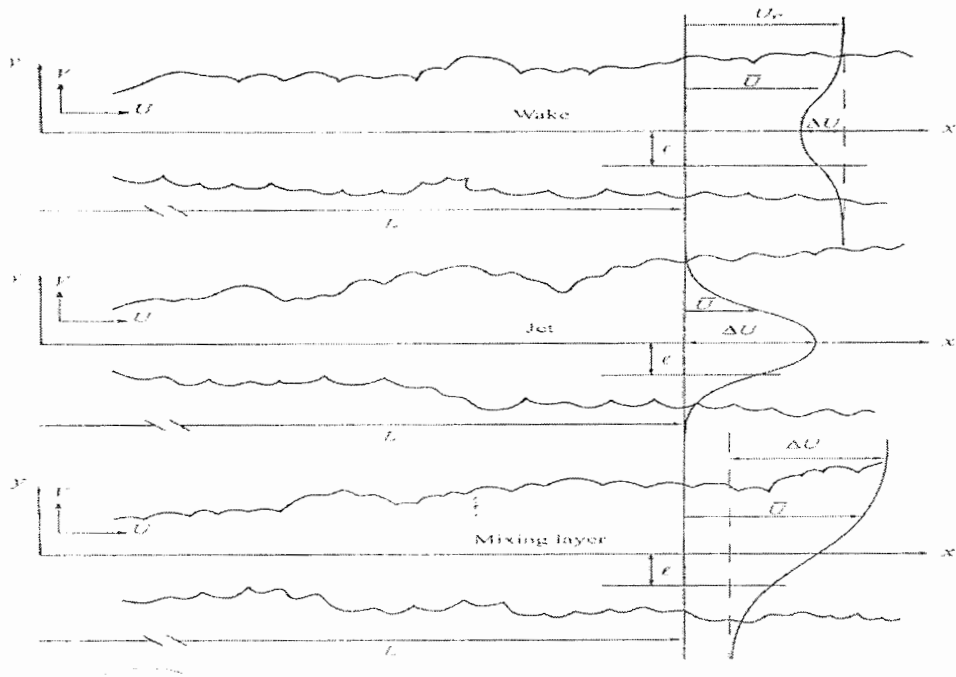
شکل (۳-۱) سه نمونه بنیادی از جریانهای برشی آزاد را نشان می دهد، در قسمت اول جریان آشفته یا توربولانس در قسمتی از سیال اطراف جسم به وجود می آید و ناحیه Wake را به وجود می آورد .

سرعت متوسط پشت جسم در جریان Wake (دنباله) کسر مومتم را در مقایسه با ناحیه خارجی دنباله نشان می دهد.

در جت^۱ توربولانسی، سیال از یک روزنه یا نازل به یک ناحیه بزرگتر وارد می شود، توربولانس میتواند در جریان جت پدید آید و ایجاد یک بی ثباتی در مراحل آغازین یک جت شود .

سومین جریان برشی آزاد مهم لایه های مختلط^۲ می باشد که لایه های سیال در سرعتهای متفاوت حرکت می کند، یک نمونه معمولی از این نوع جریانها، پشت یک صفحه شکاف دهنده^۳ بوجود می آید ولایه های مرزی دارای سرعت های متوسط متفاوت از بالا تا پایین صفحه شکاف دهنده هستند .

Jet . 1
Mixing layers . 2
Splitter plate . 3



شکل (۱-۳): نمودارهای دو بعدی از جریانهای توربولانسی Wake، Jet و Mixing layer [22]

در آنالیز جریانهای آزاد دو مشخصه سرعت و طول یعنی ℓ و Δu مهم می باشند، برای جریان برشی آزاد که در شکل (۱-۳) دیده می شود Δu تفاوت ما بین Max و Min سرعتها می باشد و ℓ فاصله خط مرکزی تا تقاطع نصف Δu با نمودار سرعت متوسط می باشد.

۱-۳- جریانهای نازک:

وقتی $\frac{d\ell}{dx}$ کوچک است جریان نازک بوجود می آید که این بدان معنا است که $0 \rightarrow \frac{\ell}{L}$ میل

می کند در حقیقت وقتی که مقدار $\frac{\ell}{L}$ یعنی نسبت Half widths به طول جریان (شکل ۱-۳)

در جریانهای آزاد تقریباً برابر ۰،۰۶ باشد یعنی کوچک است و فرضیه جریانهای نازک درست می باشد .

اگر عدد Re بزرگ باشد ، لایه مرزی استاندارد با معادله مونتوم متوسط جریان متقاطع^۱ مقایسه می شود و نشان میدهد که محدوده بالانس در این جهت ما بین نیروهای فشاری و Convection می باشد بنابراین این :

$$\frac{\partial \bar{V}^2}{\partial y} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} \quad (1-3)$$

پس از انتگرال گیری بر روی سر تا سر لایه برشی داریم:

$$\frac{\bar{P}}{\rho} + \bar{V}^2 = \frac{P_e}{\rho} \quad (2-3)$$

که P_e فشار خارج جریان است و این نتیجه متشابه جریان در کانالها می باشد و مشتق گرفتن از معادله (۳،۲) در جهت X داریم:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{V}^2}{\partial x} = 0 \quad (3-3)$$

و با قرار دادن این معادله در معادله مونتوم متوسط داریم :

^۱ Cross-stream .!

$$\bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}^2 - \bar{v}^2) + \frac{\partial \bar{uv}}{\partial y} = \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial y^2} \right) \quad (4-3)$$

حال انالیز مقیاس گذاری^۱ لایه نازک انجام شده در لایه های مرزی برای بدست آوردن بالانس

قویتری انجام می دهیم:

$$\bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{uv}}{\partial y} = 0 \quad (5-3)$$

۳-۲- انتگرال مومنتوم:

هر جریان برشی آزاد به سرعت میانگین متوسط خارجی وابسته است که در این نوع جریانها این سرعت ثابت می باشد بنابراین در دنباله دو بعدی در دو طرف جریان این مقدار یکسان می باشد و در جریان جت در دو طرف صفر می باشد و برای جریان Mixing layer دارای دو مقدار متفاوت در دو طرف جریان می باشد.

با کمک گرفتن از U_e یک فرم انتگرالی از معادله مومنتم (۳-۵) بوجود می آید که اطلاعاتی در باره خواص سراسری از جریانهای Wake و جت به ما می دهد. بنابراین وقتی U_e ثابت است

داریم:

^۱ Scaling.

$$\frac{\partial}{\partial x}[\bar{U}(\bar{U} - U_e)] + \frac{\partial}{\partial y}[\bar{V}(\bar{U} - U_e)] + \frac{\partial}{\partial y}\bar{uv} = 0$$

: (۶-۳)

برای جتها و دنباله ها ، $\bar{U} - U_e$ و \bar{uv} به سمت صفر می رود وقتی که $|y|$ به اندازه کافی بزرگ

باشد . بنابراین در این دو مورد معادله (۶-۳) در طول جریان انتگرالگیری می شود و داریم :

$$\frac{d}{dx} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{U}(\bar{U} - U_e) dy = 0$$

: (۷-۳)

که به این معنی است که جریان متوسط کلی مومتم نسبت به جریان خارجی با موقعیت پایین

دست جریان^۱ تغییر ناپذیر است .

$$\rho \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{U}(\bar{U} - U_e) dy = M$$

: (۸-۳)

که M ثابت است و برای دنباله صفحه ای مفید است که M را به عنوان کسر مومتم راه جریان

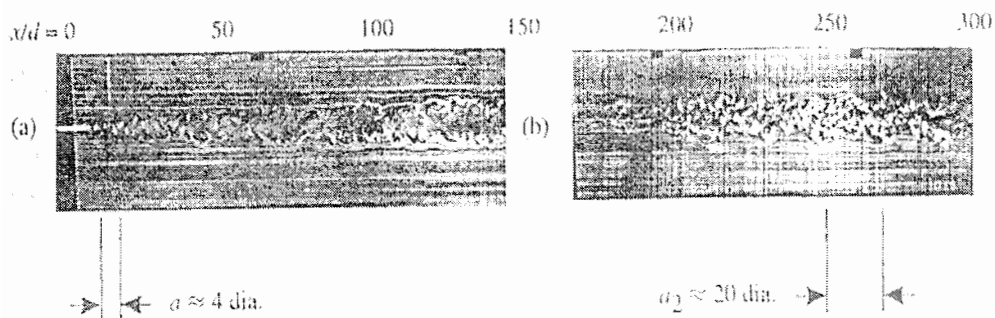
متوسط به دست آوریم .

^۱ Down stream .

۳-۳- Wake توربولانسی:

یکی از مهمترین مطالعات در مورد جریانات دنباله در مورد یک سیلندر متقارن و مقایسه با قطر آن می باشد در شکل (۲-۳) یک جریان توربولانسی دنباله ناشی از یک سیلندر نشان داده شده

است (در $Re = \frac{U_e d}{\nu}$ برابر با ۲۲۰۰). [20]



شکل (۲-۳): جریان Wake از روی یک سیلندر متقارن در $Re=2200$ (a) $x/d=160$ (b) $x/d=1$ [20]

۳-۳-۱- ضخامت مومنتم در Wake توربولانسی:

به مانند ضخامت مومنتم که در لایه مرزی آمده است، یک مقیاس طول معادل می تواند برای جریان دنباله تعریف شود، در این مورد θ به عنوان ضخامتی از لایه سیال که با سرعت U_e حرکت می کند تعریف می شود و از بالانس معادله زیر به دست می آید:

$$-\rho U_e^2 \theta = \rho \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{U} (\bar{U} - U_e) dy$$

: (۹-۳)

واز آن داریم :

$$\theta = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{U}}{U_e} \left(1 - \frac{\bar{U}}{U_e}\right) dy$$

: (۱۰-۳)

و θ برای دنباله به مانند M که قبلاً تعریف شد ثابت می باشد .

۳-۳-۲- حل خود تشابهی در جریان Wake :

در فواصل دور از نقطه ای که Wake اتفاق افتاده است رفتار دنباله از اهمیت خاصی برخوردار

است ، بنابر این یک حل تشابهی^۱ برای خواص Wake لازم است .

تفاوت ما بین پروفیل سرعت متوسط و دیگر مقادیر در دو محل از X باید به تغییرات در مقیاس^۲

نسبت داده شود و نه در فرم تابعی آنها ، بنابراین در یک Wake ما با دو مقیاس $\Delta U(x)$ و $\ell(x)$ سرو

کار داریم .

^۱ Similarity solution
^۲ Scale

$$U_e - \bar{U} = \Delta U f(\eta) \quad : (11-3)$$

و

$$-\overline{u'v'} = (\Delta U)^2 g(\eta) \quad : (12-3)$$

که $\eta \equiv \frac{y}{\ell}$ (13-3) : یک متغیر تشابهی می باشد.

در Wake های متقارن دو بعدی بر اساس تعریف ΔU داریم :

$$f(0) = 1 \quad : (14-3)$$

$$f'(0) = 0 \quad : (15-3)$$

و علاوه بر این بر اساس ضد تقارن در تنشهای برشی رینولدز داریم :

$$g(0) = 0 \quad : (16-3)$$

حال هدف این است که از معادله مومتم (۵-۳) برای بدست آوردن حل خود تشابهی استفاده کنیم و معادلات (۱۱-۳) و (۱۲-۳) را در آن قرار دهیم و از شرایط مرزی (۱۴-۳) تا (۱۶-۳) استفاده کنیم، ولی ابتدا لازم است که یک بیانی برای \bar{V} بیابیم که \bar{V} را می توان از انتگرالگیری معادله پیوستگی به دست آورد بنابراین داریم:

$$\bar{V} = \int_0^y \frac{\partial V}{\partial y} dy = - \int_0^y \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} dy \quad (۱۷-۳)$$

چون \bar{V} در خط مرکزی یعنی $y=0$ برابر با صفر می باشد، بر طبق معادله (۱۱-۳) داریم:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial x} = -f \frac{d\Delta U}{dx} + \Delta U f' \frac{\eta}{\ell} \frac{d\ell}{dx} \quad (۱۸-۳)$$

قسمت دوم طرف دوم معادله بالا از رابطه زیر به دست آمده است:

$$\frac{df}{dx} = \frac{dF}{d\eta} \frac{d\eta}{d\ell} \frac{d\ell}{dx} \quad \text{و} \quad \frac{d\eta}{d\ell} = - \frac{\eta}{\ell}$$

با قرار دادن معادله بالا در معادله (۱۷-۳) و انتگرالگیری روی η بجای y داریم:

$$\bar{V} = \ell \frac{d\Delta U}{dx} G(\eta) - \Delta U \frac{d\ell}{dx} H(\eta)$$

: (۱۹-۳)

که:

$$و \quad G(\eta) = \int_0^{\eta} f(\eta) d\eta$$

$$H(\eta) = \int_0^{\eta} f'(\eta) \eta d\eta$$

می باشد.

حال ما در موقعیت مناسبی برای بدست آوردن خواص تشابهی از معادله (۵-۳) برای Wake هستیم و

نیز داریم:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} = -\frac{\Delta U}{\ell} f'$$

: (۲۰-۳)

$$\frac{\partial \bar{uv}}{\partial y} = -\frac{\Delta U^2}{\ell} g'$$

: (۲۱-۳)

با استفاده از معادله (۱۹-۳) و (۵-۳) داریم:

$$-\alpha^* f + \beta^* \eta f' + \alpha^* \frac{\Delta U}{U_e} (-f'G + f^2) - \beta^* \frac{\Delta U}{U_e} (-f'H + \eta f f') = g' \quad (22-3)$$

$$\text{که: } \alpha^* = \frac{U_e \ell}{(\Delta U)^2} \frac{d\Delta U}{dx} \quad (23-3)$$

$$\text{و: } \beta^* = \frac{U_e}{\Delta U} \frac{d\ell}{dx} \quad (24-3)$$

معادله (۲۲-۳) نشان می دهد که شرایط لازم برای یک حل تشابهی این است که α^* و β^* توابعی از x نباشند، یعنی آنها باید ثابت باشند، علاوه بر این اگر در ناحیه دور از Wake را در نظر بگیریم داریم:

$$\text{as } x \rightarrow \infty \quad \frac{\Delta U}{U_e} \rightarrow 0 \quad (25-3)$$

و فرم تشابهی معادله مومنتم بدین صورت در می آید که:

$$-\alpha^* f + \beta^* \eta f' = g' \quad (26-3)$$

که α^* و β^* مقادیر ثابت هستند.

ما میتوانیم از ثابتهای α^* و β^* برای بدست آوردن ℓ و ΔU استفاده کنیم، بدین صورت که $\frac{\Delta U}{U_c}$

را از فرمول β^* بدست آورده و در α^* قرار میدهیم و $\frac{\alpha^*}{\beta^*}$ را برابر با n قرار میدهیم، داریم:

$$\frac{\alpha^*}{\beta^*} \equiv n$$

(27-3)

$$\frac{1}{\Delta U} \frac{d\Delta U}{dx} = n \frac{1}{\ell} \frac{d\ell}{dx}$$

(28-3)

و بعد از انتگرال گیری داریم:

$$\Delta U = c\ell^n \quad (29-3)$$

که c یک ثابت است حال معادله (29-3) را در معادله (24-3) قرار داده و با تعریف

$\alpha = (1-n)\beta^* \frac{c}{U_c}$ و انتگرال گیری و بدست آمدن یک ثابت انتگرال گیری بنام x_0 داریم:

$$\ell(x) = \alpha^m (x - x_0)^m \quad : (30-3)$$

$$\text{که} : m = \frac{1}{1-n}$$

: (31-3)

در Wake ، $m=1/2$ میباشد و داریم :

$$\ell(x) = \alpha^{1/2} (x - x_0)^{1/2} \quad : (32-3)$$

$$\Delta U = c \alpha^{-1/2} (x - x_0)^{-1/2} \quad : (33-3)$$

که α و C مقادیر ثابت میباشند .

برای بدست آوردن نیروی Drag داریم :

$$D = \rho U_e \int_{-\infty}^{+\infty} (U_e - \bar{U}) dy$$

: (34-3)

و با عوض کردن حدود انتگرال گیری از y به η داریم :

$$D = \rho U_e^2 \theta$$

: (35-3)

۳-۳-۳- سرعت متوسط^۱:

حال با داشتن ℓ و ΔU وابسته به X ، میدان سرعت متوسط یعنی \bar{U} را میتوانیم بدست آوریم که

برای این کار باید تابع تشابه $f(\eta)$ را بدست آوریم که $f(\eta)$ برابر است با:

$$f(\eta) = e^{-U_c \alpha / 4\nu \eta^2} \quad (36-3)$$

که ν ویسکوزیته کردابه^۲، ثابت می باشد.

ضریب ثابت α در فرمول ℓ ، ΔU و \bar{U} تنها اثر مسافتها خواهد بود و میتواند یک انتخاب دلخواه باشد.

یک انتخاب بدیهی پیشنهاد شده این است که $\alpha \approx \nu / U_c$ است. علی رغم مرسوم بودن این رابطه

برای α موقعی که ما Wake پشت یک سیلندر به قطر d را بررسی می کنیم داریم:

$$\alpha = d \quad (37-3)$$

$$f(\eta) = e^{-R\eta^2/4} \quad (38-3) \text{ بنابراین}$$

^۱ Mean velocity
^۲ Eddy viscosity

می باشد که $R = \frac{dU_e}{v_i}$ است. با این انتخاب α ، $\eta = \frac{y}{\sqrt{d(x-x_0)}}$ بدست می آید.

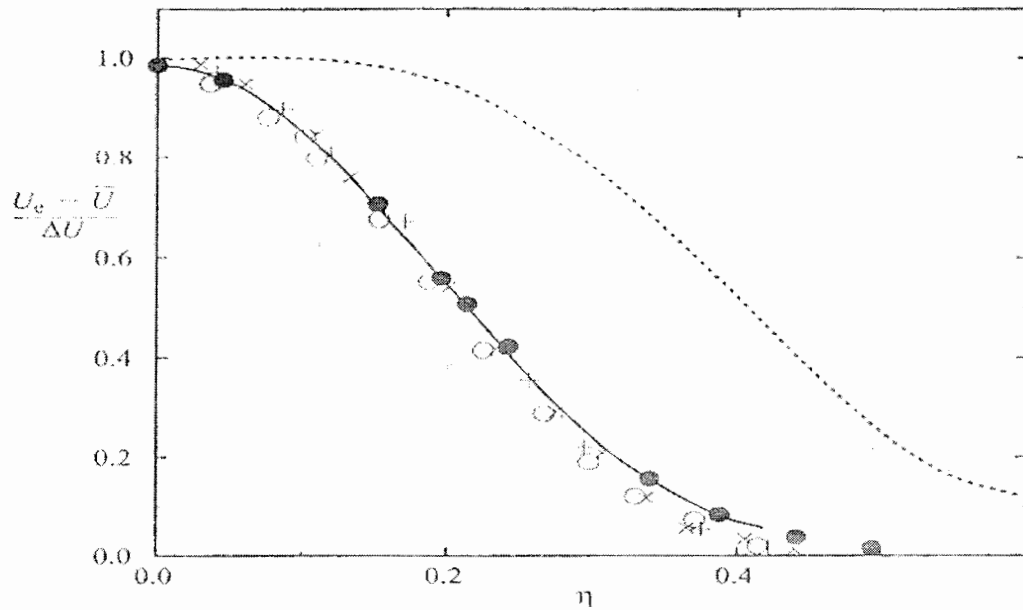
اندازه گیری تجربی از:

$$\frac{U_e - \bar{U}}{\Delta U} = f(\eta)$$

: (۳۹-۳)

شکل (۳-۳) پروفیل سرعت متوسط Wake سیلندر متقارن را در چندین مقطع نشان می دهد. برای $\eta < 0.3$ معادله (۳۸-۳) درست می باشد ولی موقعی که اثر اینترمیتنسی^۱ برجسته می باشد در قسمتهای خارجی Wake این رابطه خوب نیست هر چند که معادله (۳۸-۳) و (۳۹-۳) برای میان Wake رابطه قابل قبولی است.

^۱ Intermittency.



شکل (۳-۳): پروفیل خود تشابهی سرعت متوسط Wake ناشی از سیلندر متقارن $R_d = 1360$; + , ° , $x/d=500$; × , - , Eq. (3.38) ; ... , Intermimency function

Ref [18] 650 ; ° , 800 ; × , 950 ; - , Eq. (3.38) ; ... , Intermimency function

با استفاده از معادله (۳-۳۸) حال امکان دارد که مقدار ثابت C در معادله (۳-۳۳) برای ΔU را بدست

آوریم و مقدار C بدین صورت بدست می آید :

$$\text{و } R=61.04$$

$$c = \sqrt{\frac{R U_e \theta}{\Pi}} = 2.204 U_e \theta \quad : (۴۰-۳)$$

پس رابطه زیر بدست می آید :

$$\frac{\Delta U(x)}{U_e} = 2.204 \frac{\theta}{d} \sqrt{\frac{d}{x-x_0}} \quad : (۴۱-۳)$$

و ضریب درگ^۱:

$$C_D \equiv \frac{D}{1/2 \rho d U_e^2}$$

: (۴۲-۳)

و بر طبق معادله (۳۵-۳) نتیجه زیر بدست می آید:

$$\frac{\theta}{d} = 1/2 C_D$$

: (۴۳-۳)

یک بیان دیگر برای $\frac{\Delta u}{U_e}$ در معادله (۴۱-۳) آورده شده است.

۳-۳-۴- سرعت ونوسانات سرعت:

به مانند نمودار (۳-۳) می توان تنشهای رینولدز نرمال^۲ و تنشهای برشی رینولدز^۳ را نیز بر روی

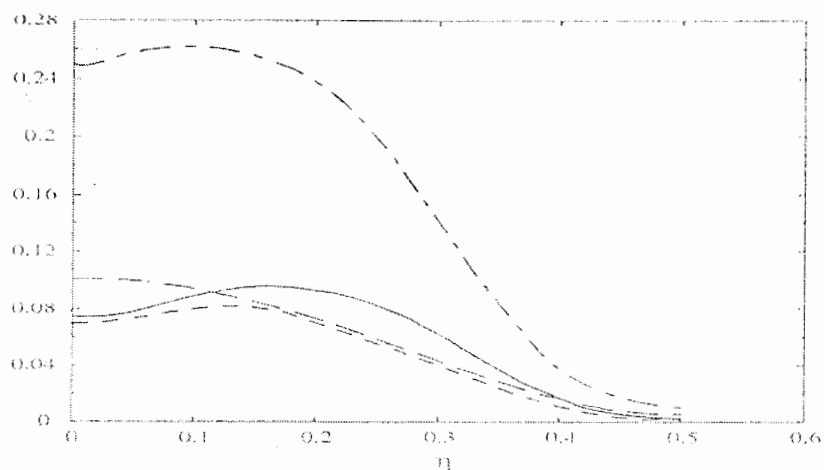
نمودارها بر حسب η آورد که در شکل (۴-۳) و (۵-۳) نشان داده شده است.

که فرمول تئوری تنشهای برشی رینولدز به صورت زیر از معادله های قبلی بدست می آید:

$$\frac{\overline{uv}}{(\Delta U)^2} = -\frac{\eta}{2.204 C_D} e^{-R\eta^2/4}$$

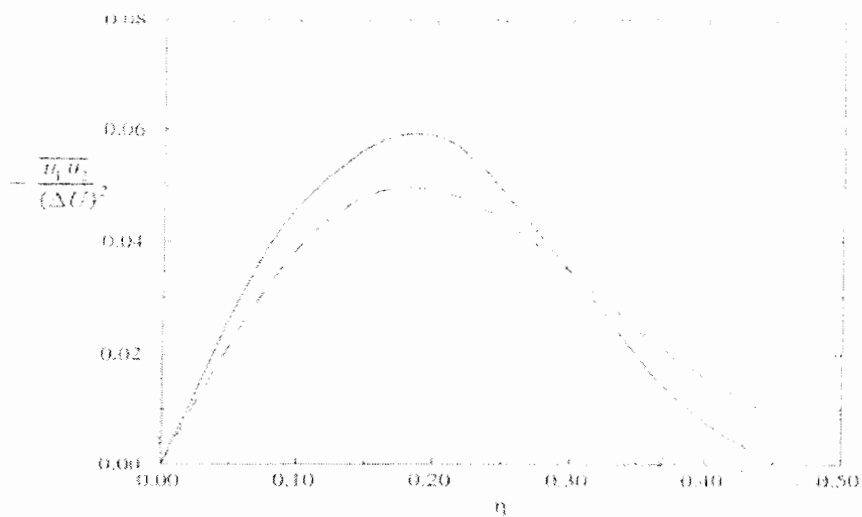
: (۴۴-۳)

Drag .^۱
Normal Reynolds Stress .^۲
Reynolds Shear Stress .^۳



شکل (۳-۴): تنشهای رینولدز نرمال برای یک سیلندر متقارن. $x/d=500, 650, 800, \text{ and } 950$ ، $\frac{\overline{u^2}}{(\Delta u)^2}$ ، —

$$\text{Ref}[18]. \frac{2k}{(\Delta u)^2}, \text{---}; \frac{\overline{w^2}}{(\Delta u)^2}, \text{---}; \frac{\overline{v^2}}{(\Delta u)^2}, \text{---}$$



شکل (۳-۵): تنش برشی رینولدز برای یک سیلندر متقارن در جریان ناشی از Wake ; $R_d = 1360$ ، --، نمودار

فیت شده بر روی ایستگاههای $x/d=500, 650 \text{ and } 800$ ، معادله (۳.۴۴). Ref [18].

