

مطالعه تاثیر نیروهای شناوری بر ضریب انتقال حرارت در برخورد جت آرام به صفحه با شار حرارتی ثابت

حسین شکوهمند

استاد گروه مهندسی مکانیک - دانشکده فنی - دانشگاه تهران

وحید اصفهانیان

دانشیار گروه مهندسی مکانیک - دانشکده فنی - دانشگاه تهران

رضا مسعودی

کارشناس ارشد مکانیک - گروه کارشناسان ایران (IGS)

(تاریخ دریافت ۸۰/۱۲/۱۱، تاریخ دریافت روایت اصلاح شده ۸۲/۹/۱۲، تاریخ تصویب ۸۲/۱۱/۱۸)

چکیده

سرمایش و یا گرمایش سطوح تخت با استفاده از پاشش یک جت سیال بر روی آنها در بسیاری از کاربردهای صنعتی و مهندسی بویژه در شرایطی که شار حرارتی بالا باشد کاربرد دارد در این مقاله اثر نیروی شناوری در انتقال حرارت از یک صفحه تخت داغ که در معرض جت دو بعدی (شکافگونه) آرام و عمودی هوا قرار گرفته است بررسی شده است معادلات ممنتوم و انرژی حاکم بر این فرایند بر حسب تابع جریان و ورتیسیتی نوشته شده و به روش اختلاف محدود حل شده است.

محدوده پارامترهای بکار رفته در این مقاله به این صورت است: عدد رینولدز ۵۰-۱۰، عدد ریچاردسون ۰/۵-۰، عدد گراشف ۵۰-۰، ارتفاع بی بعد نازل از سطح تارگت ۳-۲ نتایج بدست آمده برای جریان سطح آزاد، ضریب اصطکاک محلی و ضریب انتقال حرارت محلی را بصورت توابعی از اعداد رینولدز و گراشف و فاصله افقی از محور جت رسم کرده ایم. نتایج این بررسی نشان می دهد که ضریب انتقال حرارت محلی تابعی از اعداد رینولدز، گراشف و فاصله از محور جت می باشد تغییرات عدد نوسلت و نیز تنش برشی محلی با تغییر پارامترهای فوق مورد مطالعه قرار گرفت و مشاهده گردید که با افزایش اعداد رینولدز اثرات نیروی شناوری کاهش می یابد.

واژه های کلیدی: جت آرام، خنک کاری، نیروهای شناوری، صفحات تخت، شار حرارتی ثابت

مقدمه

جت برخوردی یک روش مؤثر گرمایش یا سرمایش محلی است که در بسیاری از کاربردهای مهندسی و صنعتی برای دستیابی به شار حرارتی بالا از آن استفاده میشود. در این کاربردها، یک جت از جریان گاز یا مایع به سمت ناحیه هدف شلیک می شود. برخی از مهمترین کاربردهای جت برخوردی عبارتند از: خنک کاری پره های توربین، خنک کاری قطعات الکترونیک [۱]، بررسی رفتار حرارتی صفحات فلزی غیر آهنی، شکل دادن به صفحات فلزی، گرم کردن شیشه، خشک کردن کاشی، کاغذ و فیلم.

هرگاه یک سطح با شار حرارتی غیریکنواخت را در معرض تعدادی جت با چیدمان مناسب قرار دهیم می توان یک سطح با دمای ثابت بدست آورد. سطحی که جت روی آن شلیک می شود را سطح هدف می نامند.

تاریخچه تحقیقات قبلی

مسئله جت برخوردی به سه روش تحلیلی، تجربی و عددی مورد بررسی قرار گرفته است و تاثیر پارامترهای زیادی از قبیل عدد رینولدز، فاصله جت تا صفحه، زاویه جت، دمای صفحه، دمای جت، شار حرارتی صفحه، پروفیل سرعت نازل و شکل هندسی نازل در بهبود شدت انتقال حرارت مورد بررسی قرار گرفته است. در تنها موردی که اثر نیروی شناوری بررسی شده است، برخورد یک جت داغ به یک صفحه تخت دما ثابت مورد مطالعه قرار گرفته است. به هر حال در این بخش، کارهای قبلی انجام شده در زمینه جت برخوردی آرام را به سه قسمت تحلیلی، تجربی و عددی تقسیم میکنیم و در قسمت چهارم تحقیقات انجام شده پیرامون اثرات نیروی شناوری در مسائل مشابه آورده میشود.

حرارتی ثابت در صفحه هدف، جریان الکتریسته را از یک سیم پیچ ضد زنگ نازک که در صفحه جا سازی شده بود عبور دادند. چالوپا و همکارانش [۱۲] نیز مسئله انتقال جرم را در برخورد از یک جت شکافگونه بصورت تجربی بررسی کردند.

تحقیقات عددی

هینینگن و همکارانش [۱۳] با استفاده از تابع چرخش - جریان، میدان سرعت و دما را برای یک جت آرام شکافگونه محاسبه کردند. آنها اثرات عدد رینولدز و پروفیل سرعت اولیه جت را مورد مطالعه قرار دادند. موجودمدار [۱۴] یک مدل عددی را توسعه داد و آنرا برای مطالعه برخورد جت آرام به صفحه تخت با دمای ثابت بکار برد. چن و همکارانش [۱۵] یک جریان آرام را در یک نازل شکافگونه در نظر گرفتند و بصورت عددی مسئله انتقال جرم را برای آن بررسی کردند.