۳-۴- حل خود تشابهی در جریان توربولانسی جت:

مانند آنچه در جریان Wake داشتیم تابعی بنام $f(\eta)$ تعریف می کنیم که برابر است با:

$$\frac{\bar{U}}{\Delta U} = f(\eta)$$

(۳-۴۵):

که $\eta = y/\ell$ و ℓ و ΔU به x وابسته هستند و $\Delta U = \bar{U}_c$ که همان سرعت خط مرکزی است. تنشهای رینولدز و سرعتهای استاتیکی بالا از میدان توربولانسی احتیاج به یک حالت خود تشابهی دارد.

در آنالیز جت صفحه ای یک تابع جریانی به نام $\psi(x, y)$ تعریف میکنیم:

$$\psi = \ell \Delta U F(\eta) \quad (۳-۴۶):$$

که $F(\eta)$ یک تابع تشابه است و ضریب $\ell \Delta U$ انتخابی برای سازگاری بعدی می باشد و داریم:

$$\bar{U} = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad \text{و} \quad \bar{V} = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$$

(۳-۴۷):

همچنین داریم:

$$F'(\eta) = f(\eta) \quad : (48-3)$$

از معادله (47-3) داریم:

$$\bar{V} = -\frac{d(\ell\Delta U)}{dx}F + \Delta U \frac{d\ell}{dx}\eta F' \quad : (49-3)$$

و با قرار دادن این نتایج در معادله (5-3) معادله زیر بدست می آید:

$$\frac{\ell}{\Delta U} \frac{d(\Delta U)}{dx} (F'^2 - FF'') - \frac{d\ell}{dx} FF'' = g' \quad : (50-3)$$

که یک بار دیگر فرض می کنیم:

$$-\bar{uv} = (\Delta U)^2 g(\eta) \quad : (51-3)$$

حال می توانیم به یک حل خود تشابهی به صورت زیر دست پیدا کنیم:

$$\frac{d\ell}{dx} = \alpha \quad : (52-3)$$

$$\frac{\ell}{\Delta U} \frac{d(\Delta U)}{dx} = \beta \quad : (53-3)$$

که α و β ثابت هستند . حال از معادله (۵۲-۳) داریم :

$$\ell = a(x - x_0) \quad (54-3)$$

و از معادله (۵۳-۳) داریم :

$$\Delta U = c(x - x_0)^m \quad (55-3)$$

که c ثابت و حال باید m را برای جریان جت بدست آوریم :

حال باید از معادله انتگرال مومنتم (۷-۳) ، برای بدست آوردن m برای جت با عوض کردن حدود

انتگرال آن به η و با استفاده از معادله (۴۵-۳) و (۴۸-۳) و با دانستن این که $U_c = 0$ است ، داریم :

$$\frac{d}{dx} (\ell \Delta U^2 \int_{-\infty}^{+\infty} F^2 d\eta) = 0 \quad (56-3)$$

بعد از قرار دادن مقادیر ℓ و ΔU از معادلات (۵۴-۳) و (۵۵-۳) ، خواهیم داشت $1+2m=0$ بنابراین

$m=-1/2$ برای جت بدست می آید ، بنابراین :

$$\Delta U = c(x - x_0)^{-1/2} \quad (57-3)$$

نتیجه مهمی که می توان گرفت این است که ℓ با فاصله پایین دست جریان^۱ به صورت خطی رشد می کند ، در صورتی که سرعت خط مرکزی با توان $1/2$ - از x کاهش میابد . این نتایج نشان می دهد که عدد رینولدز یعنی $Re_\ell = \frac{\Delta U \ell}{\nu}$ با توان $1/2$ از $(x - x_0)$ افزایش پیدا می کند .

۳-۴-۱- سرعت متوسط :

به مانند جریان Wake معادله (۳-۵۰) معادله ای است که بوسیله آن فرم تشابهی را برای میدان سرعت متوسط بدست می آوریم .

فرض می کنیم که \overline{uv} می تواند با قانون گرادیان مدل شود و داریم:

$$g' = \frac{1}{R_\ell} F'''$$

: (۳-۵۸)

$$R_\ell = \frac{\Delta U \ell}{\nu}$$

که (۳-۵۹):

با قرار دادن روابط (۳-۵۲) ، (۳-۵۴) ، (۳-۵۷) و (۳-۵۸) در معادله (۳-۵۰) داریم :

^۱ Down stream .

$$\frac{\alpha}{2}(FF'' + F'^2) + \frac{1}{R_1}F''' = 0$$

: (۶۰-۳)

برای این معادله یک حل تشابهی نیاز است و باید R_1 ثابت باشد و برای اینکه R_1 ثابت باشد معادله

$$v_1 \approx \sqrt{x - x_0} \quad (۵۹-۳)$$

شرایط مرزی برای حل این معادله، چون درجه سوم می باشد نیاز به سه شرط مرزی دارد:

$$F(0)=0 \quad \text{i}$$

$$F'(0)=1 \quad \text{از تعریف } \Delta U \quad \text{ii}$$

iii. آخرین شرط مرزی عبارت است از $\lim_{\eta \rightarrow \infty} F'(\eta) = 0$ ، از آنجاییکه سرعت در فاصله دور از

خط مرکزی در جت صفر می باشد. $\eta \rightarrow \infty$

بعد از دو بار انتگرال گیری از معادله (۶۰-۳) و به کار بردن شرایط مرزی داریم:

$$R^2 + \frac{4}{\alpha R_1}(F' - 1) = 0$$

: (۶۱-۳)

این یک مثال از معادله ریکاتی^۱ [4] می باشد که حل آن بدین صورت می باشد:

^۱ Riccati equation.

$$F(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\alpha R_t}} \tanh\left(\frac{\sqrt{\alpha R_t}}{2} \eta\right) \quad (62-3)$$

با مشتق گرفتن از معادله بالا و قرار دادن آن در معادله (3،45) به رابطه زیر خواهیم رسید:

$$\bar{U} = \Delta U \left[1 - \tanh^2 \left(\eta \frac{\sqrt{\alpha R_t}}{2} \right) \right] \quad (63-3)$$

اولین نتیجه بوسیله گرتلر¹ بدست آمد. مقادیر تشابهی η به پارامتر دلخواه α در سر تا سر l بستگی دارد.

برای راحتی امکان دارد که فرض شود $\alpha = \frac{4}{R_t}$ است و به همین دلیل معادله (63-3) به معادله زیر تبدیل می شود:

$$\bar{U} = \Delta U (1 - \tanh^2 \eta) \quad (64-3)$$

$$\eta = \frac{y R_t}{4(x - x_0)}$$

که (65-3):

می باشد.

Gortler.¹

با توجه به معادله (۶۴-۳) و (۵۷-۳) درمیابیم که \bar{U} به دو پارامتر R_f و C وابسته است .

در بحثهای گذشته ما جریان مومنوم (M) را بدست آوردیم که با قرار دادن (۶۴-۳) در معادله (۸-۳)

و انتگرال گیری میتوانیم M را بدست آوریم .

و مقدار C برابر است با :

$$c = \left(\frac{3MR_f}{16\rho} \right)^{1/2}$$

(۶۶-۳) :

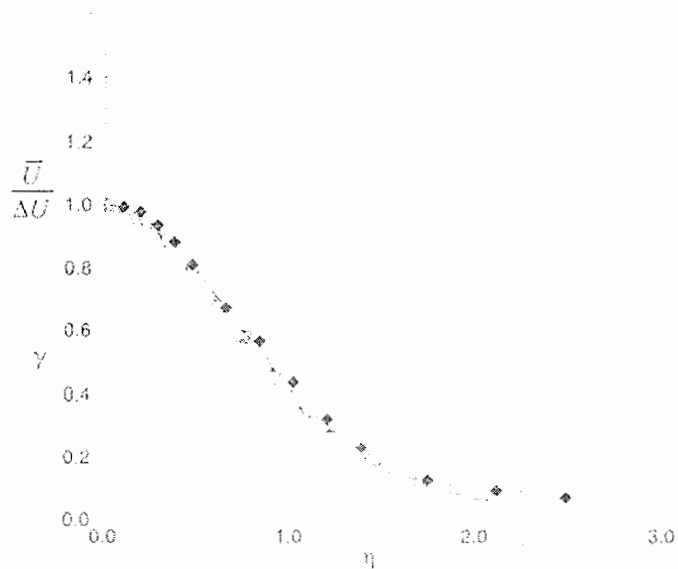
شکل (۶-۳) پروفیلی از سرعت متوسط تقسیم بر ΔU را نشان می دهد که در شش مکان از x/d بین

47 تا 155 جریان اندازه گیری شده است و نیز به صورت تئوری نیز از فرمول (۶۴-۳) با در نظر

گرفتن $\eta = \frac{y}{x-x_0}$ که یعنی پارامتر دلخواه α را برابر ۱ در نظر گرفته ایم نشان می دهد و همان

طور که می بینیم پروفیل تئوری با تجربی کاملاً مطابقت داشته تا جایی که Intermittency نقش بازی

می کند .



شکل (۳-۶): پروفیل سرعت متوسط برای جت صفحه ای توربولانس در $Re_d = 3.4 * 10^4$ ، در ایستگاههای

Ref[6]. معادله (۳،۶۴)، —؛ $x/d=47,65,85,103,125,155$

۳-۴-۲- سرعت و نوسانات سرعت :

شکل (۳-۷) اختلافی از نوسانات مؤلفه های سرعت برای جت صفحه ای توربولانسی در

$Re_d = 3.4 * 10^4$ و $x/d=101$ نشان می دهد و همان طور که می بینیم پیک اتفاق افتاده در

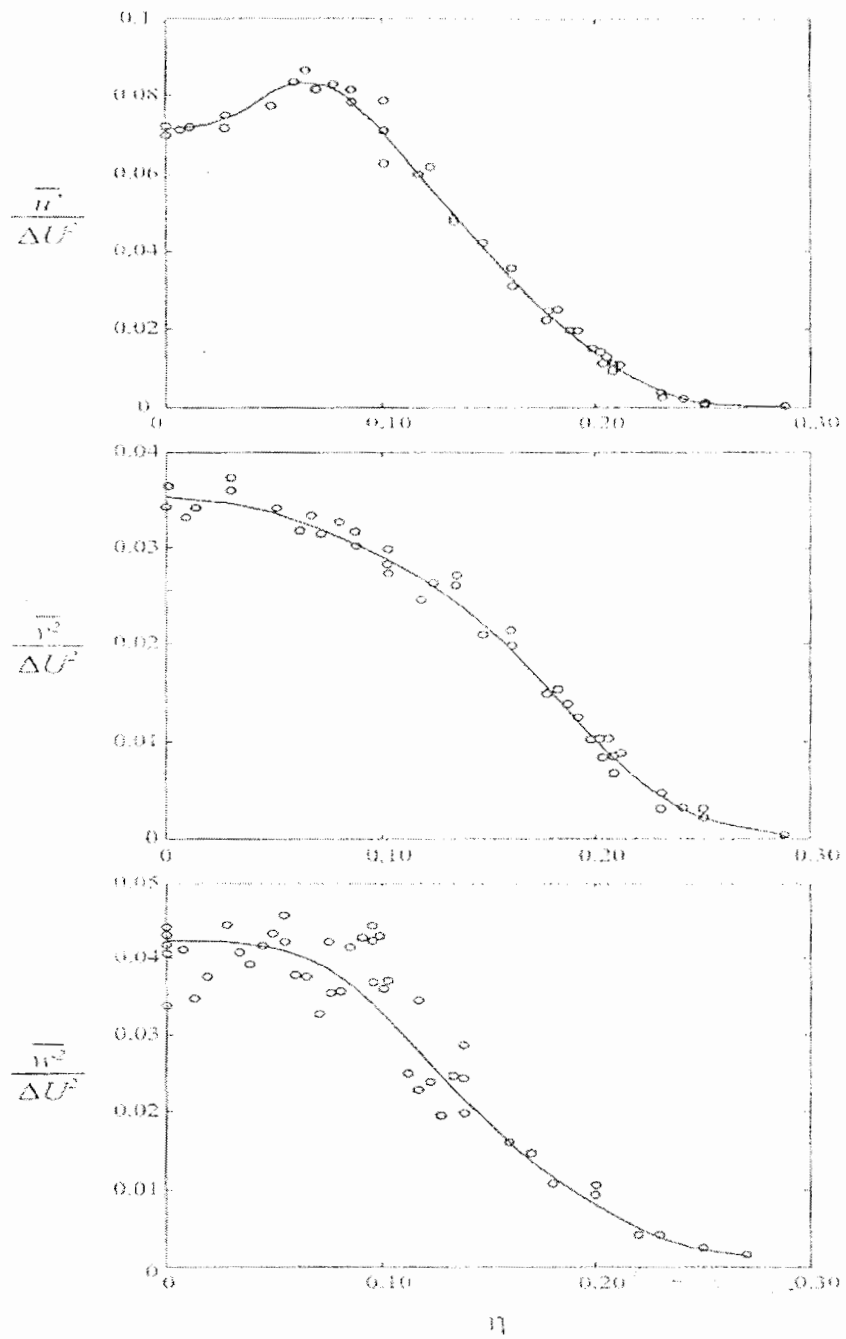
بیشتر می باشد و در هر سه نمودار همانطور که مشاهده می شود در $\eta \geq 0.3$ ارزشهای سه

مؤلفه سرعت برابر با صفر است که تقریباً در فاصله 2.5ℓ از خط مرکزی جت قرار دارد در این تابع

Intermittency، γ به نزدیکی صفر کاهش میابد .

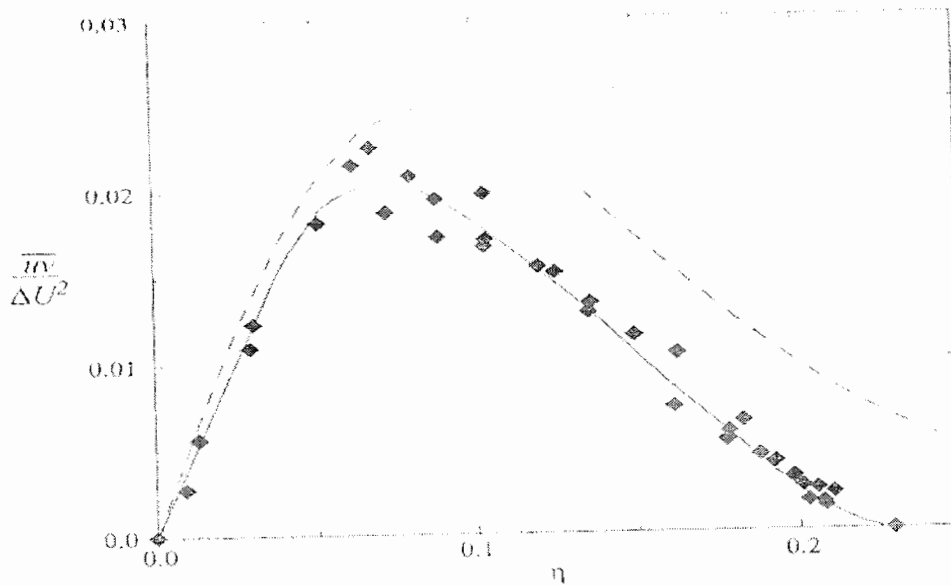
برای $\eta \leq 0.15$ یعنی تقریباً در فاصله 1.3ℓ از خط مرکزی جت $\gamma \geq 0.8$ می باشد و جریان همیشه

توربولانس می باشد .



شکل (۷-۳): اختلافی از نوسانات مؤلفه های سرعت در $R_d = 3.4 * 10^4$ و $x/d=101$ ؛ —، بهترین منحنی

گذرانده شده بر خروجیها [6] Ref



شکل (۳-۸): توزیع تنش برشی رینولدز برای جت صفحه ای توربولانسی در $Re = 3.4 * 10^4$ و $x/d=101$; —، بهترین منحنی فیت شده: ---، معادله (۳-۶۷). Ref [6]

۳-۵- لایه مختلط اغتشاشی^۱:

لایه مختلط توربولانسی وقتی رخ می دهد که دو جریان موازی با متوسط سرعت مخالف هم حرکت کنند و یکی از آنها دارای عدد رینولدز بالایی باشد. این نمونه جریان در بسیاری از کاربردهای مهندسی بکار می رود به مانند توربوماشین ها و به همین دلیل لایه مختلط توربولانسی بسیار مورد مطالعه قرار گرفته است.

^۱ Turbulent mixing layer.

۳-۵-۱- خود تشابهی در لایه مختلط :

آنالیز خود تشابهی در Mixing layer مراحل اولیه شیبه Jet و Wake دارد. معادله (۳-۵) برای بدست

آوردن چگونگی تشابه و پیشگویی کردن کارکترهای متوسط جریان استفاده می شود.

برای یک لایه مختلط با متوسط های جریان \bar{U}_1 و \bar{U}_2 که اندیسهای h و l نشان دهنده زیاد و کم می

باشند. یک فرم تشابهی را برای تابع جریان فرض می کنیم:

$$\psi = \ell U_m F(\eta) \quad (۳-۶۸):$$

که:

$$U_m = (\bar{U}_h + \bar{U}_l) / 2 \text{ و } \eta = \frac{y}{\ell}$$

(۳-۶۹):

متغیرهای تشابهی هستند.

در این مورد:

$$\bar{U} = U_m F'(\eta) \quad (۳-۷۰):$$

$$\overline{uv} = -U_m^2 g(\eta) \quad (۳-۷۱): \text{ و فرض میکنیم که}$$

باشد، حال از معادله (۳-۵) داریم:

$$\frac{d\ell}{dx} FF'' + g' = 0 \quad : (72-3)$$

به مانند جریان جت معادله (72-3) این مطلب را می رساند که برای بدست آوردن یک حل تشابهی، ℓ باید وابستگی خطی به X داشته باشد، یعنی:

$$\ell(x) = \alpha(x - x_0) \quad : (73-3)$$

که α یک ثابت است.

با فرض مدل ویسکوزیته گردابه ثابت از معادله (58-3)، معادله (72-3) به معادله زیر تبدیل می شود:

$$F''' + R_l \alpha FF'' = 0 \quad : (74-3)$$

$$R_l = \frac{U_m \ell}{\nu_l} \quad : (75-3) \text{ که}$$

می باشد.

شرایط مرزی برای حل معادله (74-3) عبارت است از:

$$F'(\pm\infty) = 1 \pm \lambda \quad : (76-3)$$

$$\lambda = \frac{\Delta U}{2U_m} \quad \text{که (77-3) :$$

$$\Delta U = \overline{U_h} - \overline{U_l} \quad \text{و (78-3) :$$

می باشد. معادله (74-3) فرمی از معادله لایه مرزی بلازیوس¹ کلاسیک برای لایه مرزی گرادیان فشار صفر می باشد. فقط شرایط مرزی آن متفاوت می باشد. [2]

3-5-2- سرعت متوسط در لایه مختلط :

در مورد جریان لایه مرزی معادله (74-3) فرم بسته ای برای حل ندارد با وجود این یک حل تقریبی برای آن می توان، وقتی که λ کوچک است، اعمال کرد. این مستلزم این است که فرض کنیم، F از یک سری توانی با پارامتر کوچک λ تبعیت می کند یعنی این که :

$$F(\eta) = \eta + \lambda F_1(\eta) + \lambda^2 F_2(\eta) + \dots \quad : (79-3)$$

که باید تابعهای F_1 و F_2 ... را بدست آوریم.

¹ Blasius.

از معادله (۷۰-۳) نیز داریم:

$$\bar{U} = U_{\infty} + U_{\infty} \lambda F_1'(\eta) + U_{\infty} \lambda^2 F_2'(\eta) + \dots \quad (80-3)$$

با قرار دادن معادله (۷۹-۳) در معادله (۷۴-۳) و مرتب کردن آن بر حسب توانهای مختلف از λ

معادله هایی برای F_1 و F_2 و... بدست می آید که پایین ترین درجه از توان λ این را می رساند که:

$$F_1''' + \alpha R_t \eta F_1'' = 0 \quad (81-3)$$

که یک معادله بسته برای F_1 می باشد، با گرفتن یک انتگرال از دو طرف این معادله داریم:

$$F_1'' = C e^{-\frac{\alpha R_t \eta^2}{2}} \quad (82-3)$$

که C ثابت دلخواه است.

ثابت دلخواه α در این جا مناسب است که به صورت زیر در نظر گرفته شود:

$$\alpha R_t = 2 \quad (83-3)$$

در این صورت داریم:

$$\eta = \frac{R_t}{2} \frac{y}{x - x_0} \quad (84-3)$$

$$F_1'' = C e^{-\eta^2} \quad (85-3) \text{ و}$$

اگر معادله (۷۹-۳) را بدین صورت در نظر بگیریم که :

$$F = \eta + \lambda F_1 \quad : (۸۶-۳)$$

شرایط مرزی (۷۶-۳) به شرایط مرزی زیر تبدیل می شود :

$$F_1'(\pm \infty) = \pm 1 \quad : (۸۷-۳)$$

حال با انتگرالگیری از معادله (۸۵-۳) و با در نظر گرفتن شرایط مرزی (۸۷-۳) به رابطه زیر خواهیم

رسید :

$$F_1' = \operatorname{erf} \eta \quad : (۸۸-۳)$$

$$\operatorname{erf} \eta = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\eta} e^{-\xi^2} d\xi$$

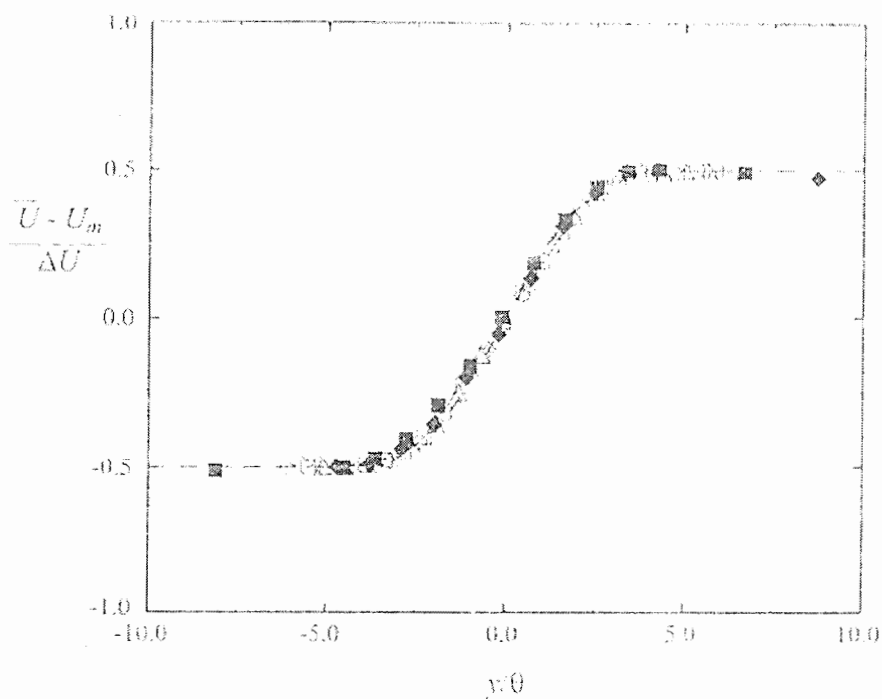
که (۸۹-۳) :

یک تابع خطا است .