تحقیقات انجام شده در مورد تاثیر بویا نسی

موری [۱۶] بصورت تحلیلی جریان آرام روی یک سطح افقی رابا در نظر گرفتن اثرات نیروی شناوری بررسی کرد. او نشان داد که ضریب اصطکاک محلی، بدلیل گرادیان فشار القایی زیاد می شود. چن و همکارانش [۱۷] دریافتند که نیروی شناوری باعث ایجاد یک گرادیان فشار می شود که روی میدان جریان تاثیر می گذارد. استایاناریانا و جالوریا [۱۸] دریافتند که در یک جت داغ شکافگونه رو به پائین، اگر نیروی شناوری به اندازه کافی بزرگ باشد، جریان بطور کامل به سمت بالا برمی گردد. یوان و همکارانش [۱۹] بصورت عددی تاثیر نیروی شناوری رادر برخورد یک جت گرم شده آرام هوا از یک نازل شکافگونه به یک سطح دما ثابت را مورد بررسی قرار دادند. مسئله جابجایی مخلوط در یک کانال عمودی با دمای دیواره متقارن بصورت عددی توسط جنگ و همکارانش [۲۰] مورد مطالعه قرار گرفت. ماهاجان و کالمیدی [۲۱] بصورت عددی مسئله جابجایی مخلوط را بر روی یک سطح افقی گرم شده مورد بررسی قرار دادند.

همانگونه که ذکر شد تنها یکی از تحقیقات انجام شده (یوان) در مورد بررسی اثر نیروی شناوری درجت

تحقیقات تحلیلی

انریک [۲] اولین کسی بود که این مسئله را بصورت تحلیلی مورد بررسی قرار داد. او یک جت برخورد کننده به یک صفحه تخت رابا فرض جریان یکنواخت در خروجی نازل در نظر گرفت و تابع پتانسیل جریان را برای آن حل کرد. انریک در محاسبات خود از جملات شامل پخش جرم صرفنظر کرد. میازاکی و سیلبرمن [۳] روش حل او را بکار گرفتند و توانستند خط جریان آزاد رابرای جریان لایه مرزی آرام نزدیک صفحه بدست آورند. اسپارو و لی [۴] توانستند معیاری رابرای صرفنظر کردن از جمله پخش جرم ارائه نمایند. وانگ و همکارانش [۵] به طور تحلیلی مسئله انتقال حرارت را در برخورد یک جت آزاد با مقطع دایره ای که به یک صفحه تخت برخورد می کند را بررسی کردند آنها در تحلیل خود دو حالت سطح با شار حرارتی و سطح با دمای غیر یکنواخت را در نظر گرفتند. لیو و همکارانش [۶] مسئله میدان سرعت و دما را در ناحیه سکون برای یک جت مایع حل کردند. کار آنها روی اثرات تنش سطحی بر میدان جریان در ناحیه سکون متمرکز بود.

تحقیقات تجربی

معروفترین کار تجربی در مورد جت برخوردی مربوط به گاردون و آکفیرات [۷] است. آنها انتقال حرارت رابرای محدوده وسیعی از اعداد رینولدز (بین ۴۵۰ تا ۲۲۰۰۰) اندازه گرفتند. کرگر و کریزک [۸] با استفاده از خاصیت تصعید نفتالین توانستند ضرائب محلی انتقال جرم را در برخورد جت هوا از یک نازل شکافگونه اندازه بگیرند. اسپارو و ونگ [۹] از همین روش برای اندازه گیری ضرائب انتقال حرارت برای یک نازل شکافگونه استفاده کردند. آنها هوا را به عنوان سیال عامل در نظر گرفتند و فرض کردند که پروفیل سرعت در خروجی نازل کاملا توسعه یافته باشد. هلوارت و دوربین [۱۰] آزمایشاتی را بر روی کارکرد یک سیستم جت هوا با سرعت کم انجام دادند. سیستم مورد نظر آنها برای خنک کاری قطعات الکترونیک طراحی شده بود. سانگ و همکارانش [۱۱] نیز اعداد نوسلت محلی را برای یک جت محدود هوا با مقطع دایروی که به یک صفحه تخت برخورد میکرد اندازه گیری کردند. آنها برای مدلسازی شار

$$U = \frac{u}{v_j}, V = \frac{v}{v_j} \quad (۶)$$

$$P = \frac{P - P_\infty}{\rho v_j^2}, \theta = K \frac{T - T_\infty}{L q_{wall}} \quad (۷)$$

همچنین از اعداد بی بعد زیر استفاده خواهد شد :

$$Pr = \frac{\nu}{K}, Re = \frac{v_j L}{\nu} \quad (۸)$$

$$Gr = \frac{g \beta q_{wall} L^4}{K \nu^2}, Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad (۹)$$

با بکار بردن روابط (۵) و (۶) و (۷) در معادلات (۱) تا (۴) و در نظر گرفتن روابط (۸) و (۹) معادلات حاکم بی بعد شده و بصورت زیر در می آیند :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (۱۰)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \quad (۱۱)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + Ri \theta \quad (۱۲)$$

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{Re Pr} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (۱۳)$$

فرمولبندی ورتیسیتی - تابع جریان

طبق تعریف ، ورتیسیتی در هر نقطه در داخل جریان ، دو برابر سرعت زاویه ای آن است. یعنی ،

$$\bar{\omega} = \nabla \times \bar{V} \quad (۱۴)$$

که برای یک جریان دو بعدی بصورت زیر ساده می شود :

$$\omega_z = \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \quad (۱۵)$$

در یک جریان دوبعدی و تراکم ناپذیر، تابعی را می توان تعریف کرد که معادله پیوستگی را ارضاء کند. چنین تابعی را تابع جریان می نامند که در مختصات دکارتی بصورت زیر است :

برخوردی می باشد که در آن هم صفحه هدف از نوع دما ثابت در نظر گرفته شده است . حالت صفحه با شار حرارتی علی رغم اهمیت آن هنوز مورد بررسی قرار نگرفته و در این مقاله برای اولین بار این مسئله بررسی شده است.