در انتها از معادله (۸۰-۳) داریم :

$$\bar{U} \approx U_m \left(1 + \frac{\Delta U}{2U_m} \operatorname{erf} \eta \right) \quad : (9-3)$$

که از ترمهای بالا صرفنظر شده است .



شکل (9-3): پروفیل توزیع سرعت متوسط برای لایه مختلط [11] Ref

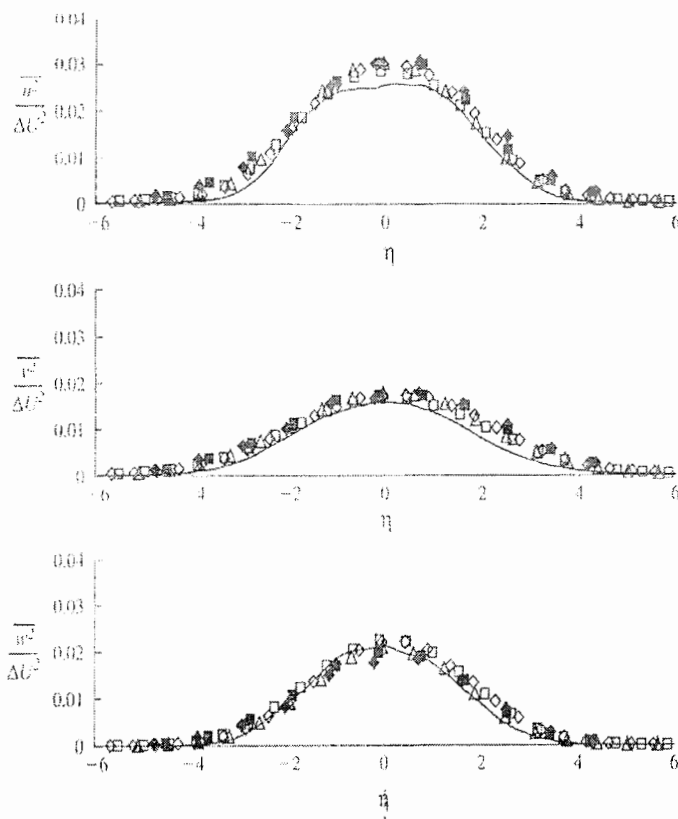
۳-۵-۳- سرعت و نوسانات سرعت :

تنشهای رینولدز نرمال مقیاس شده با $(\Delta U)^2$ به صورت تجربی اندازه گرفته شده در شکل (3-10)

آورده شده است . متغیرهای تشابهی در این شکل یعنی η برابر است با y/θ که برابر است با

$$\frac{\theta}{l} = 1/4 \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - \text{erf}^2 \eta) d\eta \quad (3-91):$$

Max اختلاف در این نمودارها در $\eta = 0$ رخ داده است که نقطه انحنای پروفیل سرعت متوسط و گرادینان Max است.



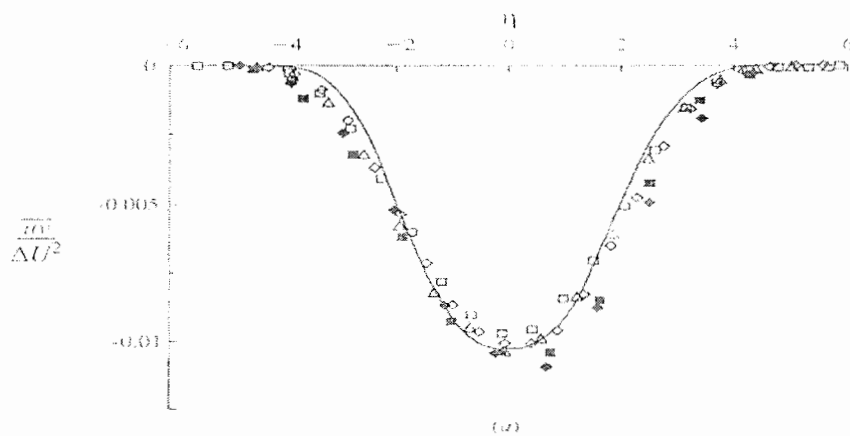
شکل (3-10): توزیع اختلاف نوسانات سرعت در لایه مختلط دو جریانی [11] Ref

در شکل (3-11a) توزیع تنش برشی رینولدز همراه با ویسکوزیته توربولانسی یعنی $\nu_t = \frac{-\overline{uv}}{(\frac{dU}{dy})}$ بر

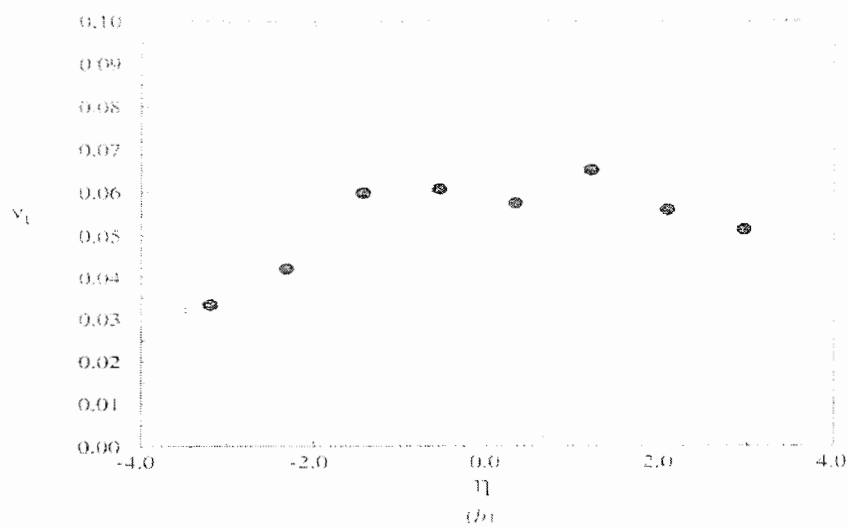
حسب η آورده شده است که مطابقت داده های تجربی با تئوری را بخوبی در آن می بینیم.

در بخش مرکزی از لایه مختلط ، همان طور که در شکل (۳-۱۱b) دیده می شود ، بد نیست که

ویسکوزیته توربولانسی را ثابت در نظر بگیریم . ($\eta = \pm 3$)



شکل (۳-۱۱a): توزیع تنش برشی رینولدز بر حسب η [11] Ref



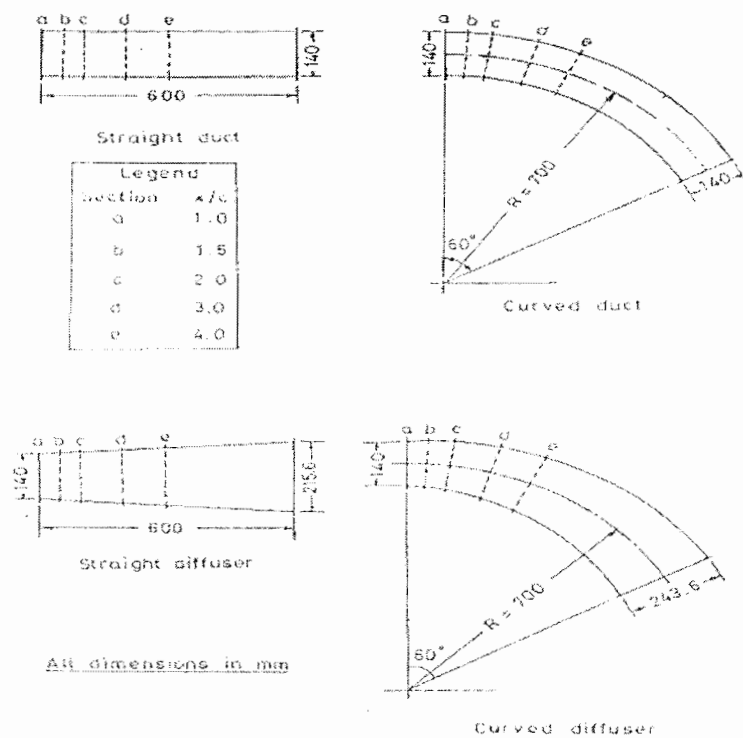
شکل (۳-۱۱b): توزیع ویسکوزیته توربولانسی بر حسب η [11] Ref

فصل چهارم - خود تشابهی سرعت متوسط Wake در چهار حالت مختلف جریان:

در این فصل با استفاده از داده‌های تجربی موجود [1] Ref برای سرعت متوسط در چهار حالت مختلف جریان که عبارتند از:

۱. جریان در حالت مستقیم بدون گرادیان فشار معکوس و خمیدگی (Straight duct)
۲. جریان در حالت مستقیم با گرادیان فشار معکوس (Straight diffuser)
۳. جریان در حالت خمیدگی بدون گرادیان فشار معکوس (Curve duct)
۴. جریان در حالت خمیدگی با گرادیان فشار معکوس (Curve diffuser)

همچنین برای آشنایی بیشتر شرایط آزمایش در چهار حالت مختلف جریان در تونل باد و محل‌های اندازه‌گیری داده‌ها نسبت به ایرفویل در شکل زیر (A) آمده است.



شکل A: حالت‌های مختلف جریان در تونل باد و محل‌های اندازه‌گیری داده‌ها

به بررسی پروفیل‌های خودتشابهی سرعت متوسط برای Wake ناشی از ایرفویل NACA 0012 می‌پردازیم.

پردازیم.

۴-۱- پروفیل سرعت متوسط در چهار حالت مختلف جریان:

شکل ۴-۱ پروفیل سرعت متوسط را برای چهار حالت مختلف جریان بر حسب سرعت آزاد هوا در مختصات بدون بعد نشان می‌دهد که با دقت در شکل درمی‌یابیم که سرعت متوسط در چهار ایستگاه مختلف $x/c = 1, 1.5, 2, 3$ & 4 اندازه‌گیری شده و با توجه به شکل می‌بینیم که پروفیل مربوط به

جریانهای حالت ۱ و ۳ تقریباً بر روی هم و پروفیل‌های مربوط به حالت‌های ۲ و ۴ نیز بر روی هم قرار دارند و نکته دیگری که از این شکل پیداست این است که خمیدگی در خط جریان باعث می‌شود که پروفیل U/U_{ref} دارای گرادیان در خارج لایه برشی باشد و به مانند جریانهای ۱ و ۲ که بدون خمیدگی هستند، به صورت متقارن در دیواره داخلی و خارجی نباشند و به همین دلیل مقدار U/U_{ref} برای دیواره داخلی بیشتر از دیواره خارجی در جریانهای نوع ۳ و ۴ می‌باشند و پروفیل U/U_{ref} در این جریانها نامتقارن می‌باشند.

نکته دیگری که از این شکل پیداست این است که، در ایستگاههای بالاتر تأثیر گرادیان فشار معکوس و خمیدگی در خط جریان بهتر دیده می‌شود و این به دلیل آن است که در ایستگاههای پایین بخصوص $x/c=1$ اثر گرادیان فشار معکوس و خمیدگی در خط جریان به طور کامل روی جریان اثر نگذاشته و این اثر در ایستگاههای بالاتر بیشتر است.

۴-۲- پروفیل‌های Velocity defect :

ما برای دستیابی به پروفیل‌های خودتشابهی در چهار حالت مختلف جریان نیاز به پروفیل‌های ΔU (Velocity defect) در چهار حالت مختلف جریان داریم.

که با استفاده از داده‌های تجربی U/U_{ref} ، ΔU را برای چهار حالت مختلف جریان در ایستگاههای مختلف ۱ تا ۵ بدست آورده و با رسم پروفیل‌های آنها در شکل ۴-۲ می‌بینیم که گرادیان فشار معکوس تأثیر مستقیمی در افزایش Velocity defect دارد و این به وضوح در شکل ۴-۲ قابل رؤیت می‌باشد.

همچنین می بینیم که پروفیل‌های ΔU با $x^{-1/2}$ نسبت مستقیم دارند و این دلالت بر درستی پروفیل‌های موجود برای ΔU دارد. Ref [8]

ما میدانیم که هر چه ΔU کمتر باشد Wake ما زودتر از بین می رود و به همین دلیل گرادیان فشار معکوس با توجه به پروفیل‌های موجود تأثیر بسیار زیادی بر این موضوع دارد و باعث می شود که Wake دیرتر از بین برود.

۳-۴- پروفیل‌های Half-widths :

شکل ۳-۴ مقدار Half-width (L) متوسط را برای چهار حالت مختلف جریان نشان می دهد. برای حالت‌های جریان ۳ و ۴ که خمیدگی در خط جریان نداریم، برای قسمت دیواره داخلی با خارجی تفاوت دارد و به همین دلیل ما آن را به صورت متوسط در نظر می گیریم. با توجه به شکل ۳-۴ در میابیم که Half-width برعکس Velocity defect سیر صعودی دارد و این امری بدیهی می باشد به دلیل آنکه هر چه ΔU کم شود، L افزایش میابد. و همچنین شکل ۳-۴ بهترین پروفیل گذرانده شده از داده های L را برای چهار حالت مختلف جریان نشان میدهد که آنها با $x^{1/2}$ نسبت مستقیم دارند و این دلالت بر درستی پروفیل‌های موجود برای L دارد. Ref [8]

و دوباره در این شکل تأثیر گرادیان فشار معکوس و خمیدگی در خط جریان را در مقدار Half-width می بینیم و متوجه خواهیم شد که گرادیان فشار معکوس باعث افزایش L و بر عکس Curvature باعث کاهش آن می شود.

۴-۴-- پروفیل‌های خودتشابهی سرعت متوسط برای چهار حالت مختلف

جریان:

حال با داشتن پروفیل U/U_{ref} و همچنین ΔU برای چهار حالت مختلف جریان، اقدام به حل

خودتشابهی برای این چهار حالت می‌نماییم.

۴-۴-۱- پروفیل Self-similar برای جریان حالت اول:

در این حالت بدلیل مقارن بودن پروفیل U/U_{ref} پروفیل خودتشابهی را برای یک دیواره در شکل

۴-۴ رسم نموده ایم.

با توجه به شکل ۴-۴ درمیابیم که پروفیل موجود به صورت $Y = e^{-780.2^2}$ کاملاً Self-similar بوده

و ما از این پروفیل موجود می‌توانیم برای همه ایستگاهها استفاده نماییم.

۴-۴-۲- پروفیل Self-similar برای جریان حالت دوم:

در این حالت از جریان نیز با توجه به شکل ۴-۵ درمیابیم که بدلیل تقارن موجود در پروفیل

U/U_{ref} برای این حالت از جریان پروفیل خودتشابهی موجود به خوبی جواب میدهد و با استفاده از

این روش ما می‌توانیم داده h ‌ای سرعت متوسط موجود را در ایستگاههای مختلف در حالت جریان

مستقیم با گرادیان فشار معکوس Self-similar کنیم.

۴-۳-۴- Self-similar برای جریان حالت سوم و چهارم :

در این دو حالت از جریان که جریان دارای خمیدگی است با توجه به شکل‌های ۴-۶ الی ۴-۹ در میابیم پروفیل‌های خودتشابهی موجود با استفاده از این روش به خوبی جواب نمیدهند و این پروفیلها از تقریباً $\eta=0.06$ به بعد دارای پراکندگی داده‌ها می‌باشند (در دیواره داخلی و خارجی).

این به دلیل گرادیان موجود در خارج لایه برشی برای پروفیل‌های U/U_{ref} میباشد و به همین دلیل ما نمی‌توانیم از این روش برای Self-similar کردن پروفیل‌های سرعت متوسط برای این دو حالت استفاده کنیم و به همین علت ما باید با استفاده از یک روش دیگر گرادیان موجود در این پروفیلها را از بین ببریم.

۴-۵- پروفیل U/U_p برای چهار حالت مختلف جریان:

U_p که عبارت است از سرعت پتانسیل Wake، در شکل ۴-۱۰ نشان داده شده است.

ما با بدست آوردن U_p برای جریان‌هایی که خمیدگی در خط جریان وجود دارد، و با استفاده از رابطه $\frac{U}{U_p} * \frac{U_e}{U_e}$ میتوانیم گرادیان موجود در پروفیل‌های U/U_{ref} را با تبدیل کردن آنها به U/U_p از بین ببریم.

که پروفیل‌های مربوط به U/U_p را در شکل ۴-۱۱ مشاهده می‌کنیم. با توجه به شکل درمیابیم که گرادیان موجود برای حالت‌هایی از جریان که خمیدگی در خط جریان داشتیم (حالت ۳ و ۴) از بین رفته و گرادیان فشار معکوس اثر خود را بر ΔU به وضوح در این پروفیلها نشان می‌دهد.

نکته دیگری که حائز اهمیت است و از این نمودار پیداست این است که با این که گرادیان موجود در پروفیل‌های سرعت متوسط جریانهای نوع ۳ و ۴ را حذف کرده ایم ولی باز هم نامتقارن بودن این پروفیلها را برای این حالت‌های جریان در دیواره داخلی و خارجی داریم و به همین دلیل رسم پروفیل‌های خودتشابهی را برای این دو حالت جریان در دو دیواره داخلی و خارجی به طور جداگانه خواهیم داشت.

۴-۵-۱- رسم پروفیل‌های خودتشابهی برای جریان نوع ۳ و ۴ با استفاده

از پروفیل U/U_p :

حال با داشتن پروفیل‌های U/U_p برای این دو حالت مختلف جریان که عبارتند از از حالت جریان خمیده بدون گرادیان فشار (حالت سوم) و حالت جریان خمیده با گرادیان فشار معکوس (حالت چهارم) و استفاده از تابع $(U_p-U)/\Delta U$ به جای $(U_e-U)/\Delta U$ ، با دقت در شکل ۴-۱۲ الی ۴-۱۵ می بینیم که این پروفیلها به خوبی قابلیت Self-similar شدن را دارا هستند و برای مقایسه کردن این پروفیلها با هم استفاده از یک شکل نمودارهایی به صورت $Y = e^{-aX^2}$ بر روی آنها Fit کرده و با آوردن همه این پروفیلها بر روی یک شکل که شکل ۴-۱۶ میباشد به نکته های کلی زیر خواهیم رسید.

- در مواردی که خمیدگی موجود است، در یک η خاص مقدار $(U_p-U)/\Delta U$ برای دیواره

داخلی کمتر از دیواره خارجی است، یعنی در یک فاصله معین از خط مرکزی $(\pm y)$ ، U

برای قسمت دیواره داخلی بیشتر از دیواره خارجی می باشد.

- در یک η خاص مقدار $(U_p-U)/\Delta U$ (برای مواردی که خمیدگی در خط جریان نداریم) برای حالتی که گرادیان فشار داریم بیشتر از حالتی است که گرادیان فشار نداریم. بنابراین در یک فاصله مساوی از خط مرکزی جریان برای این دو حالت مقدار U برای حالتی که گرادیان فشار داریم کمتر از حالتی است که گرادیان فشار نداریم.
- نکته دیگری که از این نمودارها پیداست این است که در حالتی که خمیدگی در خط جریان داریم مقدار $(U_p-U)/\Delta U$ ، وقتی که گرادیان فشار داریم بیشتر از موقعی است که گرادیان فشار نداریم (برای دیواره داخلی و دیواره خارجی) و این امر به ما میگوید که مقدار U باز هم در یک فاصله مساوی از خط مرکزی وقتی که گرادیان فشار داریم کمتر از حالتی است که گرادیان فشار نداریم.
- بنابراین از نکات بالا به نکته کلی زیر خواهیم رسید که گرادیان فشار باعث می شود که مقدار U در یک فاصله مساوی از خط مرکزی ($+y$ or $-y$) کم شود و همچنین برای حالتی که خمیدگی در خط جریان داریم مقدار U در دیواره داخلی بیشتر از دیواره خارجی می باشد.

شکلهای فصل

چهارم

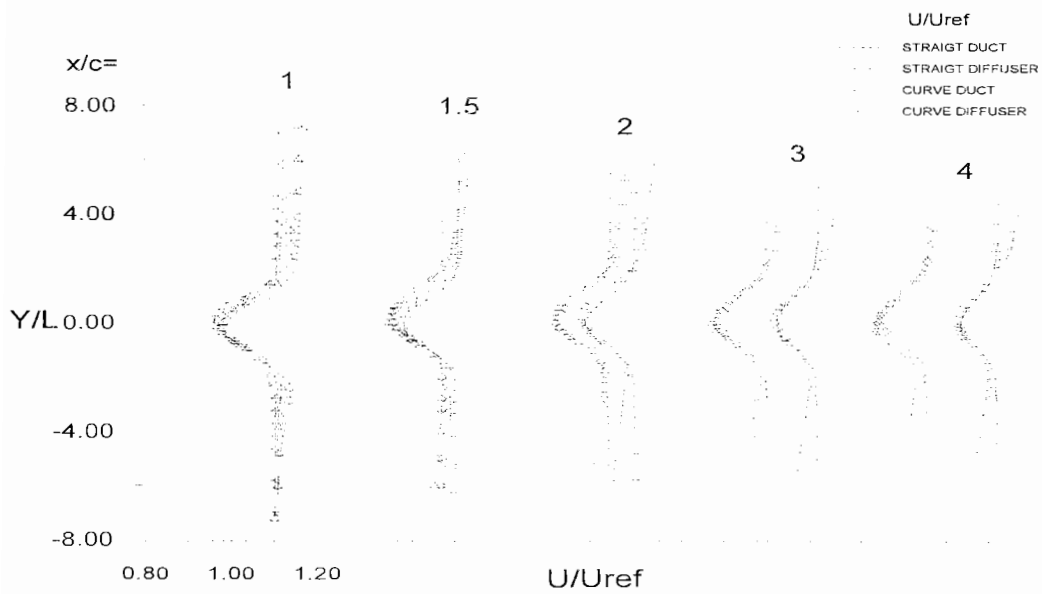


Fig 4.1: Mean Velocity Profiles, U/U_{ref} in the wake

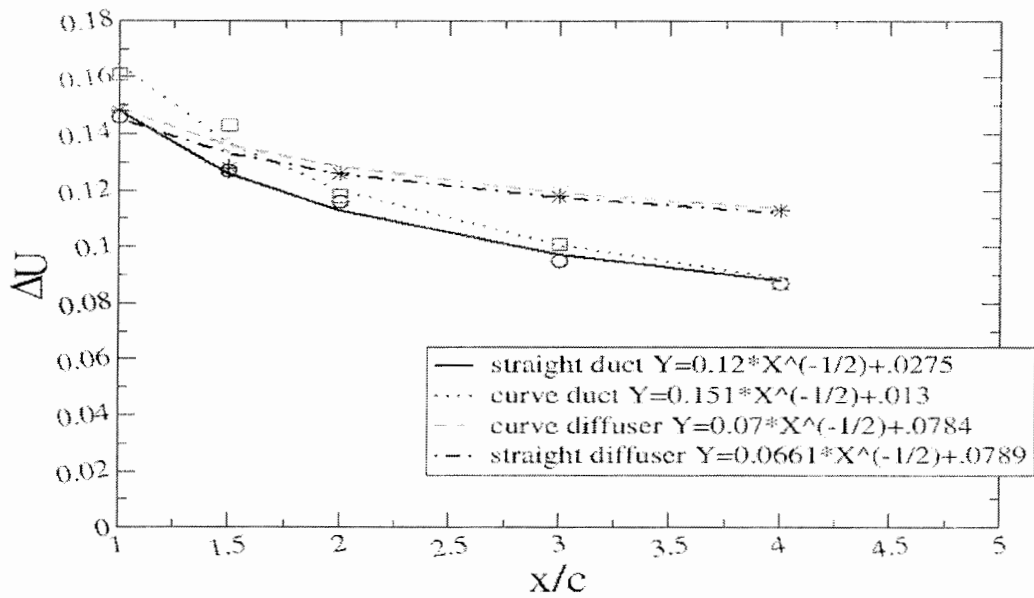


Fig.4.2: Streamwise Variation of Maximum Velocity Defect, ΔU

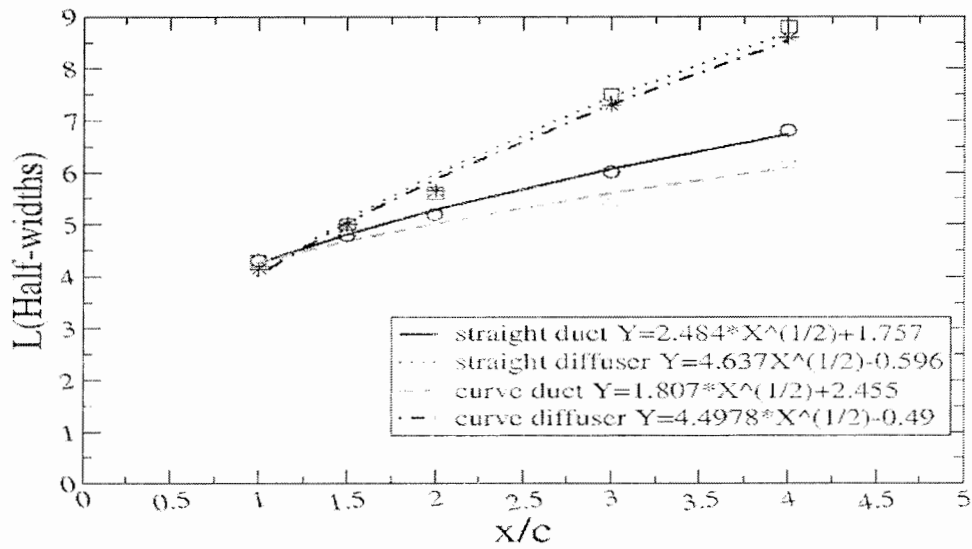


Fig.4.3: Streamwise Variation of Wake Average Half Widths, L

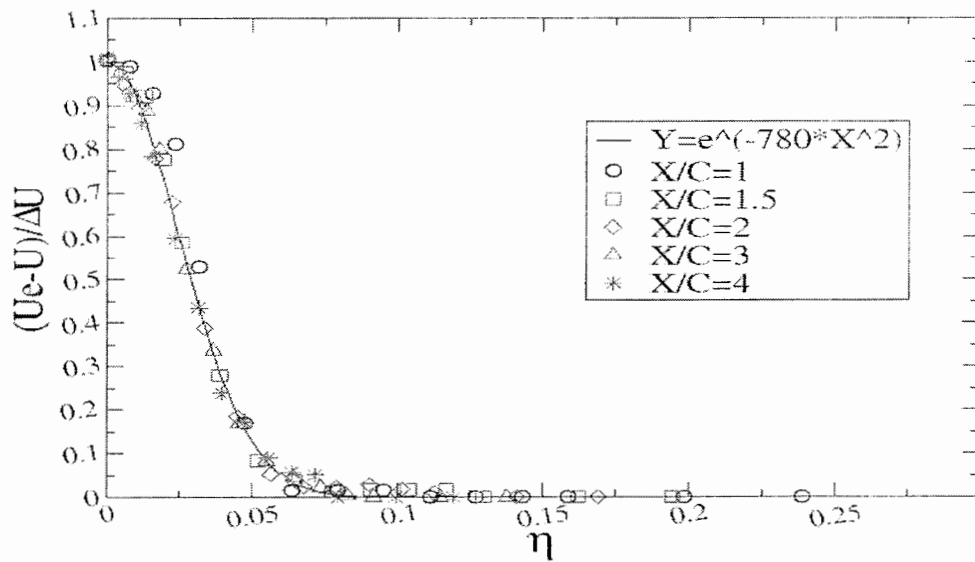


Fig.4.4: Comparison of self-similar turbulent airfoil wake mean velocity profile in straight duct
 $x_c = 1, 1.5, 2, 3$ & 4 ; $d = 0.0158$; U_c , max of mean velocity; ΔU velocity defect, $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$