معادلات حاکم

برای استخراج معادلات حاکم، فرضیات زیر در نظر گرفته شده اند: جریان دو بعدی، حالت پایدار ، غیرقابل تراکم، آرام، جریان در خروجی نازل کاملاً توسعه یافته، همچنین فرض می شود که صفحات تارگت دارای شار حرارتی ثابت و یکنواخت باشد. هنگامی که دمای سیال بالا می رود اختلاف دمای سیال نزدیک دیواره روی خواص فیزیکی سیال تاثیر می گذارد. که اثر آن روی ضریب ویسکوزیته و ضریب هدایت حرارتی کاملاً مستقل از اثرات نیروی شناوری است و میتواند جداگانه مورد مطالعه قرار گیرد زیرا نیروی شناوری بصورت صریح بوسیله تغییرات ویسکوزیته یا هدایت حرارتی متاثر نمی شود . فرض می شود که تغییرات چگالی فقط شامل مشارکت در نیروی شناوری باشد. همچنین در فرمول انرژی از جمله پخش ویسکوزیته و تغییرات دمایی متاثر از فشار صرفنظر شده است . با فرضیات بالا معادلات بقایی جرم و ممنتوم در جهت X و Y و انرژی بصورت زیر خواهند شد :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (۱)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (۲)$$

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \rho g \beta (T - T_\infty) \quad (۳)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (۴)$$

روابط زیر برای بی بعد کردن معادلات (۱) تا (۴) بکار خواهند رفت :

$$X = \frac{x}{L}, Y = \frac{y}{L} \quad (۵)$$

(۶) تابع جریان ثابت است و برای محاسبه ورتیستی می توان از معادله (۲۱) استفاده کرد. مرزهای (۲) و (۴) بسیار دور فرض می شوند بنابراین نرخ تغییرات دما، ورتیستی و تابع جریان در راستای عمود بر آنها صفر فرض می شود برای محاسبه شرط مرزی دما در مرز (۵) به روش زیر عمل می کنیم:

$$-K \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = q_w \quad (22)$$

از طرفی طبق رابطه (۷) داریم:

$$\theta = K \frac{T - T_\infty}{Lq_w} \quad (23)$$

اگر از رابطه (۲۳) T را بر حسب θ محاسبه کنیم، خواهیم داشت:

$$T = \frac{Lq_w}{K} \theta + T_\infty \quad (24)$$

با فرض ثابت بودن q_w, K, L, T_∞ رابطه (۲۴) را در معادله (۲۲) قرار می دهیم:

$$-K \left(\frac{Lq_w}{K} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) \Big|_{y=0} = q_w$$

$$L \frac{\partial \theta}{\partial y} \Big|_{y=0} = -1 \quad (25)$$

طبق رابطه (۵) داریم:

$$y = LY \quad (26)$$

رابطه (۲۶) را در (۲۵) قرار می دهیم، نتیجه می شود:

$$\frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=0} = -1 \quad (27)$$

رابطه (۲۷) شرط مرزی دما برای مرز (۵) می باشد. با توجه به مطالب بالا و شکل (۱) شرایط مرزی بصورت زیر تعیین می گردد:

مرز (۱): خروجی نازل برای یک پروفیل سرعت یافته

$$\psi = \frac{3}{2} \left(X - \frac{X^3}{3} \right), \omega = -3X, \theta = 0 \quad (28)$$

مرز (۲): سطح آزاد

$$\frac{\partial \psi}{\partial Y} = \frac{\partial \omega}{\partial Y} = \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0 \quad (29)$$

مرز (۳): محور تقارن

$$V = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (16)$$

$$U = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad (17)$$

برای بدست آوردن معادله انتقال ورتیستی، فشار را با مشتق متقاطع از معادلات ممنوم حذف می کنیم. که به معادله زیر منتهی خواهد شد:

$$U \frac{\partial \omega}{\partial x} + V \frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) - \text{Ri} \frac{\partial \theta}{\partial x} \quad (18)$$

از آنجا که منحصرما جریان دو بعدی را در نظر گرفتیم، در اینجا زیر نویس Z را از ω_z حذف کرده ایم. بنا براین در ادامه این مقاله، ω نشان دهنده مولفه Z ورتیستی است. معادله (۱۸) معادله انتقال ورتیستی نام دارد که شکل غیر دائم و بی بعد آن چنین است:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U \frac{\partial \omega}{\partial X} + V \frac{\partial \omega}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial Y^2} \right) - \text{Ri} \frac{\partial \theta}{\partial X} \quad (19)$$

معادله (۱۹) یک معادله سهموی با مجهول ω است. مجددا تعریف ورتیستی را در نظر می گیریم:

$$\omega = \frac{\partial V}{\partial X} - \frac{\partial U}{\partial Y} \quad (20)$$

با جایگزین کردن روابط (۱۶) و (۱۷) در معادله فوق خواهیم داشت:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2} = -\omega \quad (21)$$

این معادله به معادله تابع جریان معروف است و جزء معادلات دیفرانسیل پاره ای بیضوی دسته بندی می شود. مجهول این معادلات است و ω از حل معادله (۱۹) بدست می آید. پس از محاسبه تابع جریان، مؤلفه های سرعت از روابط (۱۶) و (۱۷) بدست می آیند.

شرایط مرزی

بدلیل تقارن کافیتست که نصف میدان را در نظر بگیریم. (شکل ۱) در شرایط مرزی (۱) جریان کاملا توسعه یافته در نظر گرفته می شود، خط مرزی (۳) خط تقارن است بنابراین نرخ تغییرات دما و ورتیستی در راستای عمود بر آن صفر است. در خطوط مرزی (۵) و

مقادیر تابع جریان و ورتیسیتی را با ضریب وزنی کنترل کرده ایم که بصورت ذیل است :

$$\psi_{i,j}^{k+1} = \gamma \psi_{i,j}^{k+1} + (1-\gamma) \psi_{i,j}^* \quad (36)$$

$$\omega_{i,j}^{k+1} = \lambda \omega_{i,j}^{k+1} + (1-\lambda) \omega_{i,j}^* \quad (37)$$

که در آن

$$0 \leq \gamma \leq 1$$

$$0 \leq \lambda \leq 1$$

که مقادیر ψ^* و ω^* به ترتیب تابع جریان و ورتیسیتی در انتهای گردش داخلی می باشند و بالانویسهای k و $k+1$ به ترتیب نشانگر مقدار محاسبه شده متغیر در گردش خارجی k و $k+1$ است .

بحث در مورد منحنیها

در ابتدا که حد بالای ۵۰ برای عدد رینولدز در نظر گرفته شد ، استدلال اولیه ما بر مبنای کارهای انجام شده قبلی بود زیرا در کارهای قبلی که عمدتاً در محدوده اعداد رینولدز بالای ۵۰ صورت گرفته از تاثیر نیروی شناوری صرفنظر شده است ، البته در ادامه کار مشخص شد که این حد کاملاً درست و بجا است ، که در ادامه به این موضوع اشاره خواهد شد. در اینجا فقط این نکته را ذکر می کنیم که در ناحیه سکون برای اعداد رینولدز ۵۰ و بالاتر نیروی شناوری در مقایسه با نیروی ممنتوم بسیار ناچیز است و اثر آن در میدان دما و سرعت نامحسوس است البته در فواصل دورتر که به دلیل اثر ویسکوزیته ، نیروی ممنتوم کم میشود ، به تدریج نیروی شناوری در مقایسه با آن قابل ملاحظه می گردد و می توان اثرات آن را مشاهده کرد. البته برای اعداد رینولدز بالا ، محل تاثیر نیروهای شناوری در خارج از ناحیه سکون قرار دارد و از آنجا که جت برخوردی برای گرمایش یا سرمایش محلی در ناحیه سکون بکار می رود ، بنابراین اثر نیروی شناوری در خارج این ناحیه چندان اهمیتی در کاربردهای عملی ندارد.

حد بالای ۵۰ برای عدد گراشف بر مبنای پهنای نازل بکار رفته توسط هلورت و دوربین [۱۰] می باشد که برای خنک کاری قطعات الکترونیک طراحی شده است. در آزمایش آنها پهنای نازل برابر ۳/۱۸mm طراحی شده بود.

$$\psi = \omega = \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (30)$$

مرز (۴) : مرز خروجی

$$\frac{\partial \psi}{\partial X} = \frac{\partial \omega}{\partial X} = \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (31)$$

مرز (۵) : سطح هدف

$$\psi = 0, \frac{\partial \theta}{\partial Y} = -1 \quad (32)$$

و برای ورتیسیتی در مرز داریم :

$$\omega_{wall} = 3 \frac{(\psi_{wall} - \psi_{nw})}{\Delta Y^2} - \frac{1}{2} \omega_{nw} \quad (33)$$

مرز (۶) : سطح نازل

$$\psi = 1, \theta = 0 \quad (34)$$

و برای محاسبه ورتیسیتی از رابطه زیر استفاده میشود :

$$\omega_{slot} = 3 \frac{(\psi_{slot} - \psi_{ns})}{\Delta X^2} - \frac{1}{2} \omega_{ns} \quad (35)$$