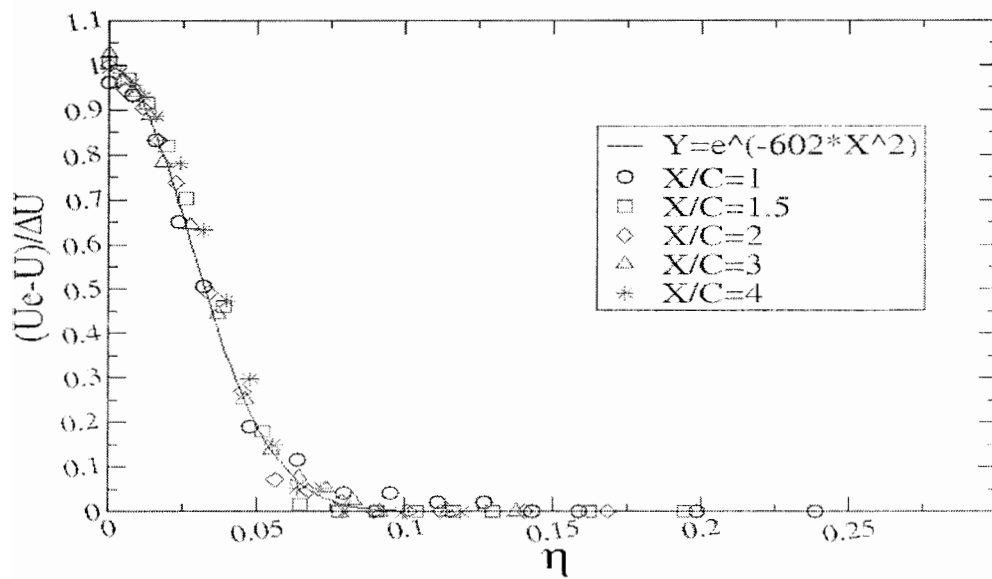


Fig.4.5: Comparison of self-similar turbulent airfoil wake mean velocity profile in straight diffuser
 $x/c = 1, 1.5, 2, 3$ & 4 ; $d = 0.0158$; U_e , max of mean velocity; ΔU , velocity defect; $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$

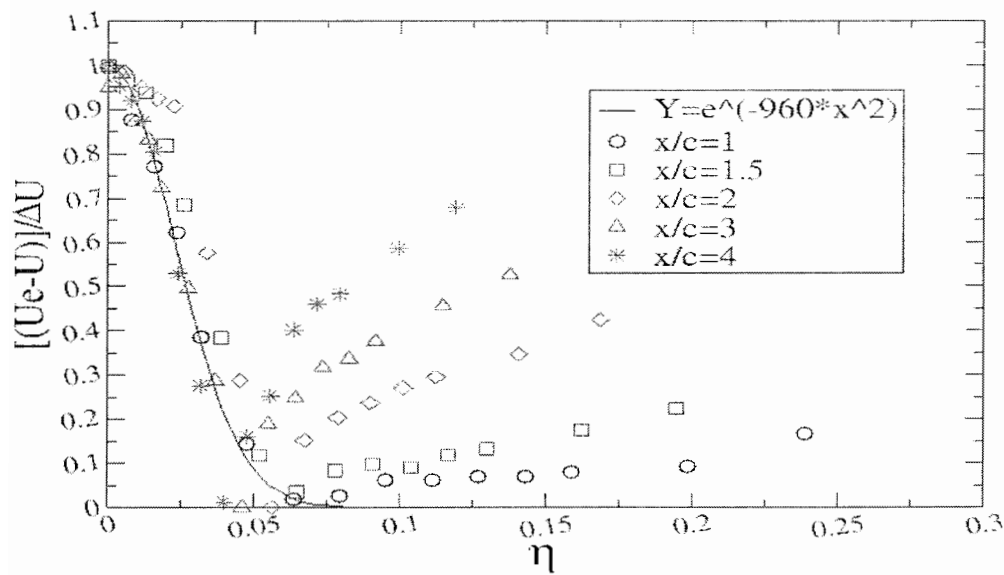


Fig.4.6: Comparison of self-similar turbulent airfoil wake mean velocity profile in curve duct(inner side)
 $x/c = 1, 1.5, 2, 3$ & 4 ; $d = 0.0158$; U_e , max of mean velocity; ΔU , velocity defect; $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$

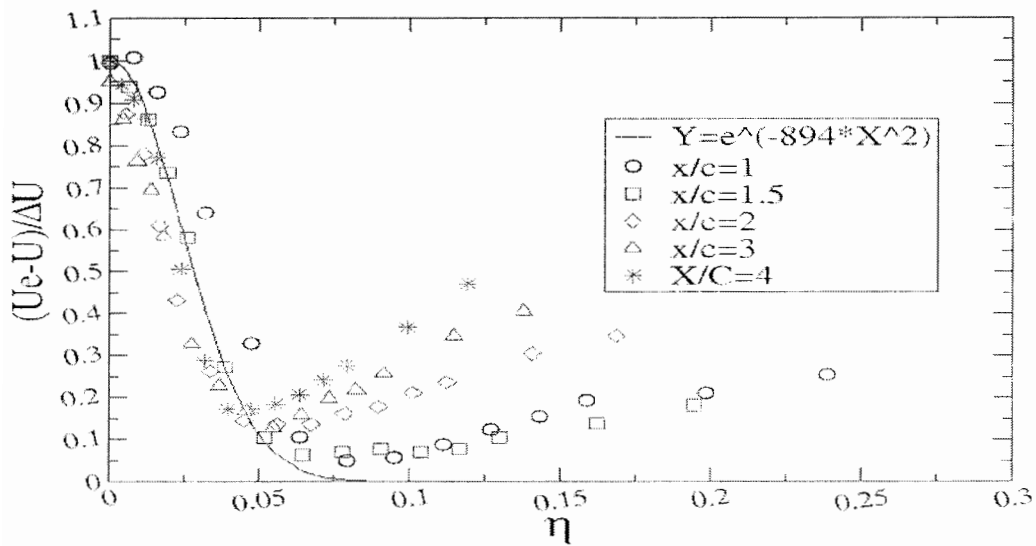


Fig.4.7: Comparison of self-similar turbulent airfoil wake mean velocity profile in curve duct(outer side) $x/c = 1, 1.5, 2, 3$ & 4 ; $d = 0.0158$; U_e , max of mean velocity; ΔU , velocity defect; $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$

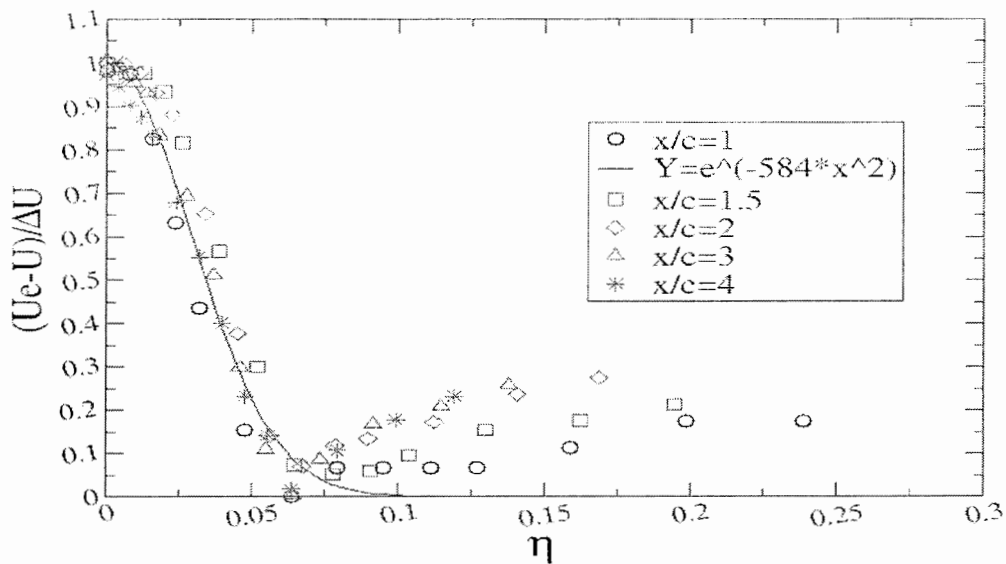


Fig.4.8: Comparison of self-similar turbulent airfoil wake mean velocity profile in curve diffuser(inner side) $x/c = 1, 1.5, 2, 3$ & 4 ; $d = 0.0158$; U_e , max of mean velocity; ΔU , velocity defect; $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$

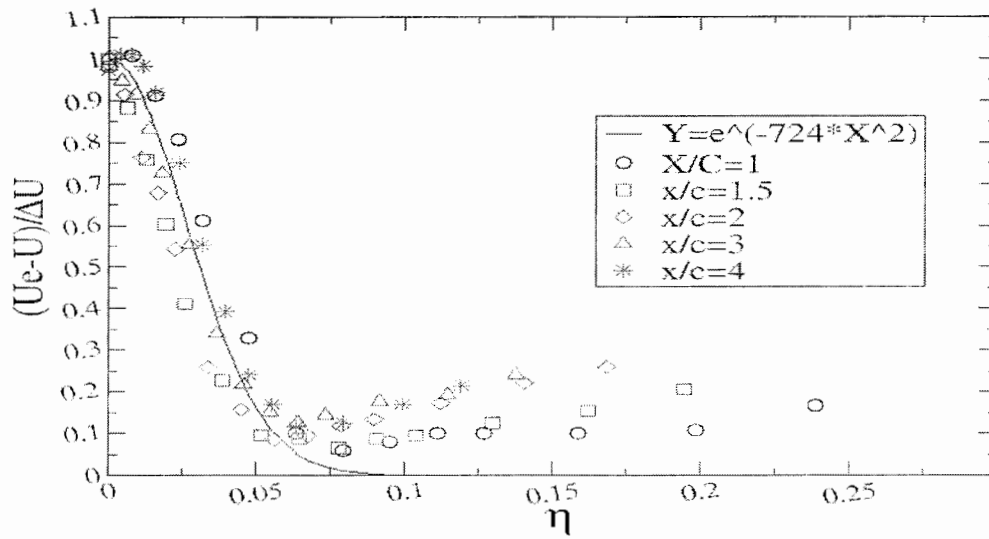


Fig.4.9: Comparison of self-similar turbulent airfoil wake mean velocity profile in curve diffuser (outer side) $x/c = 1, 1.5, 2, 3$ & 4 ; $d = 0.0158$; U_e , max of mean velocity; ΔU , velocity defect; $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$

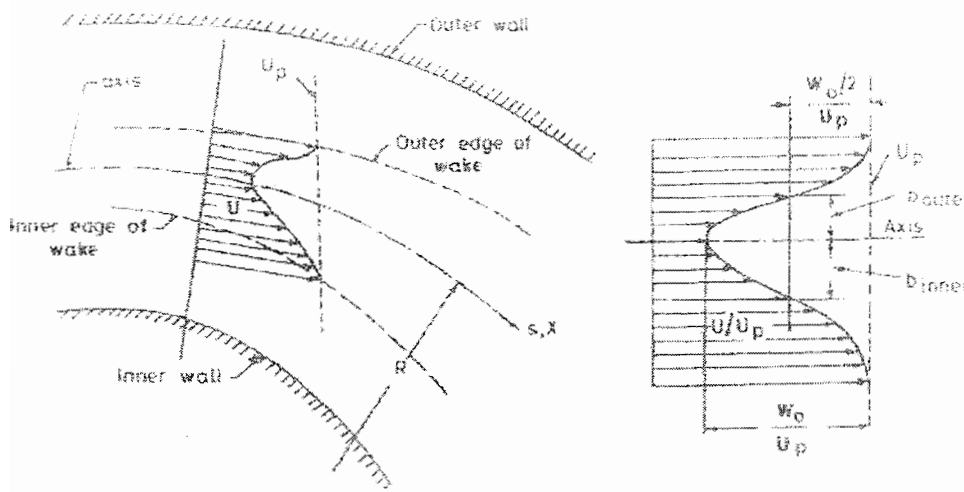


Fig.4.10: Growth of wake in the curved duct

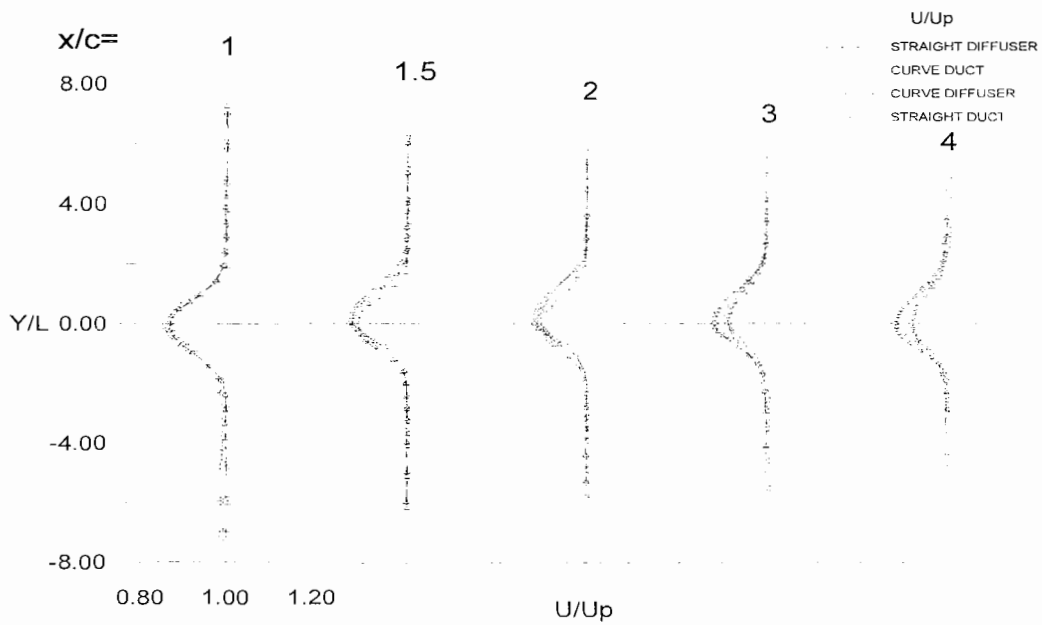


Fig.4.11: Mean Velocity Profiles, U/U_p in the wake

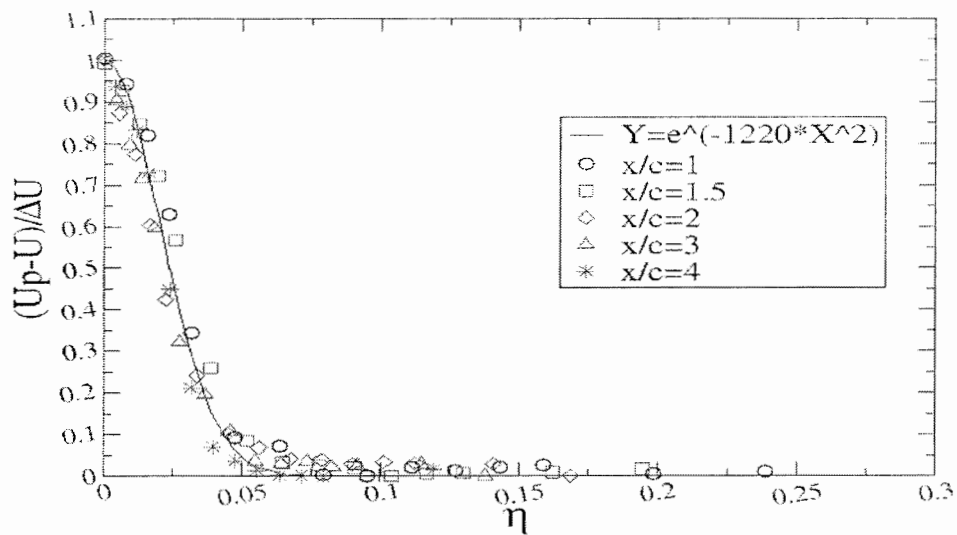


Fig.4.12: Comparison of self-similar turbulent airfoil wake mean velocity profile in curve duct (inner side) $x/c = 1, 1.5, 2, 3$ & 4 ; $d=0.0158$; U_p , max of mean velocity; ΔU , velocity defect; $\eta = y/\sqrt{d(x-x_0)}$

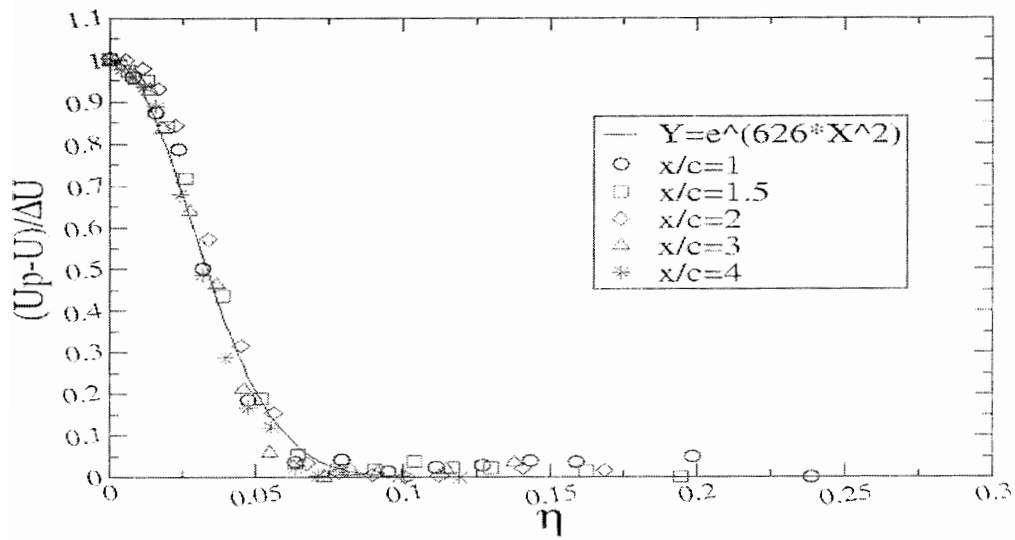


Fig.4.13: Comparison of self-similar turbulent airfoil wake mean velocity profile in curve duct (outer side) $x/c= 1, 1.5, 2, 3$ & $4; d=0.0158; U_p$, max of mean velocity; ΔU , velocity defect; $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$

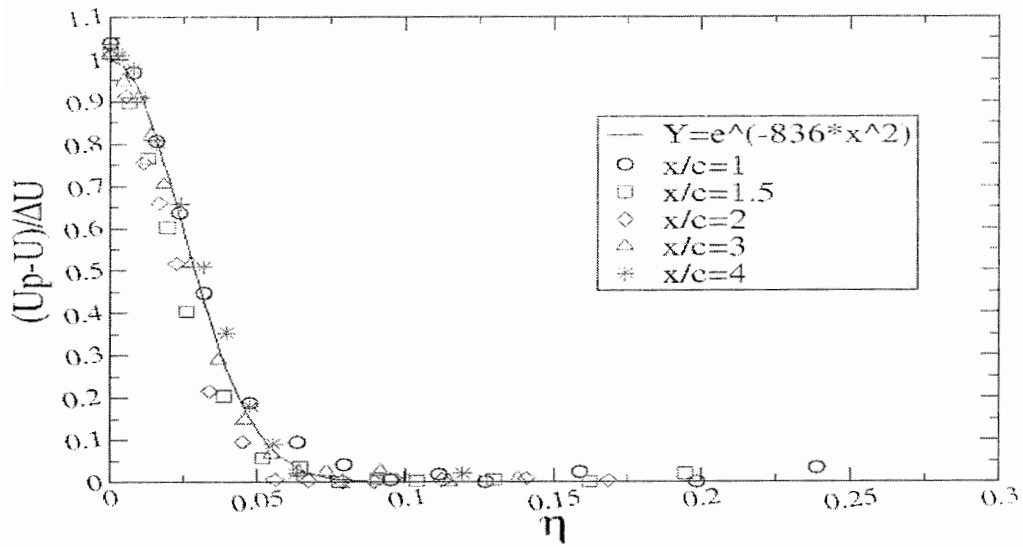


Fig.4.14: Comparison of self-similar turbulent airfoil wake mean velocity profile in curve diffuser (inner side) $x/c= 1, 1.5, 2, 3$ & $4; d=0.0158; U_p$, max of mean velocity; ΔU , velocity defect; $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$