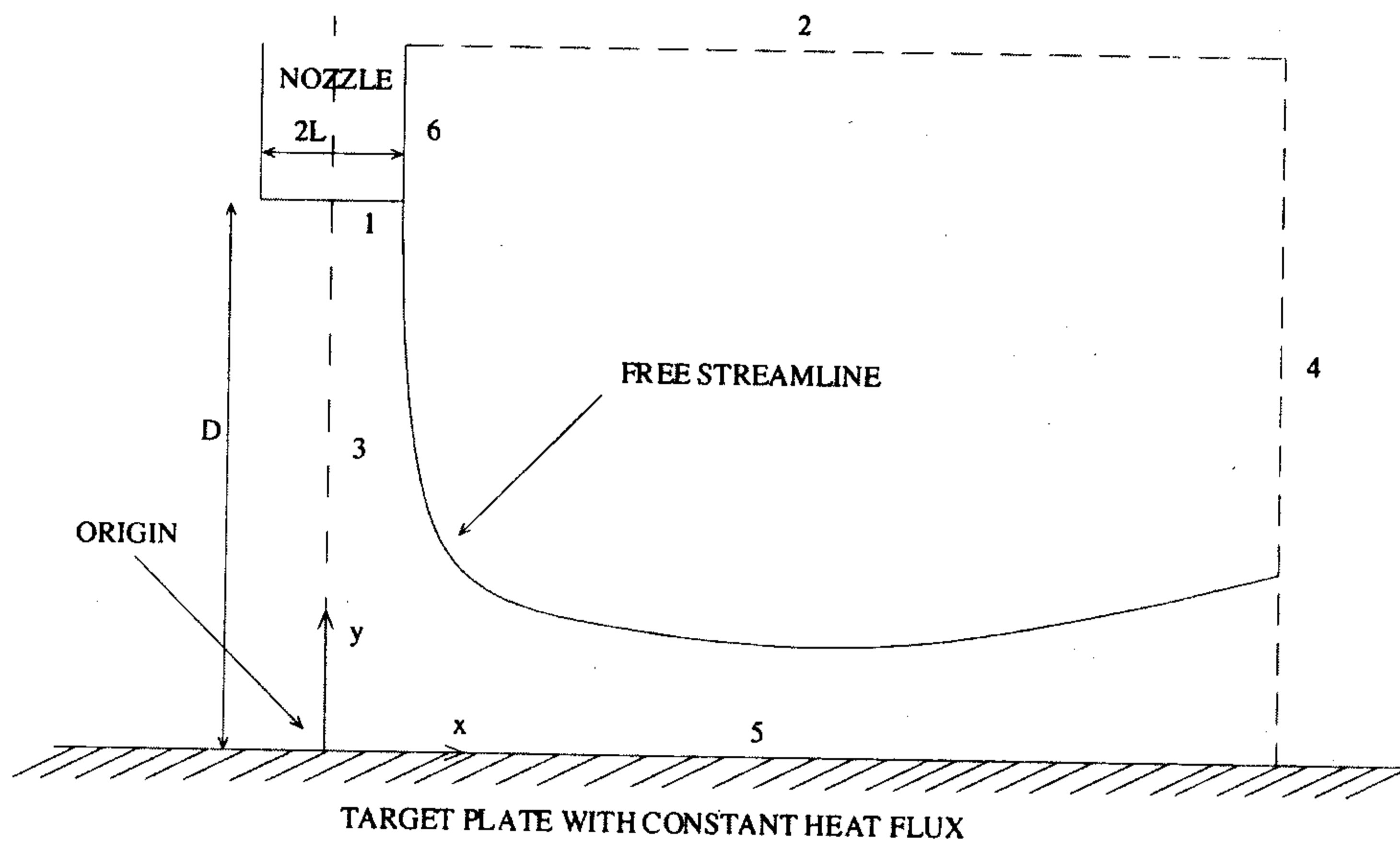
حل عددی معادلات حاکم

در حالت کلی در مرزهای (۲) و (۴) بقاء جرم ارضاء نمی شود مگر اینکه مقدار هوای وارد شده در جت را نیز محاسبه کنیم . برای گریز از این محاسبات ، می توان به روش مرجع [۱۹] محدوده مرزهای محاسباتی (۲) و (۴) را به اندازه کافی بزرگ در نظر گرفت.

به همین دلیل دامنه محاسباتی را بصورت $Y_{max} = 8H, X_{max} = 15H$ در نظر می گیریم. در این پروژه در حالت $H=2$ از یک مش بندی 40×23 و در حالت $H=3$ از یک مش بندی 40×52 استفاده شده است.

روش مورد استفاده برای حل عددی معادله انتقال ورتیسیتی روش ADI است، همچنین معادلات تابع جریان و انرژی به ترتیب به روشهای PSOR و FTCS حل شده اند.

برای حل مسئله ، پارامترها را در محدوده ذکر شده در جدول (۱) در نظر گرفته ایم. به منظور افزایش پایداری ،



شکل ۱: دامنه محاسباتی و شرایط مرزی.

جدول ۱: محدوده پارامترها.

Re	Gr	Ri	H
۱۰-۵۰	۰-۵۰	۰-۰/۵	۲-۳

برای رینولدزهای پایین هوای اطراف امکان نفوذ بیشتری دارد و به همین دلیل نرخ رشد لایه مرزی در این حالت زیادتر است. در شکل (۳) تأثیر نیروی شناوری برای حالت $Re = 10$ و $H = 3$ رسم شده است. همانطور که مشاهده می شود با افزایش عدد گرافش خط جریان آزاد به سمت بالا حرکت می کند. در حالت $Gr = 50$ عدد ریچاردسون برابر 0.5 است. در این حالت همانطور که مشاهده می شود، تأثیر نیروی شناوری در ناحیه سکون نیز قابل ملاحظه است. برای اعداد رینولدز بالاتر، عدد ریچاردسون کاهش می یابد. مثلاً برای حالت $Re = 50$ و $Gr = 50$ عدد ریچاردسون برابر 0.2 است و همانطور که در شکل (۴) مشاهده می شود تأثیر نیروی شناوری برای محدوده $X < 2$ قابل ملاحظه نیست. در فواصل دورتر بدلیل اینکه نیروی ممنوم بر اثر نیروهای شدید ویسکوز به تحلیل می رود، از فواصل $X > 2$ بتدریج نیروی شناوری روی منحنی آزاد و در نتیجه روی کل میدان حرکت سیال تأثیر می گذارد. می توان پیش بینی کرد که در فواصل دورتر نیروی ممنوم به سمت صفر می رود و بعد از آن، اثر نیروی شناوری بصورت جابجایی آزاد نمایان خواهد شد. در شکل (۵) منحنی

همچنین برای حداکثر شار حرارتی از مقدار $q = 2000 \text{ w/m}^2$ استفاده شده که حداکثر شار حرارتی بکار رفته در آزمایشات صورت گرفته توسط سان و همکارانش [۱۱] است. حد بالای $H = 3$ بر اساس قابلیت بدست آوردن همگرایی در محاسبات عددی می باشد. برای اعداد رینولدز پایین و فواصل دورتر جت از تارگت، میدان سیال بسیار پیچیده تر می شود، زیرا بدلیل ویسکوزیته زیاد، خروجی جت عملاً به صفحه تارگت نمی رسد، از طرفی بدلیل ورود هوای اطراف به داخل میدان خروجی از جت، این میدان بسیار پیچیده تر می شود و برای تحلیل آن نیاز به یک مش بندی ریزتر می باشد. که در مسئله مورد بحث این حالت در نظر گرفته نشده است.

برای تحلیل نتایج بدست آمده، اثرات نیروی شناوری را به سه دسته تقسیم می کنیم:

میدان جریان

در شکل (۲) منحنی خط جریان آزاد برای سه عدد رینولدز مختلف در حالت $H = 3$ و بدون اثر نیروی شناوری رسم شده است. همانطور که مشاهده می شود

ضریب اصطکاک محلی

در شکل‌های (۶) تا (۹) منحنی تغییرات ضریب اصطکاک محلی برای حالت‌های مختلف رسم شده اند و به روش مرجع [۷] با نتایج فرمول اصطکاک صفحه مقایسه شده است. همانگونه که در منبع [۲۴] آمده است برای جریان آرام عمود به یک صفحه تخت، ضریب اصطکاک محلی از فرمول زیر محاسبه می شود:

$$C_f = \frac{2.466}{\sqrt{Re_x}} \quad (38)$$

که در آن

$$Re_x = \frac{xv}{\nu} \quad (39)$$

در مسئله مورد بررسی عدد رینولدز از فرمول زیر محاسبه می شود:

$$Re = \frac{Lv}{\nu} \quad (40)$$

از مقایسه فرمول‌های (۳۹) و (۴۰) می توان نوشت:

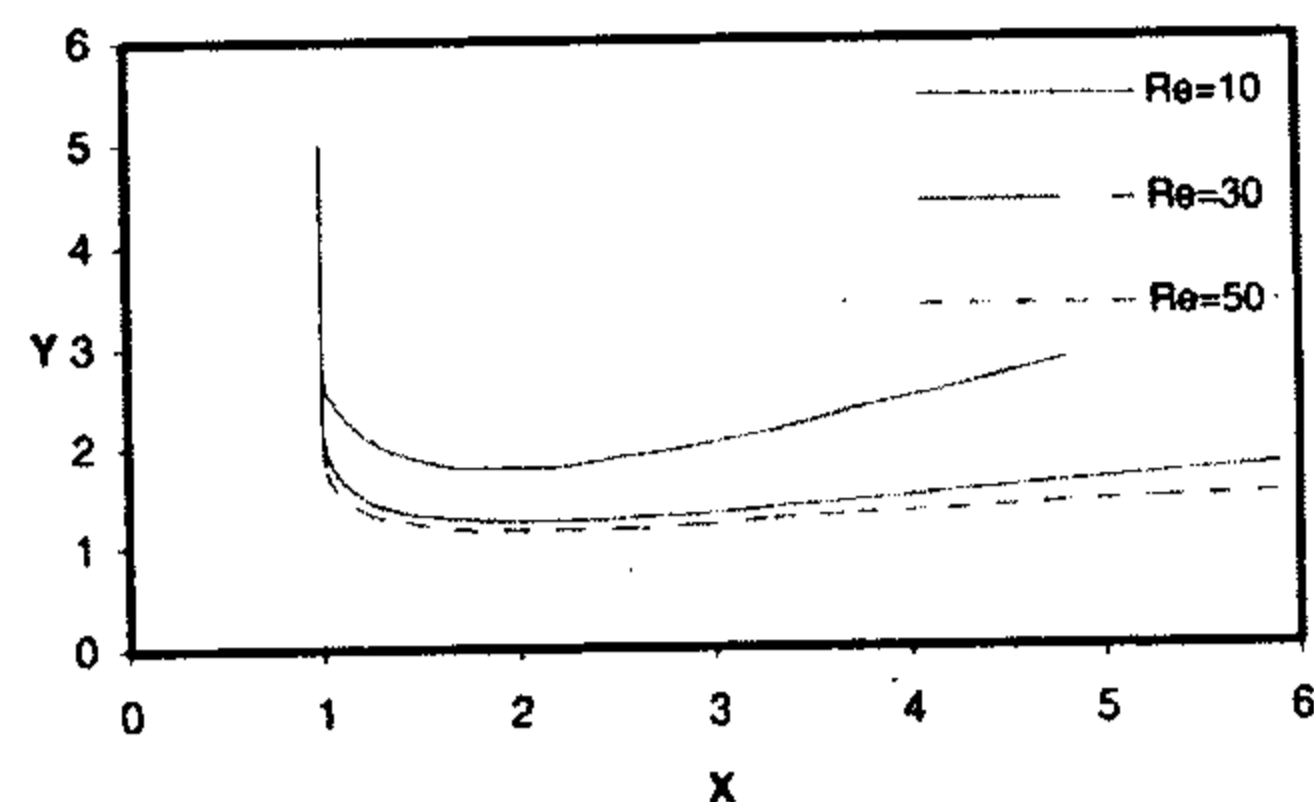
$$Re_x = \frac{x}{L} Re \Rightarrow Re_x = X Re \quad (41)$$

اگر رابطه (۴۱) را در فرمول (۳۸) قرار دهیم خواهیم داشت:

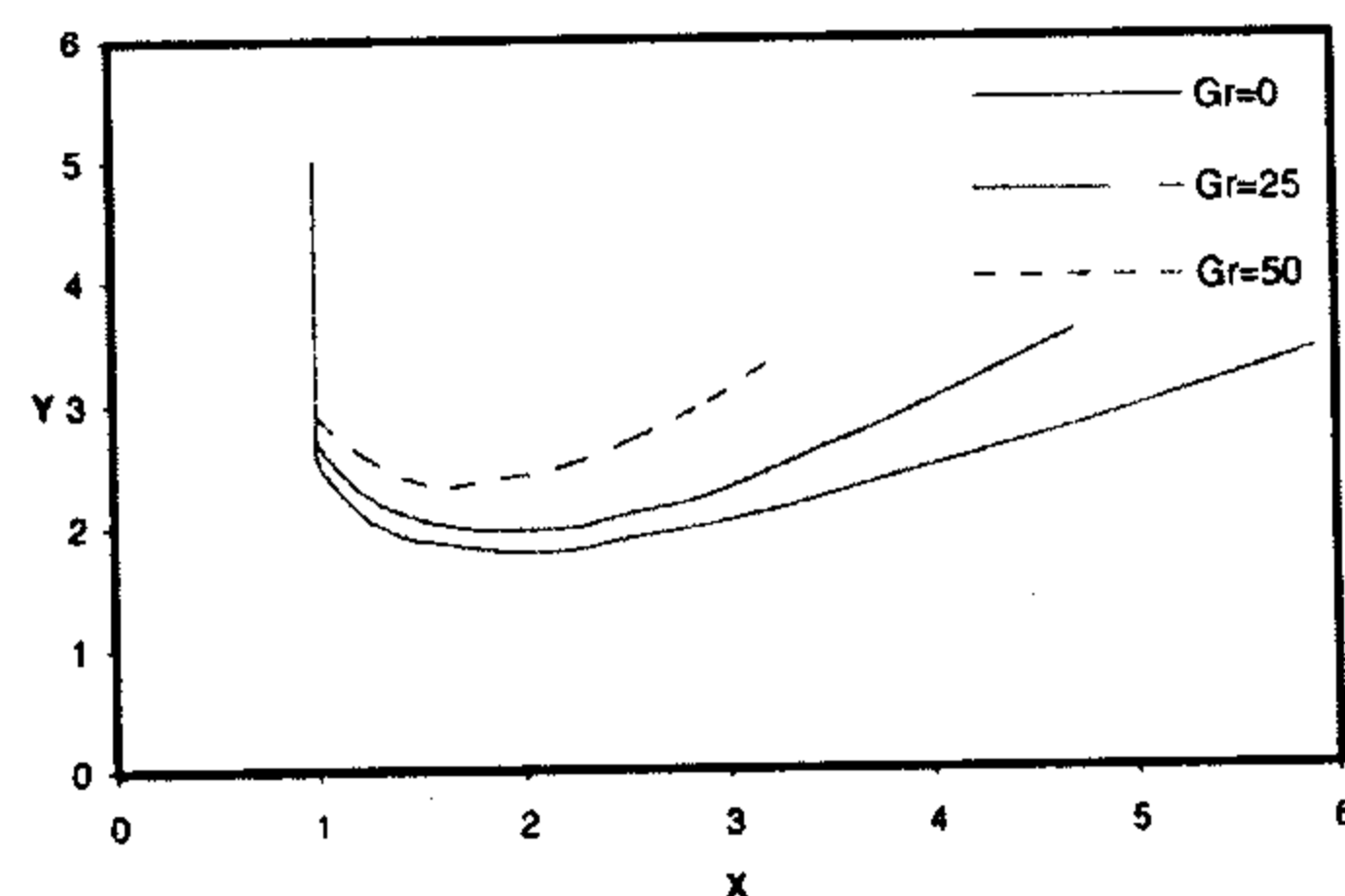
$$C_f^* = \frac{1}{2} C_f \sqrt{Re} = \frac{1.233}{\sqrt{X}} \quad (42)$$

همانگونه که از شکل (۶) مشاهده می شود، در حالت $Re=10$ اثر نیروی شناوری از ناحیه سکون قابل مشاهده است. اما برای حالت $Re=50$ (شکل ۷) اثر نیروی شناوری در ناحیه سکون قابل ملاحظه نیست. زیرا در این ناحیه نیروهای ممنوم خیلی قوی بوده و نیروهای نیروی شناوری در مقایسه با نیروهای ممنوم بسیار ناچیز هستند. در نواحی دورتر حتی برای رینولدزهای بالاتر نیز اثر نیروهای شناوری قابل مشاهده است. در شکل‌های (۸) و (۹) تأثیر عدد گراشف برای حالت $H=3$ نشان داده شده اند. همانگونه که مشاهده می شود تأثیرات قبلی باز هم وجود دارد. البته در حالت $H=3$ در ناحیه سکون اصطکاک کمتر است ولی در فواصل دورتر، فاصله H تأثیر چندانی روی منحنی ضریب اصطکاک ندارد. همچنین در