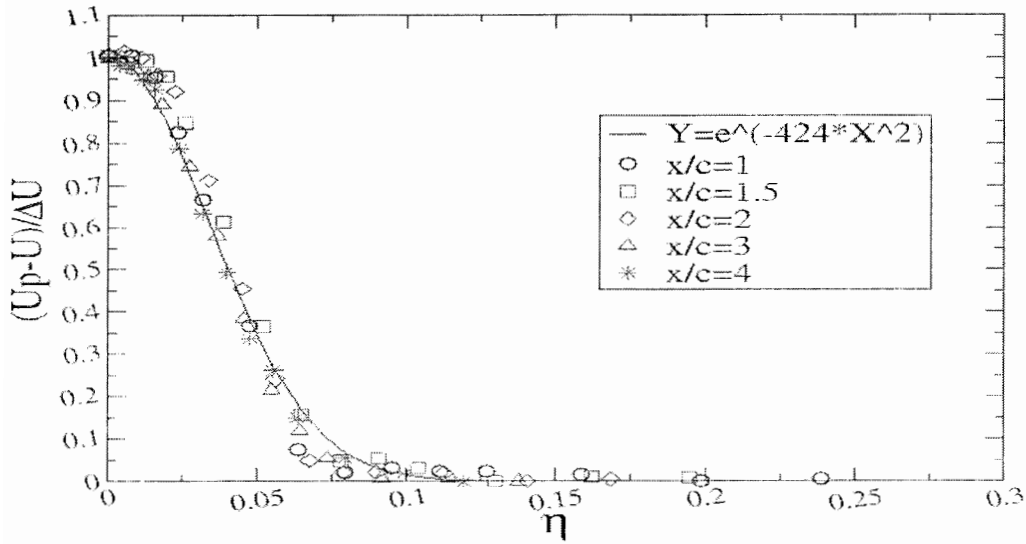


Fig.4.15: Comparison of self-similar turbulent airfoil wake mean velocity profile in curve diffuser (outer side) $x/c = 1, 1.5, 2, 3$ & 4 ; $d=0.0158$; U_p , max of mean velocity; ΔU , velocity defect; $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$

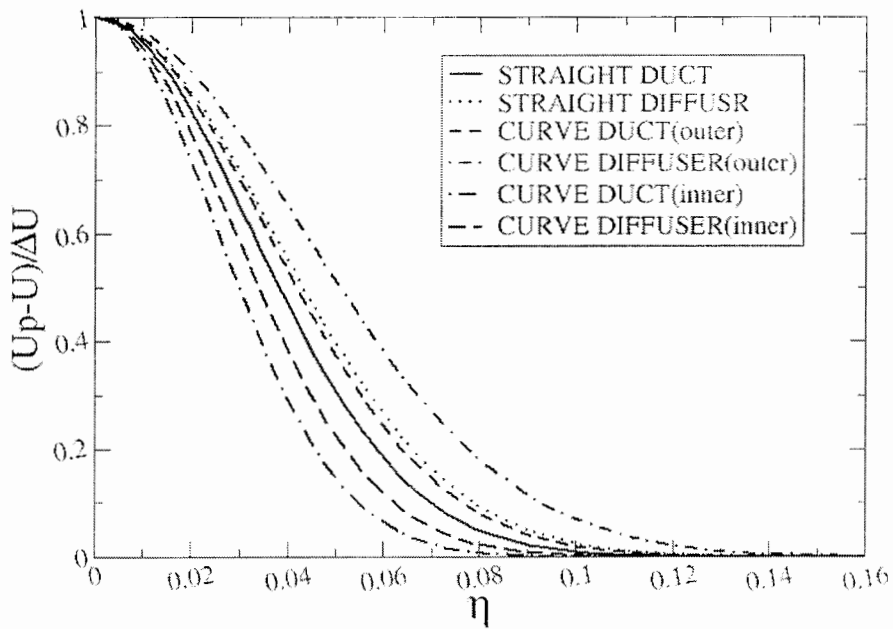


Fig.14.16: Comparing all self-similar fitted for all cases in once coordinate

فصل پنجم: بررسی خودتشابهی نوسانات سرعت در چهار حالت

مختلف جریان:

در این فصل ما به بررسی نمودارهای خودتشابهی نوسانات سرعت در چهار حالت مختلف جریان که در فصل پیش ذکر شد می پردازیم و به مقایسه نوسانات سرعت یا کارکترهای توربولانسی که شامل تنشهای نرمال رینولدز و همچنین تنش برشی و انرژی جنبشی برای این چهار حالت مختلف جریان است می پردازیم.

عددهای تجربی مورد نیاز از کار انجام شده بر روی ایرفویل متقارن مدل NACA 0012 گرفته شده

است. [1]

۵-۱- بررسی تنش نرمال رینولدز در جهت X:

شکل ۵-۱ مقادیر تنش نرمال $\overline{u'^2} / U_{ref}^2$ را در چهار حالت جریان که عبارتند از ۱- جریان مستقیم بدون گرادیان فشار معکوس و خمیدگی (Straight duct) ۲- جریان مستقیم با گرادیان فشار معکوس و بدون خمیدگی (Straight diffuser) ۳- جریان خمیده بدون گرادیان فشار معکوس (Curve duct) و ۴- جریان خمیده با گرادیان فشار معکوس (Curve diffuser) را نشان می دهد.

با توجه به شکل درمیابیم که مقدار تنش نرمال در جهت X در جریان حالت ۱ یعنی جریان مستقیم بدون گرادیان فشار معکوس در دیواره داخلی و دیواره خارجی دارای دو مقدار Max برابر است و با توجه به شکل درمی یابیم که پروفیل تنش نرمال برای این حالت از جریان کاملاً متقارن است. اما پروفیل تنش نرمال برای حالت دوم از جریان که حالت مستقیم با گرادیان فشار معکوس است این را نشان میدهد که این پروفیل نیز دارای دو مقدار Max برابر در دیواره داخلی و خارجی می باشد و پروفیل متقارن است، ولی با توجه به شکل در می یابیم که گرادیان فشار معکوس باعث می شود که در یک y خاص مثلاً $y=12$ ، مقدار u' برای حالتی که گرادیان فشار معکوس داریم بیش از حالتی می باشد که گرادیان فشار معکوس نداریم.

حالت دیگر از جریان حالت جریان خمیده بدون گرادیان فشار معکوس است که با توجه به شکل در می یابیم که این حالت از جریان باعث می شود که پروفیل تنش نرمال رینولدز در جهت X به صورت نامتقارن شود یعنی اینکه مقدار Max در دیواره داخلی بیش از این مقدار در دیواره خارجی می باشد.

آخرین حالت جریان یعنی حالتی که جریان خمیده و دارای گرادیان فشار معکوس است باز هم نشان می دهد که در یک y خاص مثلاً $y=12$ مقدار u' برای حالتی که جریان خمیده با گرادیان فشار معکوس است یعنی حالت ۴ جریان بیشتر از حالت ۳ جریان یعنی جریان خمیده بدون گرادیان فشار معکوس می باشد.

در نتیجه با بحثهای بالا به نتایج کلی که شامل این است که خمیدگی در خط جریان باعث می شود که پروفیل تنش برشی نرمال در جهت X نامتقارن شود و نیز گرادیان فشار باعث می شود که مقدار u' بیشتر شود خواهیم رسید.

۵-۱-۱- بررسی خودتشابهی پروفیل‌های u' در چهار حالت مختلف

جریان:

شکل ۲-۵ پروفیل خودتشابهی تنش نرمال در جهت X را برای حالت اول جریان نشان می‌دهد که با توجه به این پروفیل می‌بینیم که ماکزیمم مقدار u' در تقریباً $\eta = 0.03$ اتفاق می‌افتد و در تقریباً $\eta = 0.065$ مقدار u' در همه ایستگاهها به صفر نزدیک می‌شود.

شکل ۳-۵ پروفیل خودتشابهی تنش نرمال در جهت X را برای حالت دوم جریان نشان می‌دهد، که با توجه به این شکل درمیابیم که تمامی مقدارهای ماکزیمم در همه ایستگاهها به مانند حالت قبل در $\eta = 0.03$ اتفاق می‌افتد و این پروفیل در تقریباً $\eta = 0.075$ به صفر نزدیک می‌شود و با مقایسه این دو پروفیل در یک η خاص مثلاً 0.05 که η ای است که بعد از مقدار ماکزیمم است، به این نتیجه می‌رسیم که گرادیان فشار معکوس باعث میشود که مقدار u' در این η خاص بیشتر از حالتی شود که گرادیان فشار معکوس نداریم.

نکته دیگری که از این نمودارها پیداست این است که گرادیان فشار باعث می‌شود که پروفیل خودتشابهی ما در تقریباً قبل از η ای که Max رخ می‌دهد دارای مقادیر پراکنده می‌باشد و این به دلیل آن است که مقدار u' از ایستگاه ۱ تا ۴ تا قبل از لای که ماکزیمم مقدار رخ می‌دهد نرخ نزولی بیشتری نسبت به ΔU دارد و همان طور که در فصل قبل توضیح داده شد مقدار ΔU در حالتی از جریان که گرادیان فشار معکوس داریم سیر نزولی کمتری نسبت به حالتی دارد که گرادیان فشار معکوس

نداریم و نکته دیگری که وجود دارد این است که گرادیان فشار معکوس باعث می شود که مقدار u' در η بالاتری به صفر نزدیک شود.

اما برای حالت سوم و چهارم جریان بدلیل اینکه پروفیل‌های تنش نرمال در جهت X برای این دو حالت نامتقارن است، پروفیل‌های خودتشابهی را برای این دو حالت از جریان برای دیواره داخلی و خارجی به صورت مجزا بررسی می کنیم.

با مقایسه در شکل‌های ۴-۵ الی ۷-۵ که پروفیل‌های خودتشابهی را برای این دو حالت جریان نشان می دهد (دیواره داخلی و دیواره خارجی)، متوجه می شویم که مقدار ماکزیمم دیواره داخلی بیش از این مقدار در دیواره خارجی می باشد و این به دلیل نامتقارن بودن پروفیل این دو حالت جریان است که در شکل ۱-۵ نشان داده شد و نکته دیگری که از این شکلها پیداست این است که گرادیان فشار معکوس باعث میشود که مقدار u' در یک η خاص مثلاً 0.05 از مقدار u' در حالت بدون گرادیان فشار معکوس باشد (در دیواره داخلی و خارجی).

نکته دیگری که از این شکلها پیداست این است که با توجه به شکل ۴-۵ و ۶-۵ که پروفیل‌های خودتشابهی تنش نرمال در جهت X را در دیواره داخلی نشان می دهند درمی یابیم که پراکندگی داده ها را در هیچ جایی از شکل ۴-۵ مشاهده نمی کنیم و می توان این پروفیل را در تمامی η ها کاملاً Self-similar در نظر گرفت و این به ما نشان میدهد که تغییرات u' در حالتی که ما خمیدگی در خط جریان داریم (بدون گرادیان فشار معکوس) در هر ایستگاه نسبت به ایستگاه زیاد است ولی این تغییرات u' در هر ایستگاه نسبت به ایستگاه قبل برای حالتی که گرادیان فشار معکوس نیز به خمیدگی در خط جریان اضافه میشود، کم است (شکل ۶-۵) و این نتیجه بدلیل آن است که ΔU برای حالتی

که ما گرادیان فشار معکوس داریم سیر نزولی کمتری نسبت به حالتی دارد که ما گرادیان فشار معکوس نداریم.

با توجه به این شکلها در میابیم که وقتی ما گرادیان فشار معکوس داریم باعث میشود که مقدار u در η بالاتری به صفر نزدیک شود.

آخرین نکته ای که از این نمودارها پیداست این است که پروفیلهای خودتشابهی در دیواره داخلی پراکندگی بسیار کمتری نسبت به دیواره خارجی دارند و این به دلیل آن است که در حالتی که ما گرادیان فشار معکوس نداریم، کم شدن مقدار u با کم شدن مقدار ΔU در دیواره داخلی متناسبتر از دیواره خارجی بوده و در حالتی که ما گرادیان فشار معکوس داریم نیز این نکته قابل رؤیت میباشد و این بدلیل آن است که اثر خمیدگی غالب بر اثر گرادیان فشار معکوس می باشد.

۵-۲- بررسی تنش نرمال رینولدز در جهت y :

شکل ۵-۸ مقادیر تنش نرمال در جهت y (v') را در چهار حالت مختلف جریان نشان می دهد، با توجه به این شکل در می یابیم که پروفیل تنش نرمال در جهت y برای دو حالت اول و دوم جریان که خمیدگی در خط جریان نداریم به صورت متقارن است و در حالت Straight duct نقطه اوجی (Peak) را در این پروفیل موجود ملاحظه نمی کنیم ولی در حالت دوم جریان یعنی Straight diffuser نقطه اوج خفیفی را در پروفیل مربوط به آن می بینیم، ولی در دو حالت دیگر که خمیدگی در خط جریان داریم نامتقارن بودن پروفیلهای v' کاملاً در این شکل قابل رؤیت می باشد و مقدار Max در قسمت دیواره داخلی بیش از دیواره خارجی می باشد.

نکته دیگری که از این شکل پیداست این است که با مقایسه جریان در حالت اول و دوم و همچنین سوم و چهارم متوجه می شویم که مقدار v' وقتی که ما گرادیان فشار معکوس داریم و بعد از نقطه ای که ما کمزیم رخ می دهد بیشتر از حالتی است که ما گرادیان فشار معکوس در خط جریان نداریم.

۵-۲-۱- بررسی خودتشابهی تنش نرمال در جهت y :

با توجه به شکل ۵-۹ و ۵-۱۰ که پروفیل‌های Self-similar برای دو حالت جریان ۱ و ۲ میباشد به نکات زیر پی می بریم:

۱. در η های پایین ما پراکندگی داده ها را در پروفیل خودتشابهی v' برای حالت جریان مستقیم با گرادیان فشار معکوس مشاهده می کنیم و این به دلیل آن است که تغییرات v' در هر ایستگاه نسبت به ایستگاه قبل نسبت به تغییرات ΔU بیشتر است.

۲. پروفیل $\overline{v'^2} / \Delta U^2$ در حالت Straight duct در η پایین تری نسبت به حالت Straight diffuser به صفر نزدیک می شود.

۳. اگر ما این دو پروفیل را در یک η خاص مثل 0.05 با هم مقایسه کنیم خواهیم دید که مقدار $\overline{v'^2} / \Delta U^2$ برای حالت Straight diffuser تقریباً برابر با 4.5 و برای حالت Straight duct نیز تقریباً برابر با 3 می باشد و این نشان می دهد که گرادیان فشار معکوس در یک فاصله مساوی از خط مرکزی جریان مقدار v' را افزایش می دهد.

حال برای دو حالت دیگر از جریان که خمیدگی در خط جریان داریم بدلیل نامتقارن بودن پروفیل‌های تنش نرمال در جهت y پروفیل‌های خودتشابهی را در دیواره داخلی و خارجی به طور جداگانه رسم نموده ایم. با توجه به شکل‌های ۵-۱۱ الی ۵-۱۴ به نکات زیر پی خواهیم برد.

۱. مقدار متوسط ماکزیمم برای دیواره داخلی بیشتر از دیواره خارجی می باشد و با توجه به

پروفیلها در دیواره خارجی تقریباً نقطه اوجی نداریم.

۲. اگر ما این پروفیلها را در یک Γ خاص با هم مقایسه کنیم، می بینیم که مقدار V^1 در

دیواره داخلی بیش از دیواره خارجی می باشد و همچنین گرادیان فشار معکوس باعث

می شود که مقدار تنش نرمال (V^1) در یک فاصله مساوی از خط مرکزی جریان افزایش

یابد.

۳. نکته دیگری که از این شکلها قابل رؤیت است این است که داده ها در دیواره داخلی

نسبت به دیواره خارجی (وقتی که خمیدگی در خط جریان داریم) دارای پراکندگی

کمتری می باشند که دلیل آن قبلاً توضیح داده شد.

از نکات بالا به نتایج کلی که شامل این است که گرادیان فشار معکوس باعث می شود که

مقدار V^1 در یک فاصله مساوی از خط مرکزی جریان افزایش یابد و همچنین خمیدگی در خط

جریان باعث می شود که پروفیل تنش نرمال در جهت γ نامتقارن شود و برای دیواره داخلی با

دیواره خارجی تفاوت داشته باشد، می رسم.

۵-۳- بررسی تنش نرمال رینولدز در جهت Z:

در این قسمت به بررسی تنش نرمال در جهت Z که با W^1 نشان می دهیم، می پردازیم که با

توجه به شکل ۵-۱۵ در میابیم که نکاتی که از این شکل بدست می آید به مانند نکاتی است که از

شکل ۵-۱ که تنش نرمال در جهت X را برای چهار حالت مختلف جریان نشان می داد، می باشد.

۵-۳-۱- بررسی خود تشابهی تنش نرمال در جهت Z:

با توجه به شکل‌های ۵-۱۶ الی ۵-۲۱ که پروفیل‌های خودتشابهی را برای چهار حالت مختلف جریان، مربوط به تنش نرمال در جهت Z را نشان می‌دهد در میابیم که نکات بدست آمده از این شکلها نیز به مانند نکاتی است که از پروفیل‌های خودتشابهی تنش نرمال در جهت X (u') بدست آوردیم.

۵-۴- بررسی انرژی جنبشی در چهار حالت مختلف جریان:

با توجه به شکل ۵-۲۲ که مقدار انرژی جنبشی را برای چهار حالت مختلف جریان در ایستگاههای مختلف به ما می‌دهد در میابیم که این مقدار در یک y خاص مثلاً $y=12$ برای حالت‌هایی از جریان که ما گرادیان فشار معکوس داریم بیشتر از حالت‌هایی است که ما گرادیان فشار معکوس نداریم و نکته دیگر این است که پروفیل $K/Uref^2$ برای حالت‌هایی از جریان که خمیدگی در خط جریان داریم نامتقارن است و مقدار ماکزیمم در دیواره داخلی بیش از دیواره خارجی می‌باشد ولی این پروفیل برای حالت‌هایی از جریان که خمیدگی در خط جریان نداریم یعنی حالت ۱ و ۲ از جریان کاملاً متقارن می‌باشد و این مقدار ماکزیمم در دیواره داخلی و خارجی فرقی نمی‌کند.

۵-۴-۱- پروفیل‌های خودتشابهی برای انرژی جنبشی در چهار حالت

مختلف جریان:

شکل‌های ۲۳-۵ الی ۲۸-۵ پروفیل‌های خودتشابهی انرژی جنبشی را برای چهار حالت مختلف جریان نشان می‌دهد که باز هم به دلیل نامتقارن بودن پروفیل $K/Uref^2$ برای جریان‌هایی که خمیدگی در خط جریان داشتیم، پروفیل‌های خودتشابهی را برای این جریانها در دیواره داخلی و خارجی به طور جداگانه رسم کرده ایم که با توجه به این شکلها درمیابیم که:

گرادیان فشار معکوس باعث می‌شود که انرژی جنبشی در η بالاتری نسبت به حالتی که گرادیان فشار معکوس نداریم به صفر نزدیک شود و اگر ما انرژی جنبشی را در یک η خاص مثل 0.05 بررسی کنیم در میابیم که مقدار K برای حالتی که ما گرادیان فشار معکوس داریم بیش از حالتی است که ما گرادیان فشار معکوس نداریم.

نکته دیگری که از این نمودارها پیداست این است که مقدار ماکزیمم K برای حالت‌هایی از از جریان که خمیدگی در خط جریان داریم، در دیواره داخلی بیش از دیواره خارجی می‌باشد و این بدلیل نامتقارن بودن پروفیل $K/Uref^2$ برای این حالت‌های جریان می‌باشد.

نکته دیگر این است که پراکندگی داده‌ها در پروفیل‌های خودتشابهی دیواره داخلی کمتر از دیواره خارجی می‌باشد که دلیل آن این است که در دیواره داخلی تغییرات K در هر ایستگاه نسبت به ایستگاه قبل، نسبت به تغییرات ΔU متناسبتر از دیواره خارجی می‌باشد و در دیواره خارجی K در هر ایستگاه نسبت به ایستگاه قبل کمتر تغییر می‌کند.

۵-۵- پروفیل‌های تنش برشی برای چهار حالت مختلف جریان:

شکل ۵-۲۹ پروفیل‌های تنش برشی $u'v'$ را برای چهار حالت مختلف جریان نشان می‌دهد که با توجه به این شکل در هر ایستگاه در میابیم که پروفیل‌های تنش برشی مربوط به جریانهای حالت اول و دوم جریان متقارن هستند در صورتی که پروفیل‌های تنش برشی مربوط به حالت سوم و چهارم جریان که خمیدگی در خط جریان داریم نامتقارن هستند.

نکته دیگر که حائز اهمیت است این است که اگر ما این پروفیلها را در یک y خاص مثلاً $y=12$ با هم مقایسه کنیم به این نکته پی خواهیم برد که گرادیان فشار معکوس باعث می‌شود که مقدار $u'v'$ یا تنش برشی افزایش یابد و در y بالاتری مقدار تنش برشی به صفر نزدیک شود.

۵-۵-۱- پروفیل‌های خودتشابهی تنش برشی برای چهار حالت

مختلف جریان:

شکل ۵-۳۰ الی ۵-۳۵ پروفیل‌های خودتشابهی را برای چهار حالت مختلف جریان نشان می‌دهد که باز هم با توجه به این شکلها در میابیم که نکات کلی قبلی که در مورد تنشهای نرمال گفته شد در مورد این نمودارها نیز صدق می‌کند ولی با این تفاوت که در یک η خاص مثل ۰.۰۵ می‌بینیم که تفاوت $u'v'$ برای دو حالت جریان (حالت ۱ و ۲) و همچنین حالت ۳ و ۴ (دیواره داخلی و خارجی) کمتر از این تفاوت در تنشهای نرمال می‌باشد و این نکته از پروفیل تجربی بدست آمده (شکل ۵-۲۹) کاملاً قابل رؤیت می‌باشد.

۵-۶- بررسی تنشهای نرمال و تنش برشی رینولدز در یک مختصات

کلی برای یکی از حالت‌های جریان:

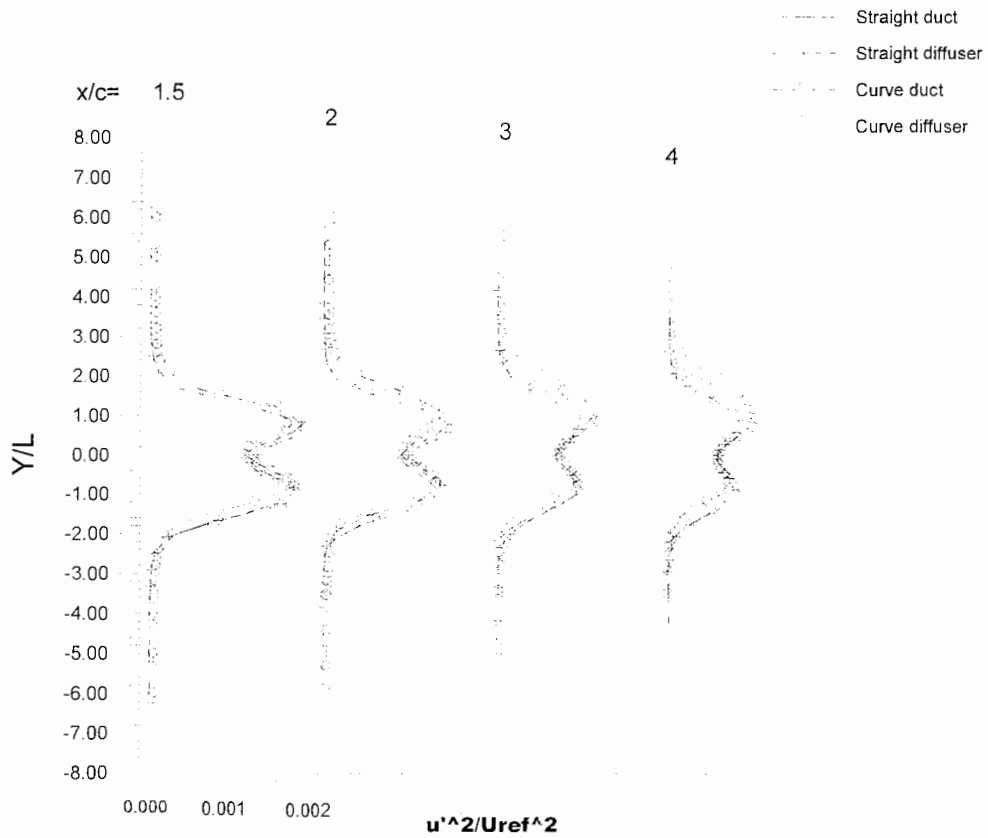
در انتها برای ثابت کردن درستی کار انجام شده پروفیل‌های خودتشابهی برای تنشهای نرمال رینولدز و همچنین انرژی جنبشی را برای حالت اول جریان که این پروفیلها کاملاً Self-similar بودند در یک نمودار کلی آورده (شکل ۵-۳۶) و با شکل ۳-۴ که برای یک سیلندر متقارن بود [18] مقایسه می کنیم و می بینیم که پروفیل‌های تجربی بدست آمده با هم مطابقت زیادی دارند و با توجه به این شکل داریم:

u' و w' یعنی تنشهای نرمال در جهت X و Z و همچنین K یعنی انرژی جنبشی دارای نقطه اوج هستند در صورتی که v' در طول η دارای هیچ نقطه اوجی نمی باشد و مقدار ماکزیمم u' بیش از مقدار ماکزیمم v' می باشد.

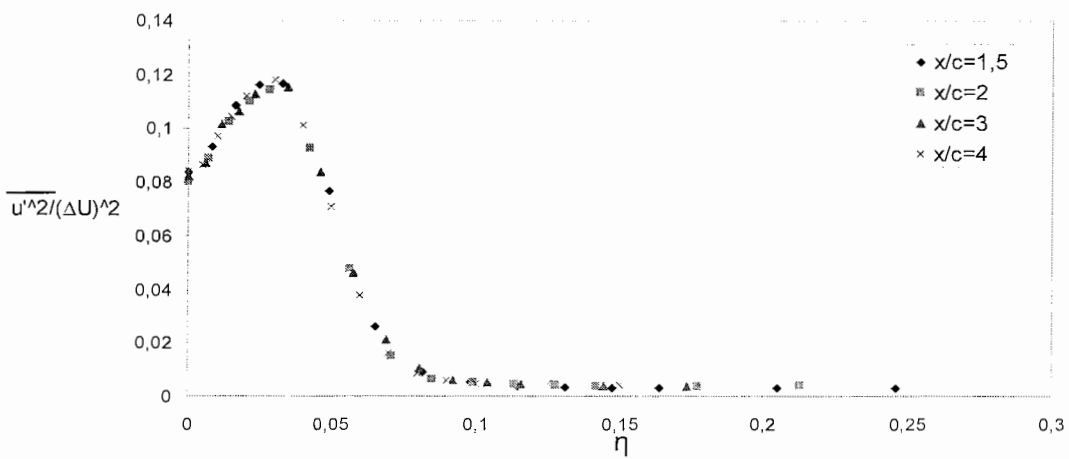
و همچنین با مقایسه شکل ۵-۳۷ و شکل ۳-۵ [18] در میابیم که پروفیل خودتشابهی $u'v'$ نیز مطابقت زیادی با هم دارند و می توانیم با استفاده از این نمودار کلی مقدار $u'v'$ را برای هر ایستگاه و در هر فاصله از خط مرکزی جریان با داشتن ΔU و X بدست آوریم.

شکلهای فصل

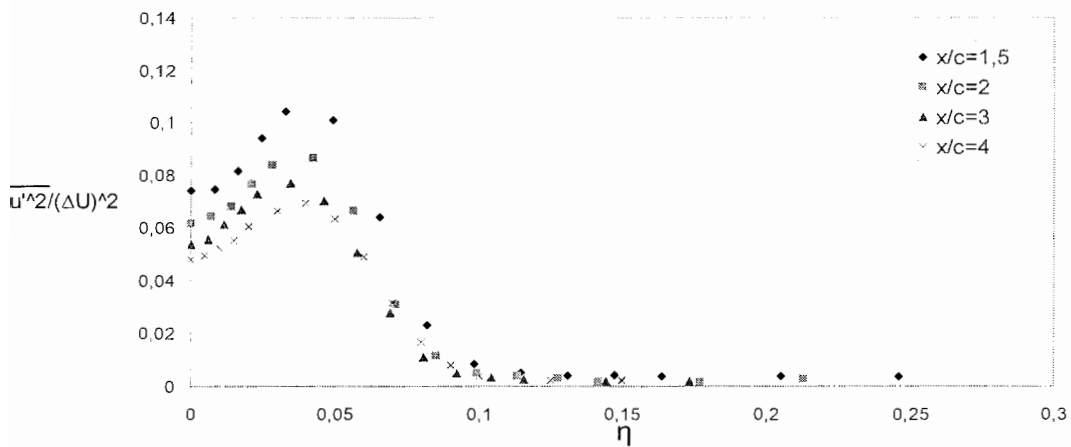
پنجم



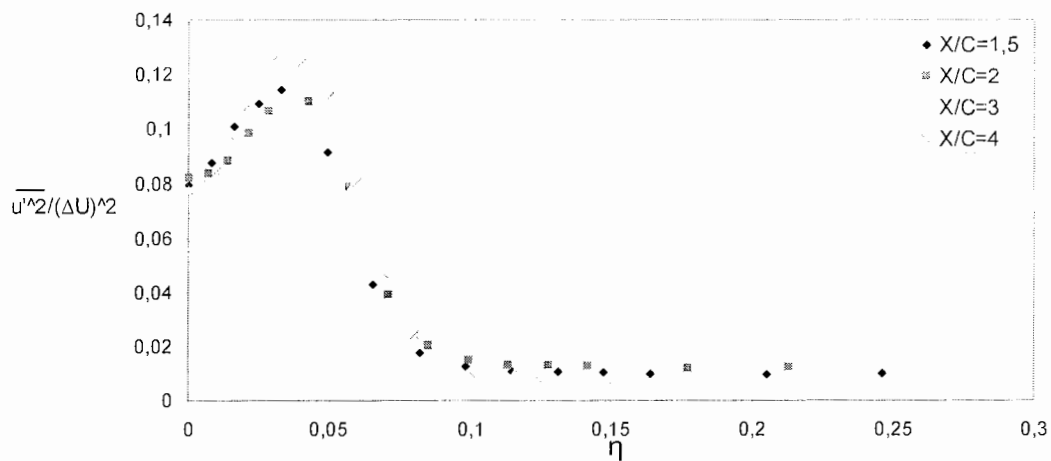
شکل ۱-۵: پروفیل‌های مربوط به تنش نرمال رینولدز در جهت X برای چهار حالت مختلف جریان



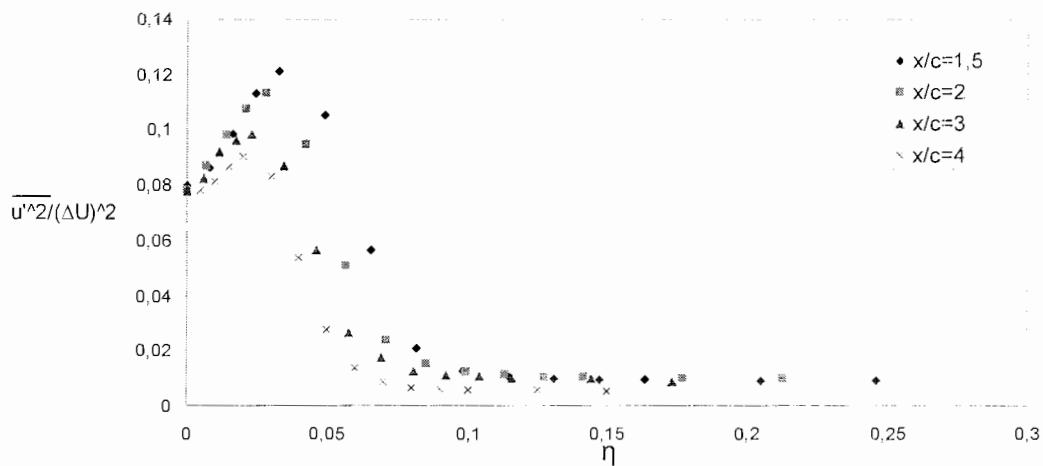
شکل ۲-۵: پروفیل Self-similar تنش نرمال رینولدز در جهت X مربوط به حالت اول جریان (Straight duct)
 $x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $x = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d = 0.0158$, $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



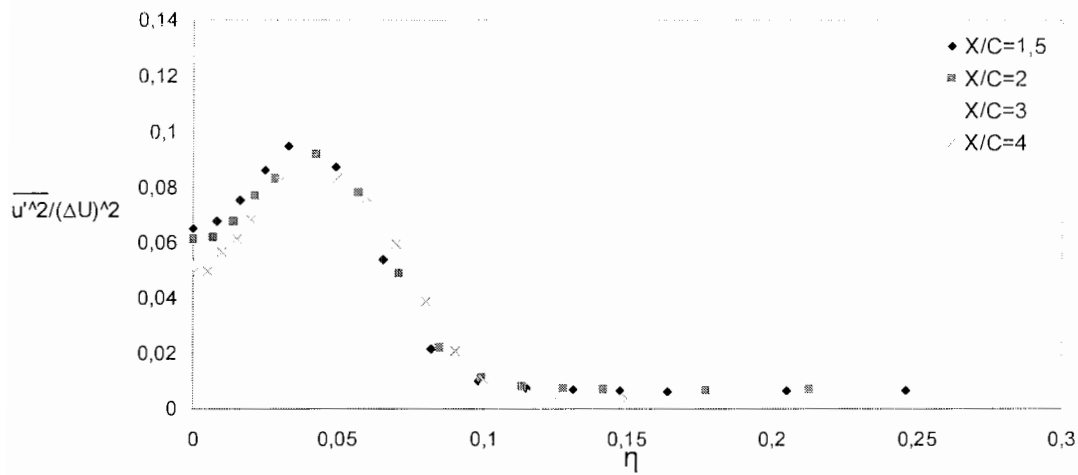
شکل ۵-۳: پروفیل Self-similar تنش نرمال رینولدز در جهت X مربوط به حالت دوم جریان (Straight diffuser). $x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $x = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d = 0.0158$, $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



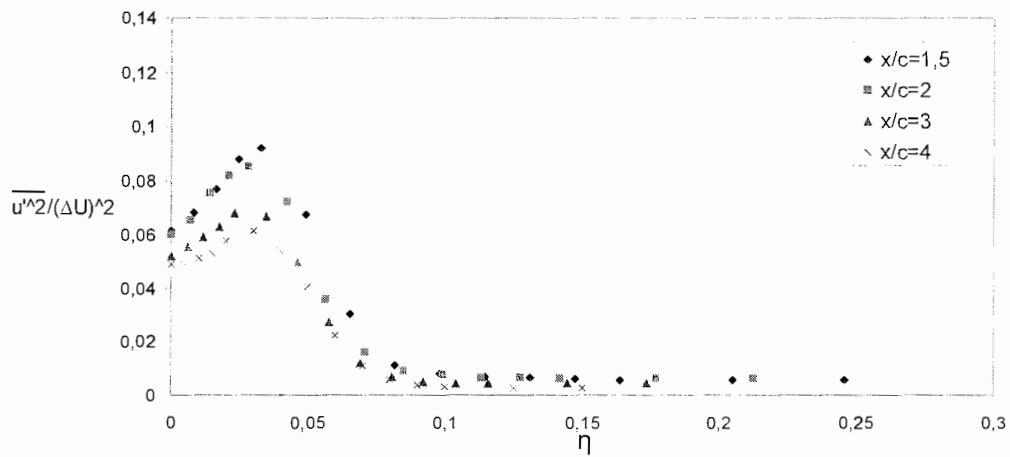
شکل ۵-۴: پروفیل Self-similar تنش نرمال رینولدز در جهت X مربوط به حالت سوم جریان (Curve duct) دیواره داخلی. $x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $x = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d = 0.0158$, $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



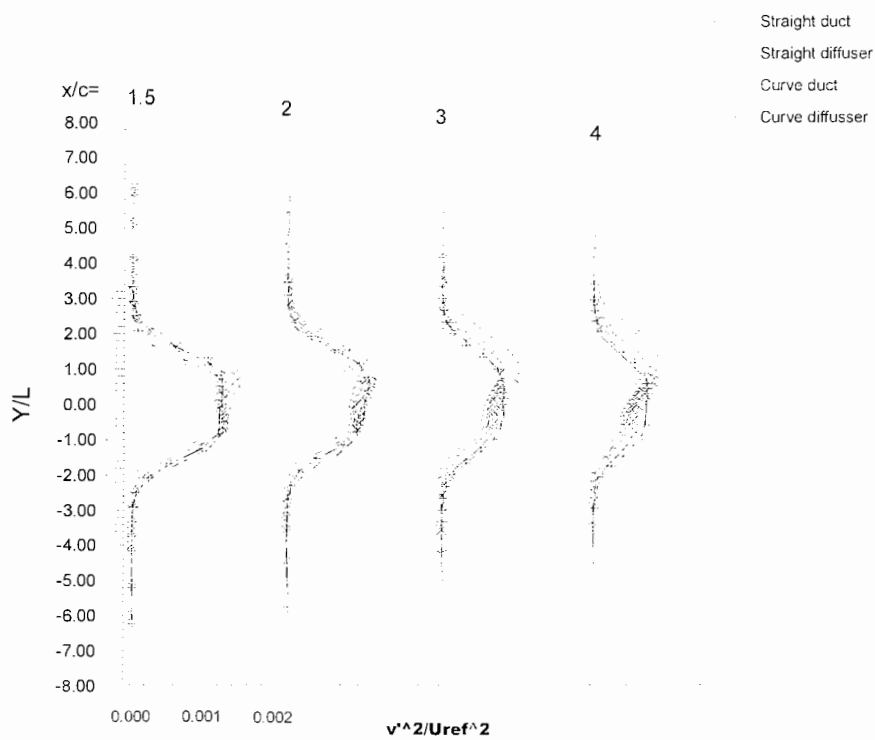
شکل ۵-۵: پروفیل تنش نرمال رینولدز در جهت X مربوط به حالت سوم جریان (Curve duct) دیواره خارجی
 $x_0 = 0$ ، $\Delta U = \text{Velocity defect}$ $\alpha = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 ، $d = 0.0158$ ، $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



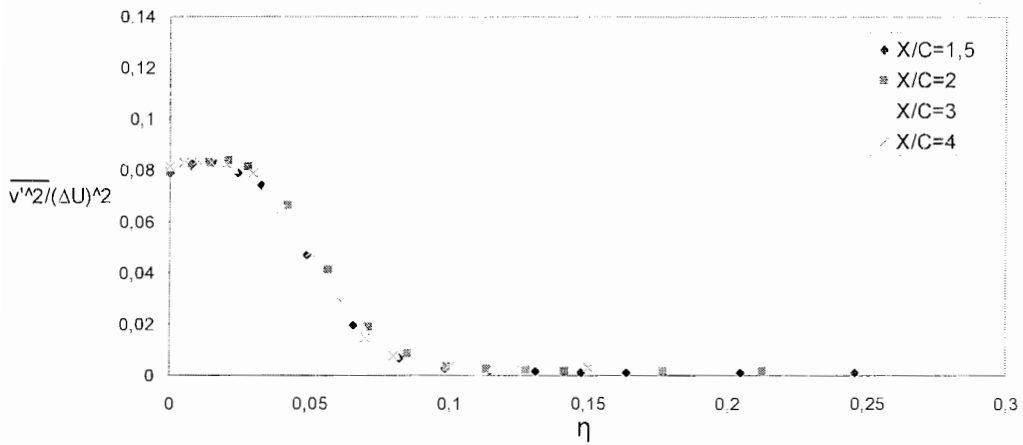
شکل ۵-۶: پروفیل تنش نرمال رینولدز در جهت X مربوط به حالت چهارم جریان (Curve diffuser) دیواره داخلی
 $x_0 = 0$ ، $\Delta U = \text{Velocity defect}$ $\alpha = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 ، $d = 0.0158$ ، $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



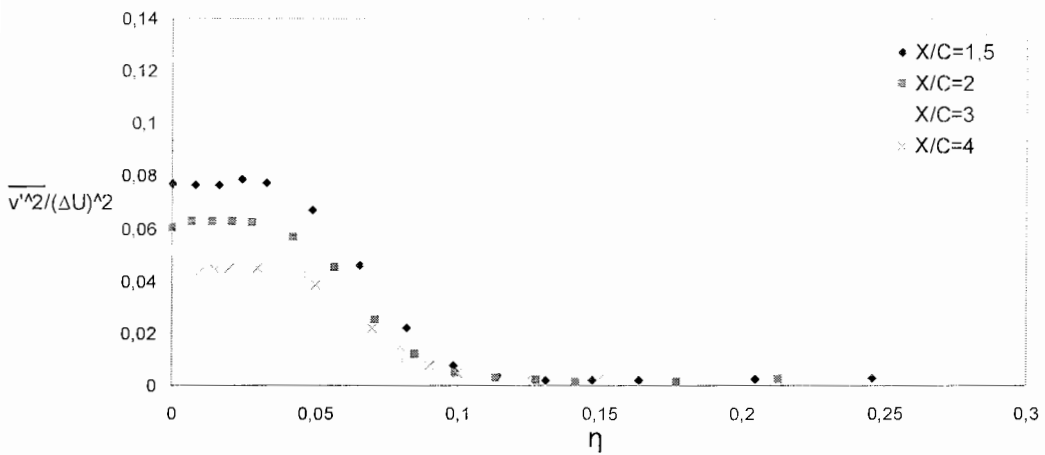
شکل ۵-۷: پروفیل Self-similar تنش نرمال رینولدز در جهت x مربوط به حالت چهارم جریان (Curve diffuser) دیواره
 خارجی $\eta = y/\sqrt{d(x-x_0)}$ ، $d=0.0158$ ، $x=1, 1.5, 2, 3$ and 4 ، ΔU =Velocity defect، $x_0 = 0$.



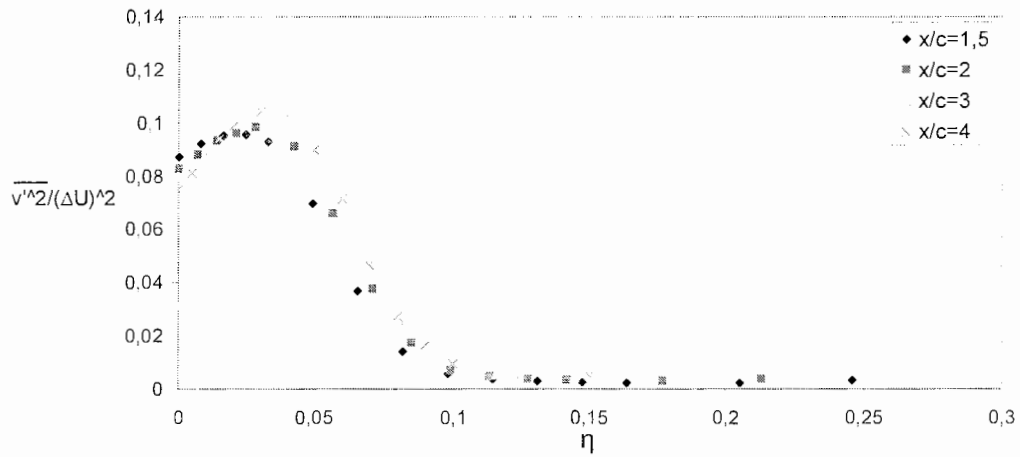
شکل ۵-۸: پروفیل‌های مربوط به تنش نرمال رینولدز در جهت y برای چهار حالت مختلف جریان



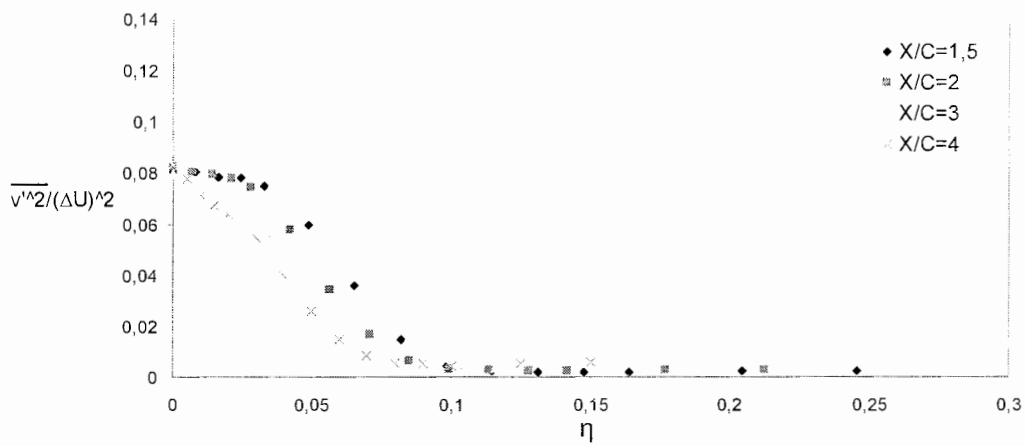
شکل ۵-۹: پروفیل Self-similar تنش نرمال رینولدز در جهت y مربوط به حالت اول جریان (Straight duct).
 $x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $\alpha = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d = 0.0158$, $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



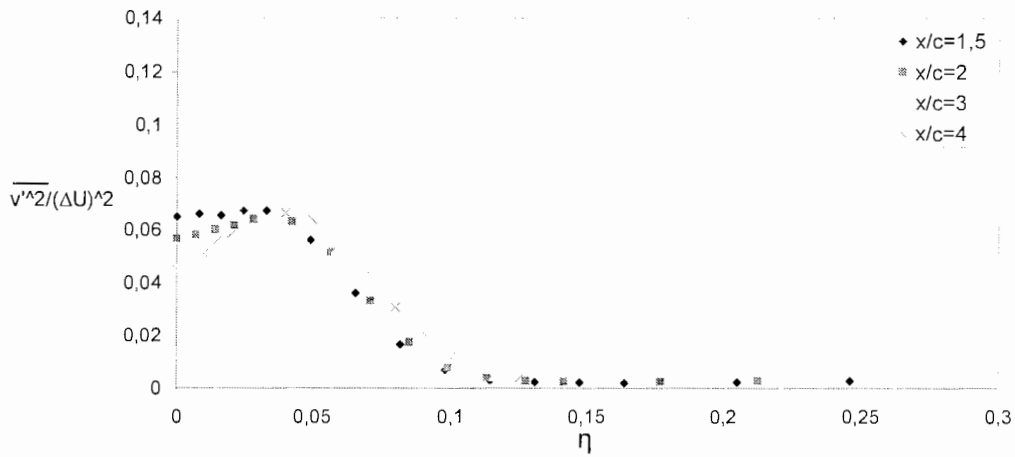
شکل ۵-۱۰: پروفیل Self-similar تنش نرمال رینولدز در جهت y مربوط به حالت دوم جریان (Straight diffuser).
 $x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $\alpha = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d = 0.0158$, $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



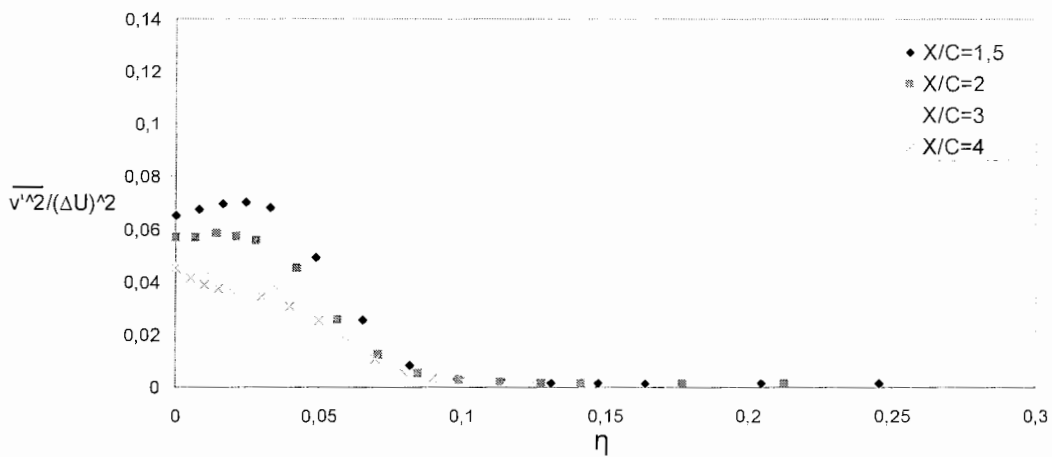
شکل ۵-۱۱: پروفیل Self-similar تنش نرمال رینولدز در جهت y مربوط به حالت سوم جریان (Curve duct) دیواره داخلی
 $x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $\alpha = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d = 0.0158$, $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



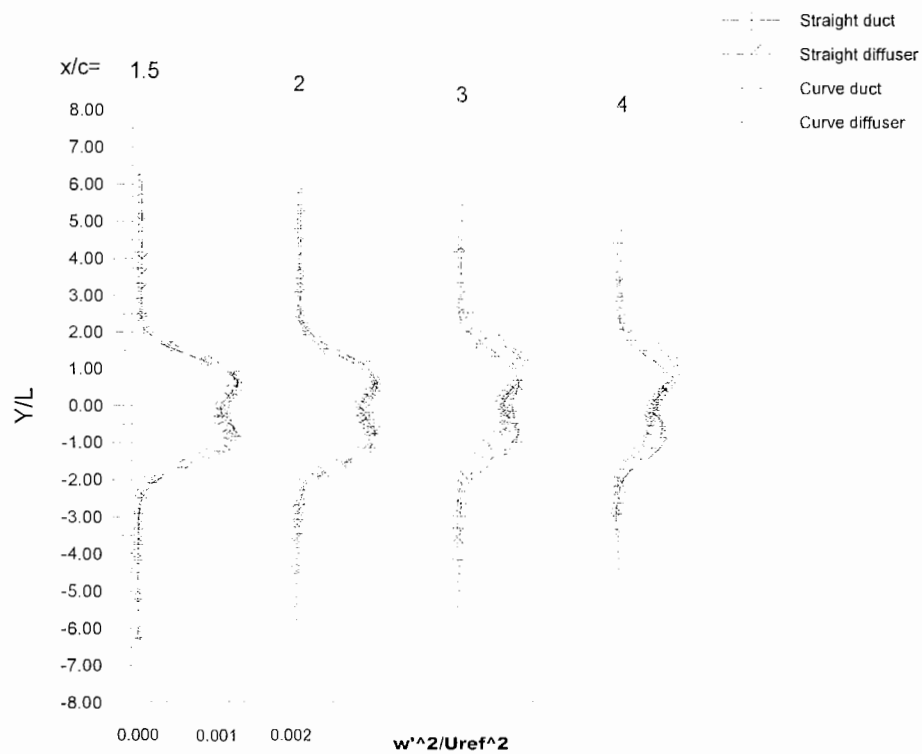
شکل ۵-۱۲: پروفیل Self-similar تنش نرمال رینولدز در جهت y مربوط به حالت سوم جریان (Curve duct) دیواره خارجی
 $x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $\alpha = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d = 0.0158$, $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



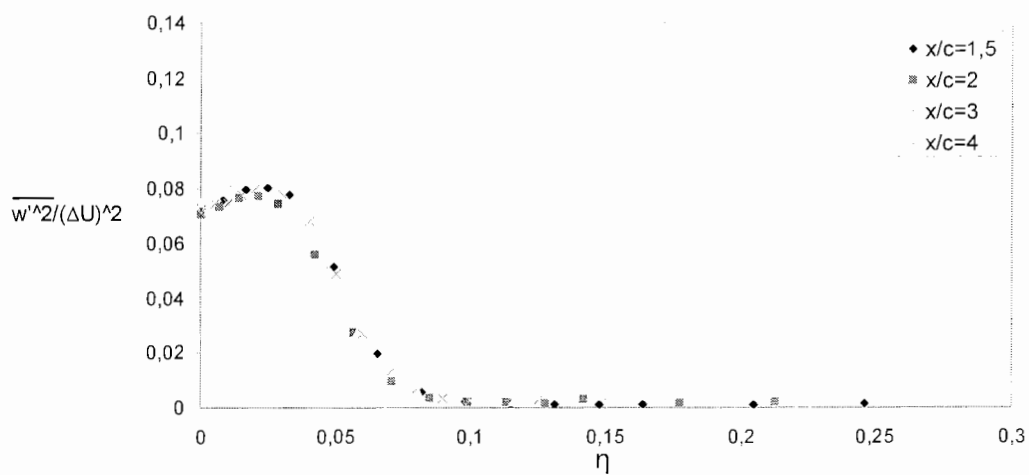
شکل ۵-۱۳: پروفیل Self-similar تنش نرمال رینولدز در جهت y مربوط به حالت چهارم جریان (Curve diffuser) دیواره داخلی. $x_0 = 0$ ، $\Delta U = \text{Velocity defect}$ ، $x=1, 1.5, 2, 3$ and 4 ، $d=0.0158$ ، $\eta = y/\sqrt{d(x-x_0)}$



شکل ۵-۱۴: پروفیل Self-similar تنش نرمال رینولدز در جهت y مربوط به حالت چهارم جریان (Curve diffuser) دیواره خارجی. $x_0 = 0$ ، $\Delta U = \text{Velocity defect}$ ، $x=1, 1.5, 2, 3$ and 4 ، $d=0.0158$ ، $\eta = y/\sqrt{d(x-x_0)}$

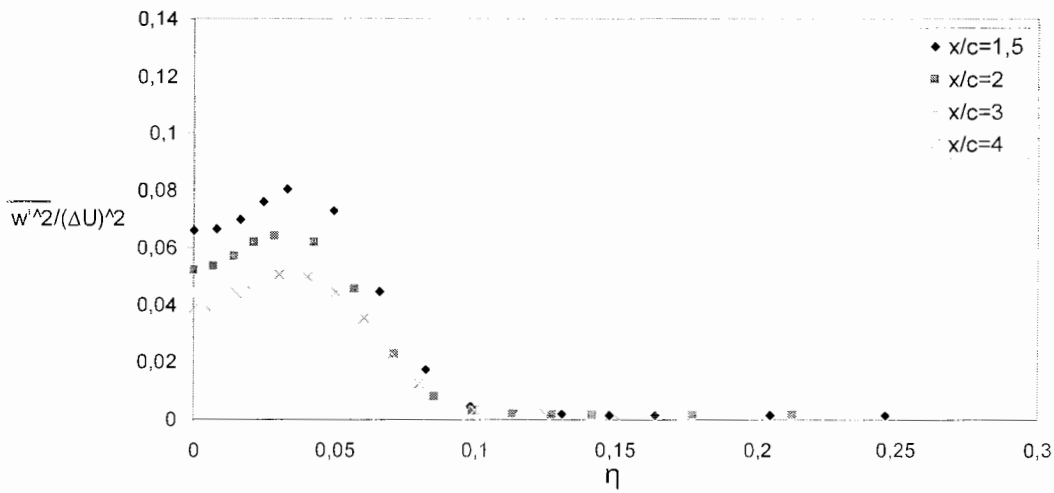


شکل ۵-۱۵: پروفیل‌های مربوط به تنش نرمال رینولدز در جهت Y برای چهار حالت مختلف جریان

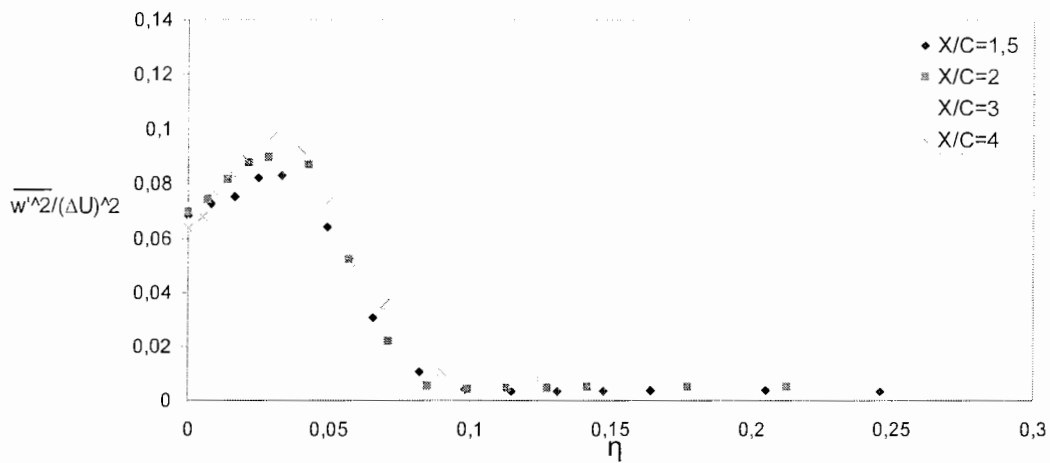


شکل ۵-۱۶: پروفیل Self-similar تنش نرمال رینولدز در جهت Z مربوط به حالت اول جریان (Straight duct)

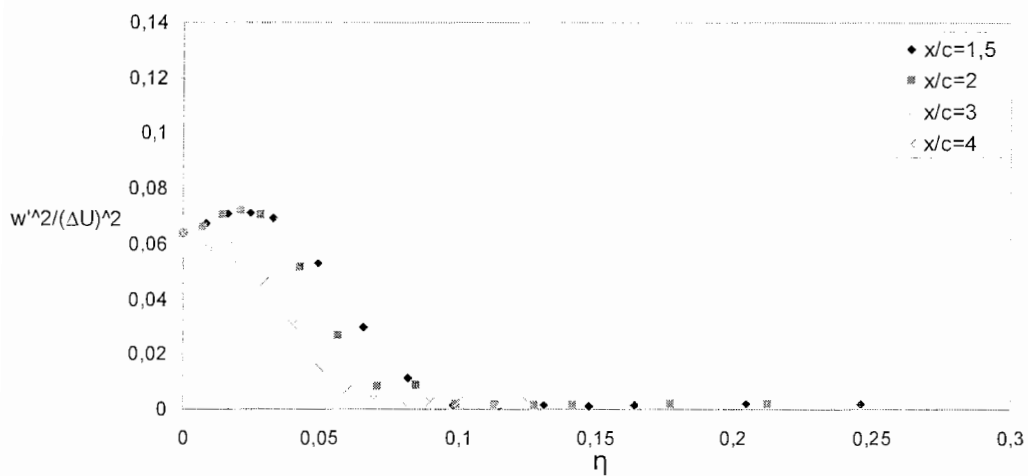
$x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $x = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d = 0.0158$, $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



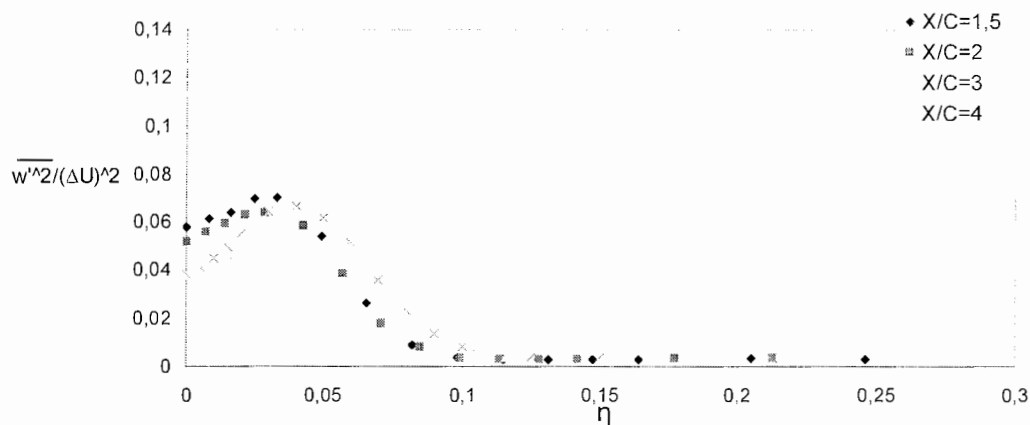
شکل ۵-۱۷: پروفیل Self-similar تنش نرمال رینولدز در جهت Z مربوط به حالت دوم جریان (Straight diffuser).
 $x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $\alpha = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d = 0.0158$, $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



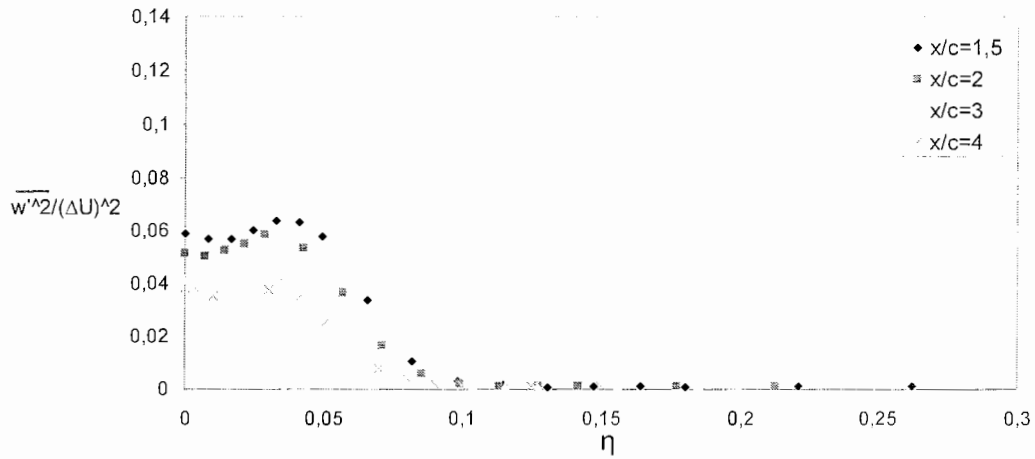
شکل ۵-۱۸: پروفیل Self-similar تنش نرمال رینولدز در جهت Z مربوط به حالت سوم جریان (Curve duct) دیواره داخلی.
 $x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $\alpha = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d = 0.0158$, $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



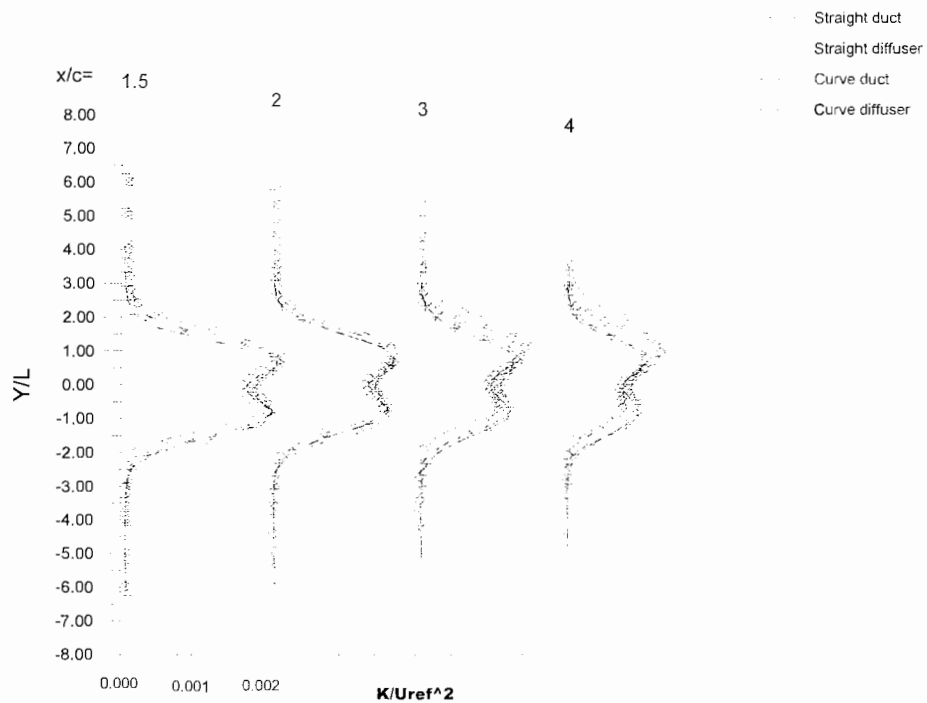
شکل ۵-۱۹: پروفیل Self-similar تنش نرمال رینولدز در جهت Z مربوط به حالت سوم جریان (Curve duct) دیواره خارجی
 $x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $\alpha = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d = 0.0158$, $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



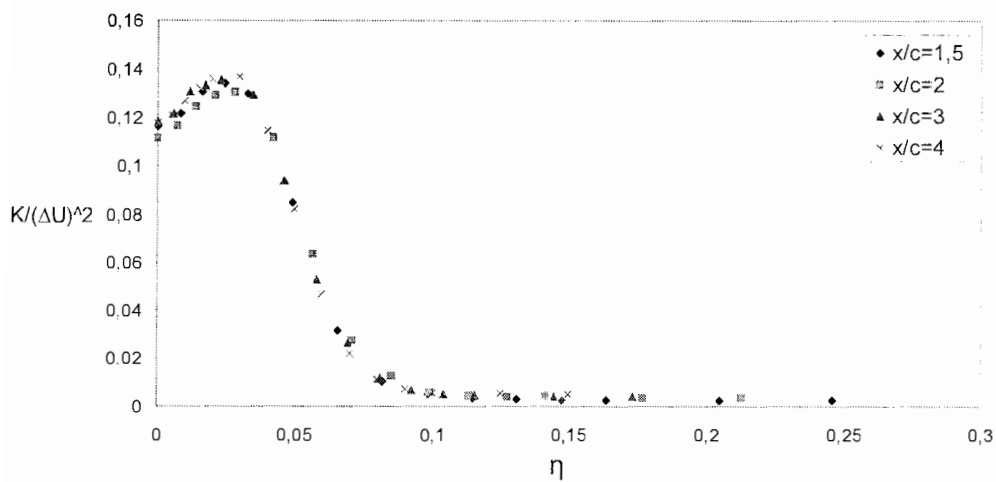
شکل ۵-۲۰: پروفیل Self-similar تنش نرمال رینولدز در جهت Z مربوط به حالت چهارم جریان (Curve diffuser) دیواره داخلی
 $x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $\alpha = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d = 0.0158$, $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



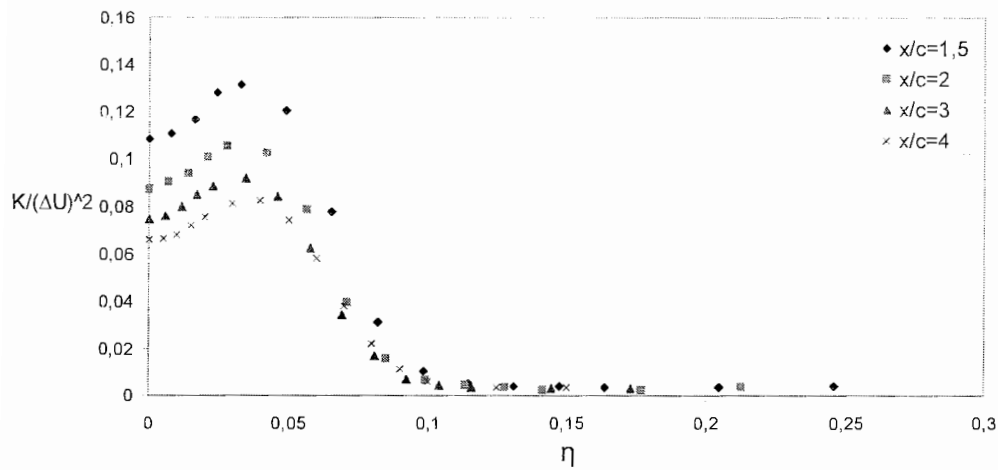
شکل ۵-۲۱: پروفیل تنش نرمال رینولدز در جهت Z مربوط به حالت چهارم جریان (Curve diffuser) دیواره خارجی $x_0 = 0$ ، $\Delta U = \text{Velocity defect}$ $x = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 ، $d = 0.0158$ ، $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



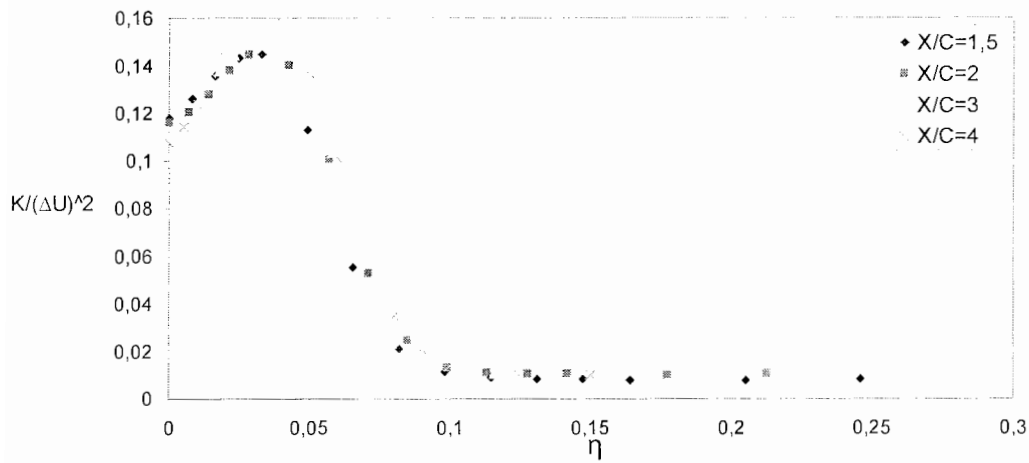
شکل ۵-۲۲: پروفیل‌های مربوط به انرژی جنبشی برای چهار حالت مختلف جریان



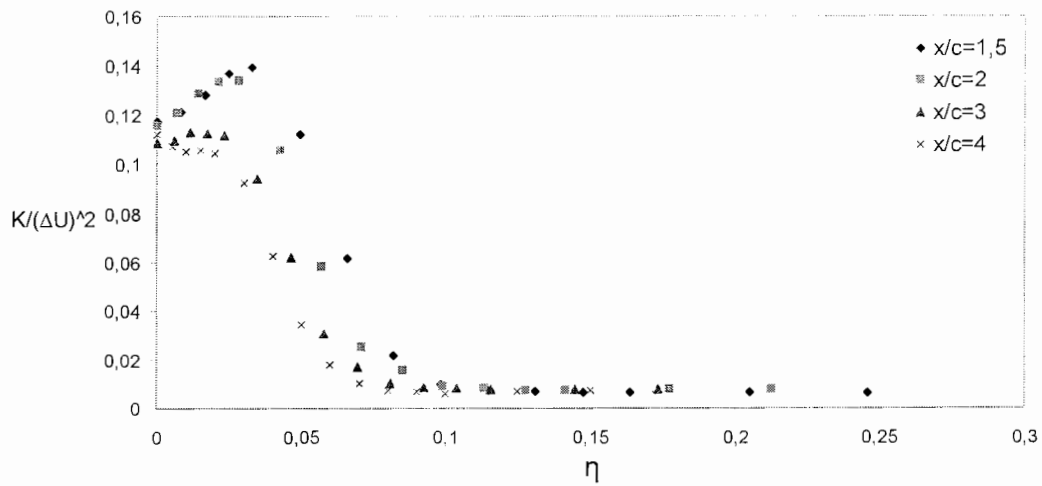
شکل ۵-۲۳: پروفیل Self-similar انرژی جنبشی مربوط به حالت اول جریان (Straight duct)
 $x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $x = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d = 0.0158$, $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



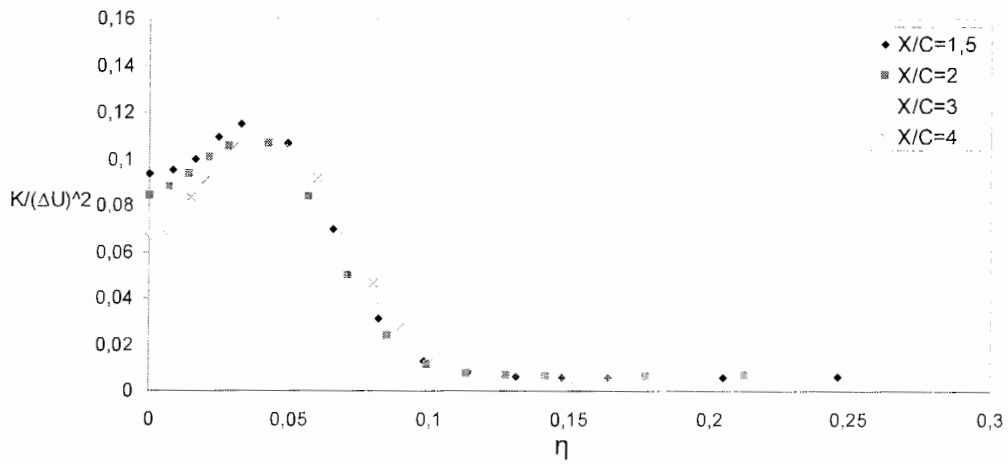
شکل ۵-۲۴: پروفیل Self-similar انرژی جنبشی مربوط به حالت دوم جریان (Straight diffuser)
 $x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $x = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d = 0.0158$, $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



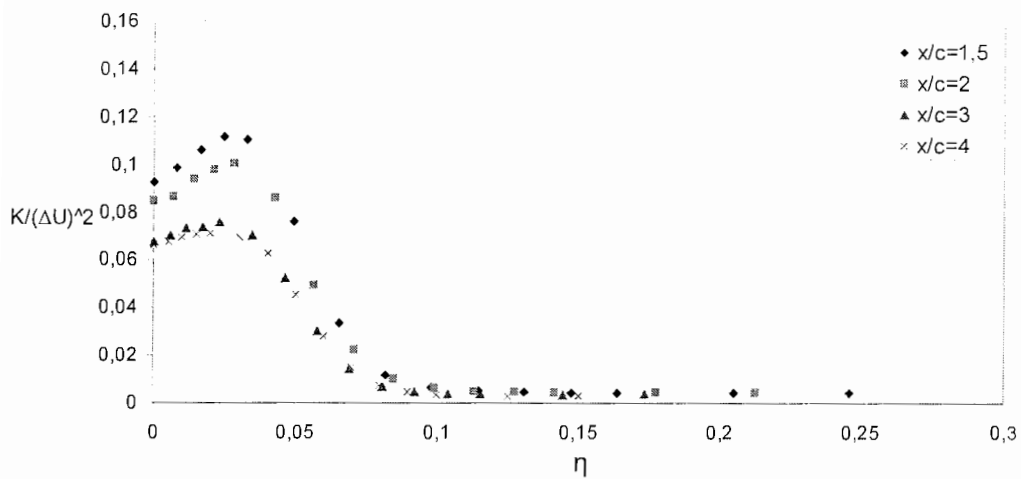
شکل ۲۵-۵: پروفیل Self-similar انرژی جنبشی مربوط به حالت سوم جریان (Curve duct) دیواره داخلی. $x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $x=1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d=0.0158$, $\eta = y/\sqrt{d(x-x_0)}$



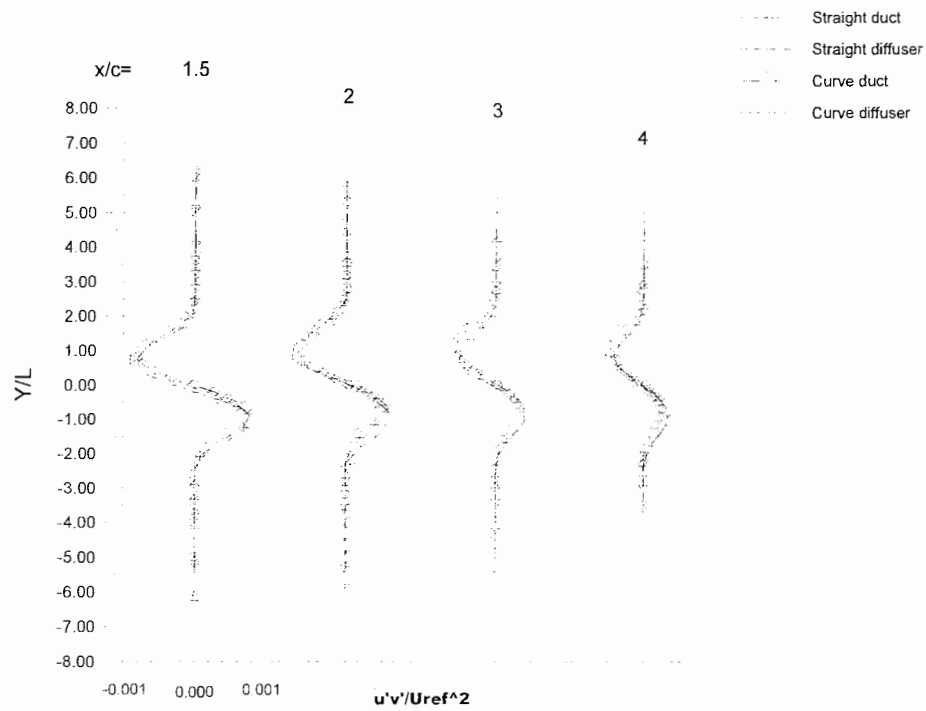
شکل ۲۶-۵: پروفیل Self-similar انرژی جنبشی مربوط به حالت سوم جریان (Curve duct) دیواره خارجی. $x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $x=1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d=0.0158$, $\eta = y/\sqrt{d(x-x_0)}$



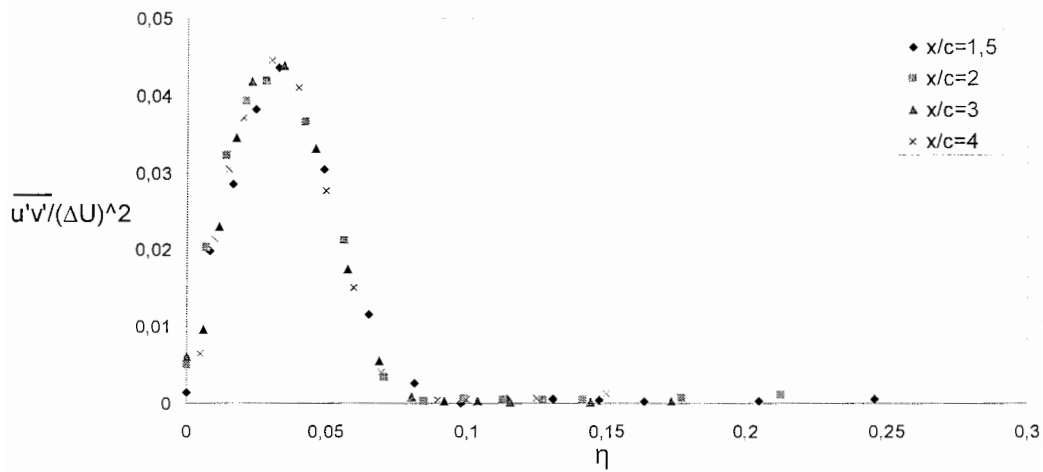
شکل ۵-۲۷: پروفیل Self-similar انرژی جنبشی مربوط به حالت چهارم جریان (Curve diffuser) دیواره داخلی
 $x_0 = 0$ ، $\Delta U = \text{Velocity defect}$ ، $x = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 ، $d = 0.0158$ ، $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



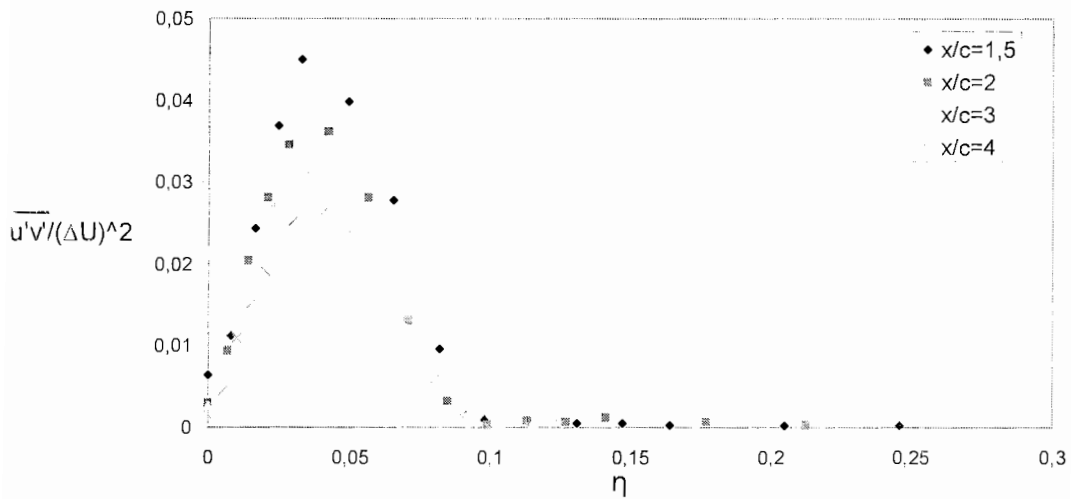
شکل ۵-۲۸: پروفیل Self-similar انرژی جنبشی مربوط به حالت چهارم جریان (Curve diffuser) دیواره خارجی
 $x_0 = 0$ ، $\Delta U = \text{Velocity defect}$ ، $x = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 ، $d = 0.0158$ ، $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



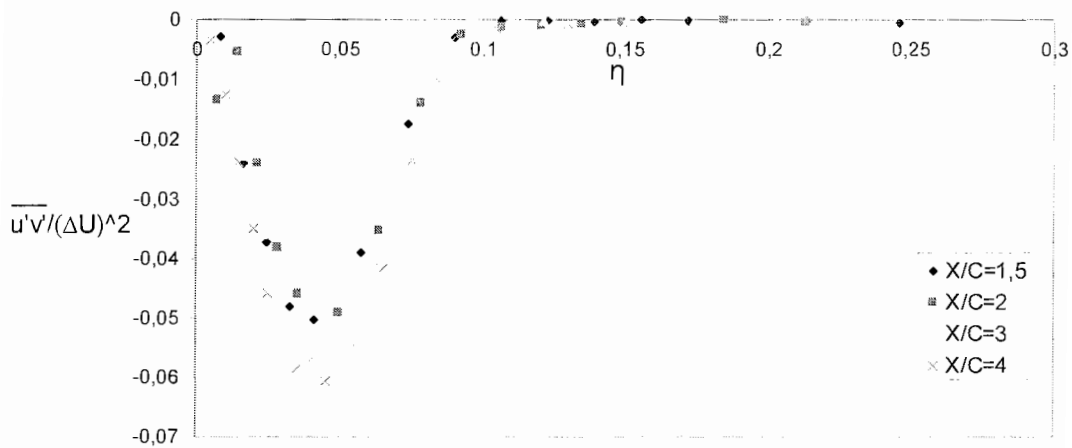
شکل ۵-۲۹: پروفیل‌های مربوط به تنش برشی رینولدز برای چهار حالت مختلف جریان



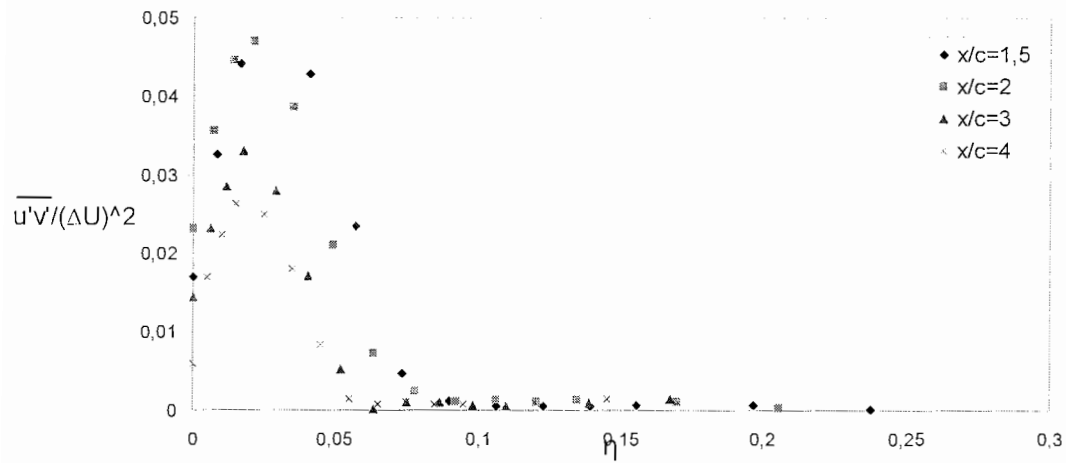
شکل ۵-۳۰: پروفیل Self-similar تنش برشی رینولدز مربوط به حالت اول جریان (Straight duct)
 $x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $x = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d = 0.0158$, $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



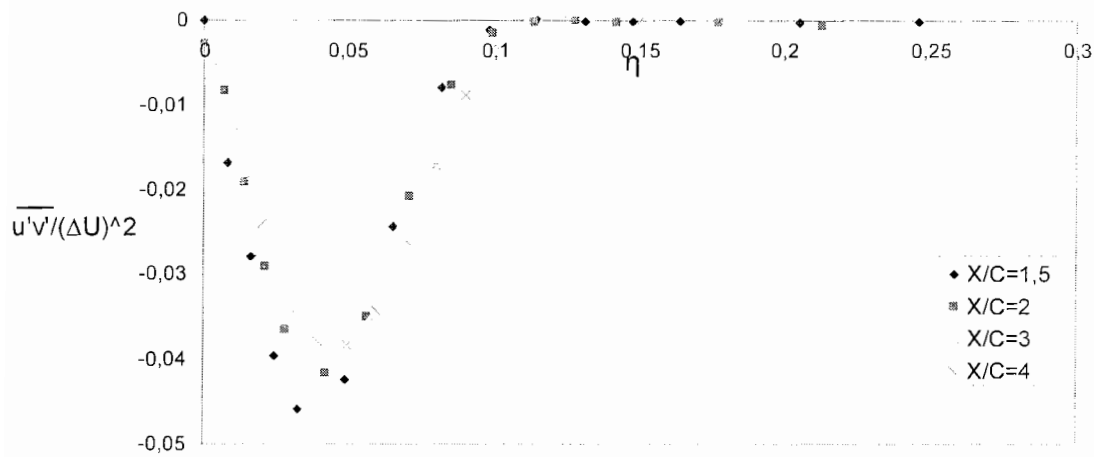
شکل ۳۱-۵: پروفیل Self-similar تنش برشی رینولدز مربوط به حالت دوم جریان (Straight diffuser) $x_0 = 0$ ، $\Delta U = \text{Velocity defect}$ ، $x = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 ، $d = 0.0158$ ، $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



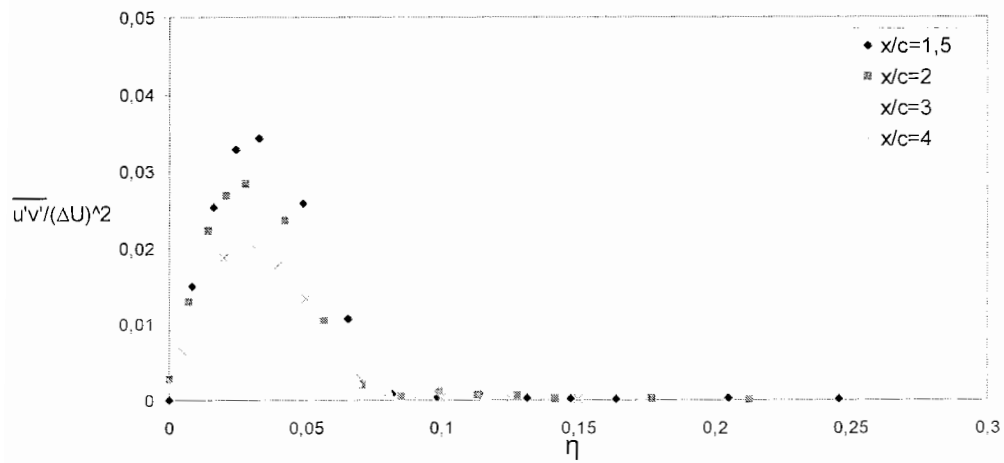
شکل ۳۲-۵: پروفیل Self-similar تنش برشی رینولدز مربوط به حالت سوم جریان (Curve duct) دیواره داخلی $x_0 = 0$ ، $\Delta U = \text{Velocity defect}$ ، $x = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 ، $d = 0.0158$ ، $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



شکل ۳۳-۵: پروفیل Self-similar تنش برشی رینولدز مربوط به حالت سوم جریان (Curve duct) دیواره خارجی $x_0 = 0$ ، $\Delta U = \text{Velocity defect}$ $\alpha = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 ، $d = 0.0158$ ، $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$

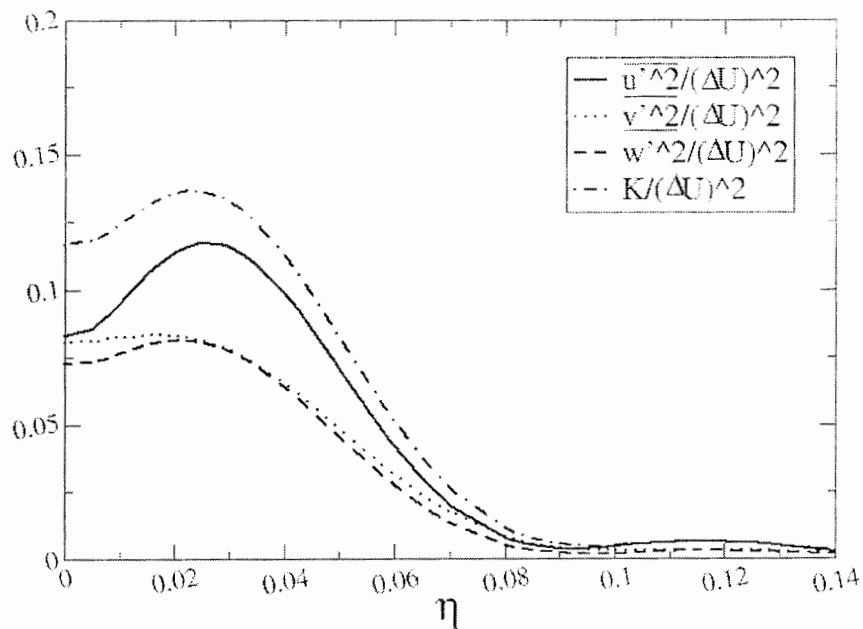


شکل ۳۴-۵: پروفیل Self-similar تنش برشی رینولدز مربوط به حالت چهارم جریان (Curve diffuser) دیواره داخلی $x_0 = 0$ ، $\Delta U = \text{Velocity defect}$ ، $\alpha = 1, 1.5, 2, 3$ and 4 ، $d = 0.0158$ ، $\eta = y / \sqrt{d(x - x_0)}$



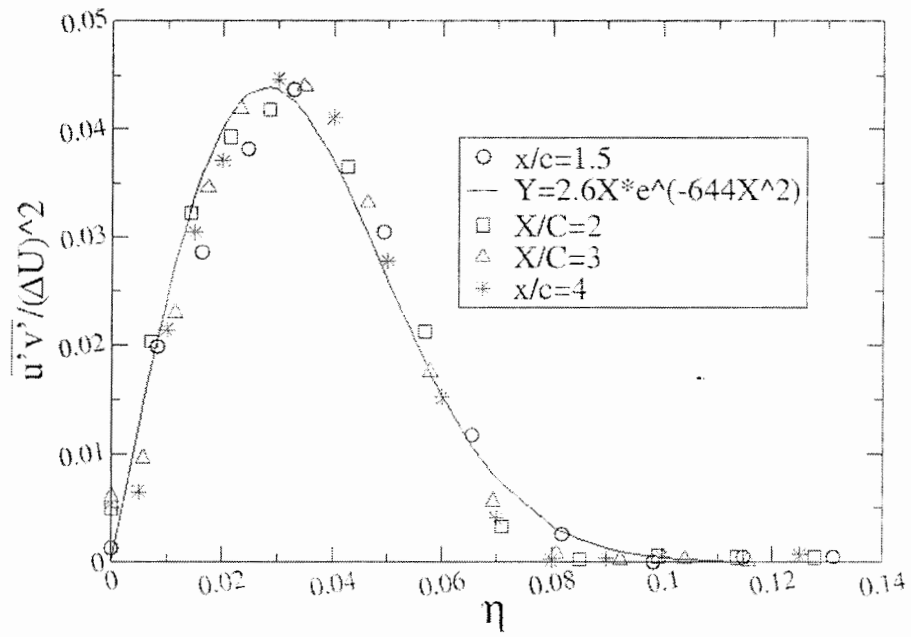
شکل ۳۵-۵: پروفیل Self-similar تنش برشی رینولدز مربوط به حالت چهارم جریان (Curve diffuser) دیواره خارجی $x_0 = 0$, $\Delta U = \text{Velocity defect}$, $x=1, 1.5, 2, 3$ and 4 , $d=0.0158$, $\eta = y/\sqrt{d(x-x_0)}$

STRAIGHT DUCT



شکل ۳۶-۵: مقایسه پروفیل‌های خودتشابهی تنشهای نرمال و برشی رینولدز مربوط به حالت اول جریان

STRAIGHT DUCT



شکل ۳۷-۵: بهترین پروفیل خودتشابهی گذراننده شده بر داده های تنش برشی مربوط به حالت اول جریان

ABSTRACT

The data measurement of mean velocity has been taken [1] for the wake of a symmetrical airfoil of NACA 0012. For different ways, Case (I): straight duct, case (ii): straight diffuser, case (iii): curve duct and case (iv):curve diffuser. The effects of adverse pressure gradient and curvature individually and combine are studied in a self-similar coordinate system. The spatial variations of velocity defects and that of the half-width have been investigated. The results are compared with those published by H.Schlichting [6]. Results pertaining to cases (ii,iv) contain adverse pressure gradient indicates a deeper decay in compare with the cases without adverse pressure gradient i.e. case (I), case(iii). In the normalized coordinates, it is also observed that all cases are self-similar. In self-similarity profiles for fluctuations velocity, we observed that the adverse pressure gradient causes the values of these stresses increase and curvature causes the profiles of fluctuations velocity are asymmetric behavior.

References

1. A.B. Khoshnevis "Experimental study of wake of an airfoil subjected to curvature and adverse pressure gradient ", 11th Annual conference (International) of mechanical engineering, Mashhad, Iran, May13-15, 2003.
2. Bender, C.M. & Orszag, S.A. (1978), "Advanced Mathematical Methods for Scientists and Engineers, Mc Grow-Hill, New York.
3. Bradshow, P, "Effect of streamline curvature on turbulent flow", AGARDograph No.169,1973.
4. Corke, T.C., Krull, J. D. & Ghassemi, M.(1992) "Three-Dimensional Mode Resonance in Far Wakes". J.Fluid Mech.239,99-132.
5. Ghosal, S. & Rogers, M.M. (1997). "A numerical study of self-similarity in a turbulent plan wake using large eddy simulation. Phys. Fluids 9(6), 1729-1739.
6. Heskestad, G. (1965). "Hot-wire measurements in a plan turbulent jet" Trans. ASME Ser. EJ Appl.Mech. 32, 721-734.
7. Hill, P.G., U.W. Schaub and Y.Senoo "Turbulent wakes in pressure gradient", Trans. ASME, J. Appl. Mech, 30, 518-524, 1963.
8. Hermann Schlichting "Boundary- layer Theory", Mc Grow-Hil, 734, 1955.
9. John, J. & M.T.Schoberi "Development of a two-dimensional turbulent wake in a curved channel with a positive streamwise pressure gradient", ASME, J. of Fluids Engg., 118, 292-299, 1996.
10. Lemonier, P.E., J.H. Garem and L.F. Tsen "Sillage turbulent cree par une plaque plane en ecoulement fortment decelere", Center Detudes Aerodynamiques et Thermiques, poitiers, France, Contrat D.R.M.E. No 73.765, 2e rapport semestriel, October 1974.
11. Loucks, R. (1998). "An experimental examination of the velocity and velocity fields in a plan mixing layer" Ph.D. dissertation, University of Maryland.

12. Marsali, B., Champagne, F.H., & Wygnanski, I. (1991). "On linear evolution of unstable disturbance in a plan turbulent wake". *Physics of fluids A* 3(4), 665-674.
13. Marsali, B., Champagne, F.H., & Wygnanski, I. (1992). "Effect of traveling waves on the growth of a plane Turbulent wake". *J. Fluid Mech.* 235, 511-528.
14. Ramjee, V., Tulapurkara, E.G. & Rajasekara, R. 1988 "Development of airfoil wake in a longitudinally curved steam". *AIAA J.* 26, 948-953.
15. Ramjee, V. & Neelakandan, D. 1989 "Development of wake of a rectangular cylinder in a curved stream. *Exps Fluids* 7, 395-399.
16. Ramjee, V. & Neelakandan, D. 1990 "Curvature effects on the wake of an airfoil and other bodies". *Fluid Dyn. Res.* 6, 1-13.
17. Townsend, A.A. (1956). *The structure of turbulent shear flow*. Cambridge university press.
18. Townsend, A. A. (1949) "The fully developed turbulent wake of a circular cylinder," *Aust. J. Sci. Res. Ser. A* 2, 451-468.
19. Wygnanski, I., Champagne, F. & Marsali, B. 1986 "On the large-scale structures in two dimensional, small-deficit, turbulent wakes". *J. Fluid Mech.* 168, 31-71.
20. Stephan B. Pope, "Turbulent Flow", Cambridge University press, (2000)
21. Anderson, D.A., J.C. Tannehill, and R.H. Pletcher (1984), "Computational fluid mechanics and heat transfer", Hemisphere publishing corporation, New York.
22. Tannekes, H. and Lumley, J.L. (1972) *A first course in turbulence*, MIT Press Cambridge.
23. White F.M. (1991), "Viscous fluid flow", 2nd ed., Mc Grow-Hill, New York.