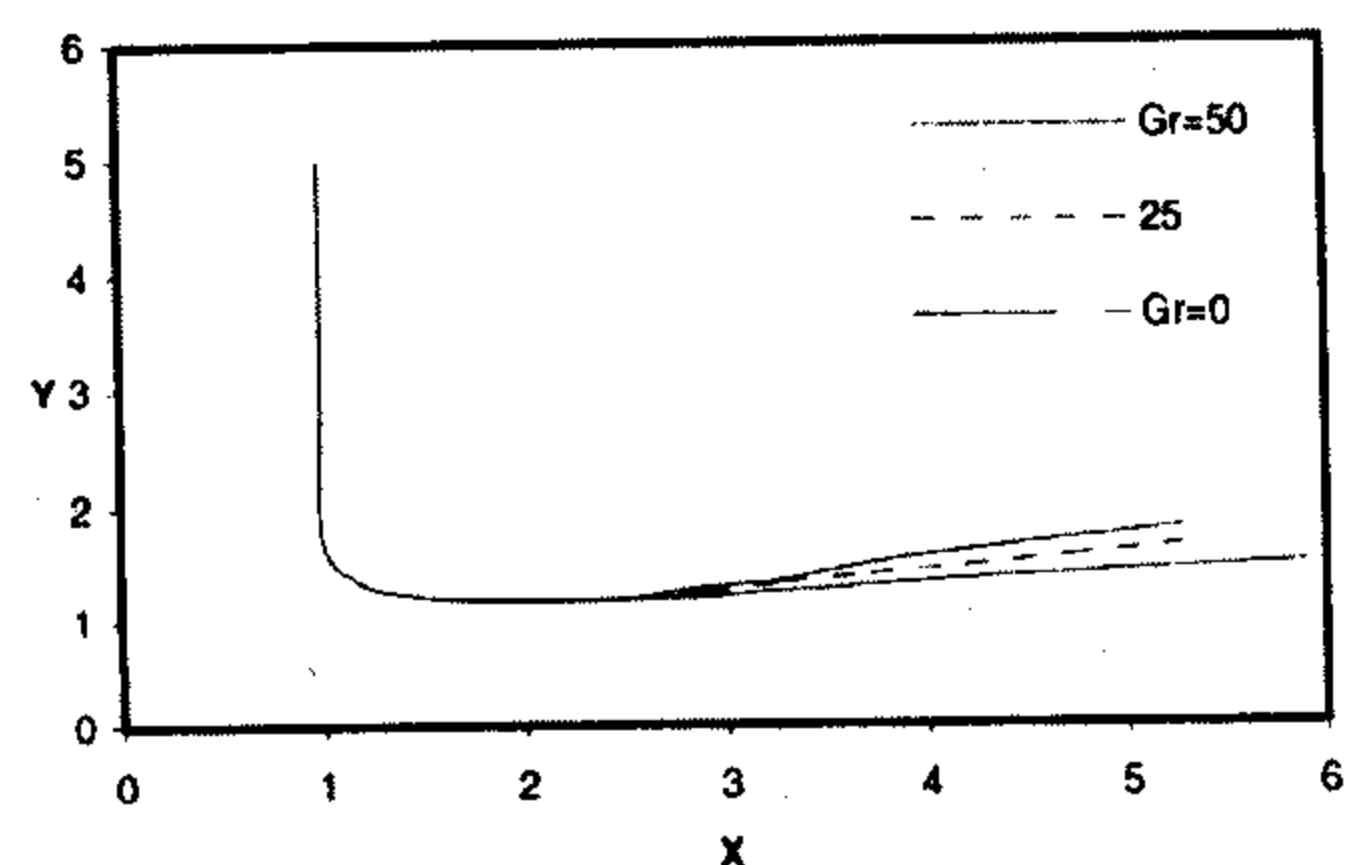
خط جریان آزاد برای دو فاصله مختلف نازل از صفحه، نمایش داده شده است. همانطور که مشاهده می شود اثر فاصله مشابه حالت بدون نیروی شناوری است.



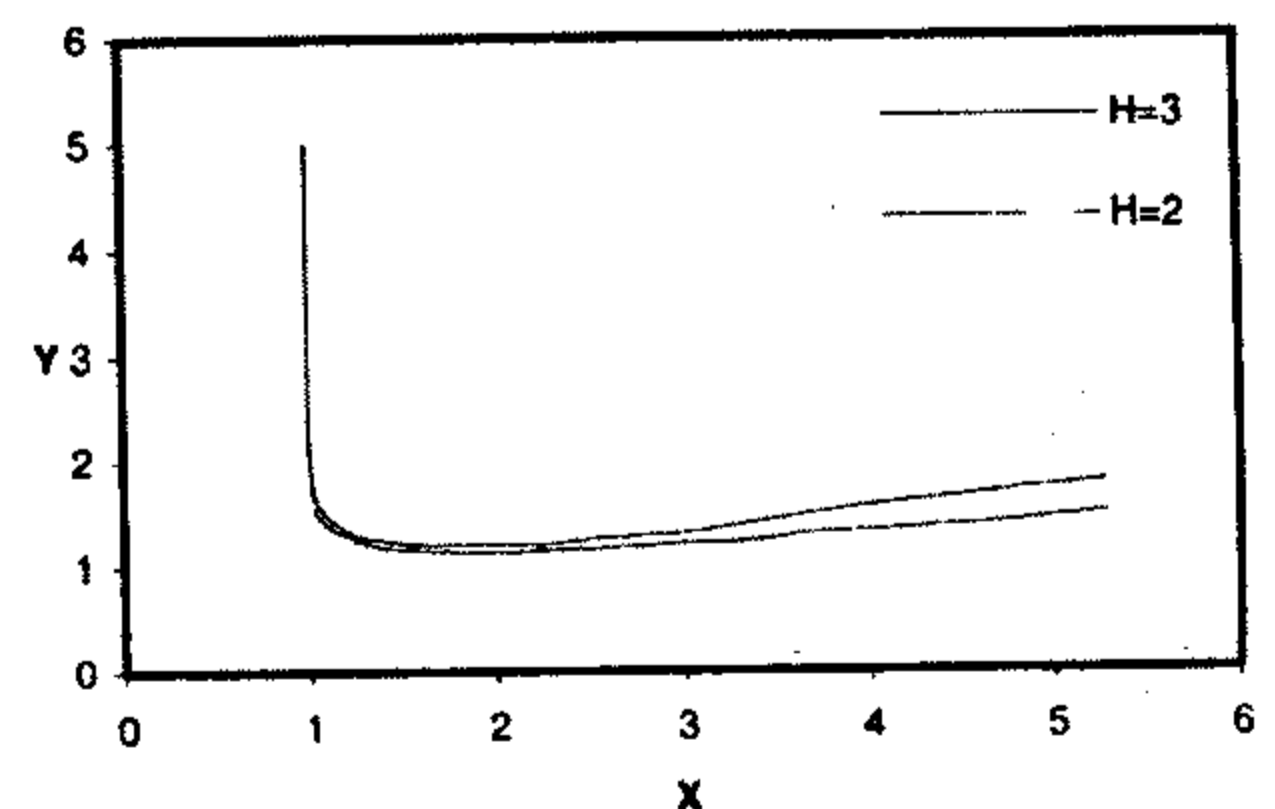
شکل ۲: منحنی خط جریان آزاد برای اعداد رینولدز مختلف، در حالت $H=3$ و $Gr=0$.



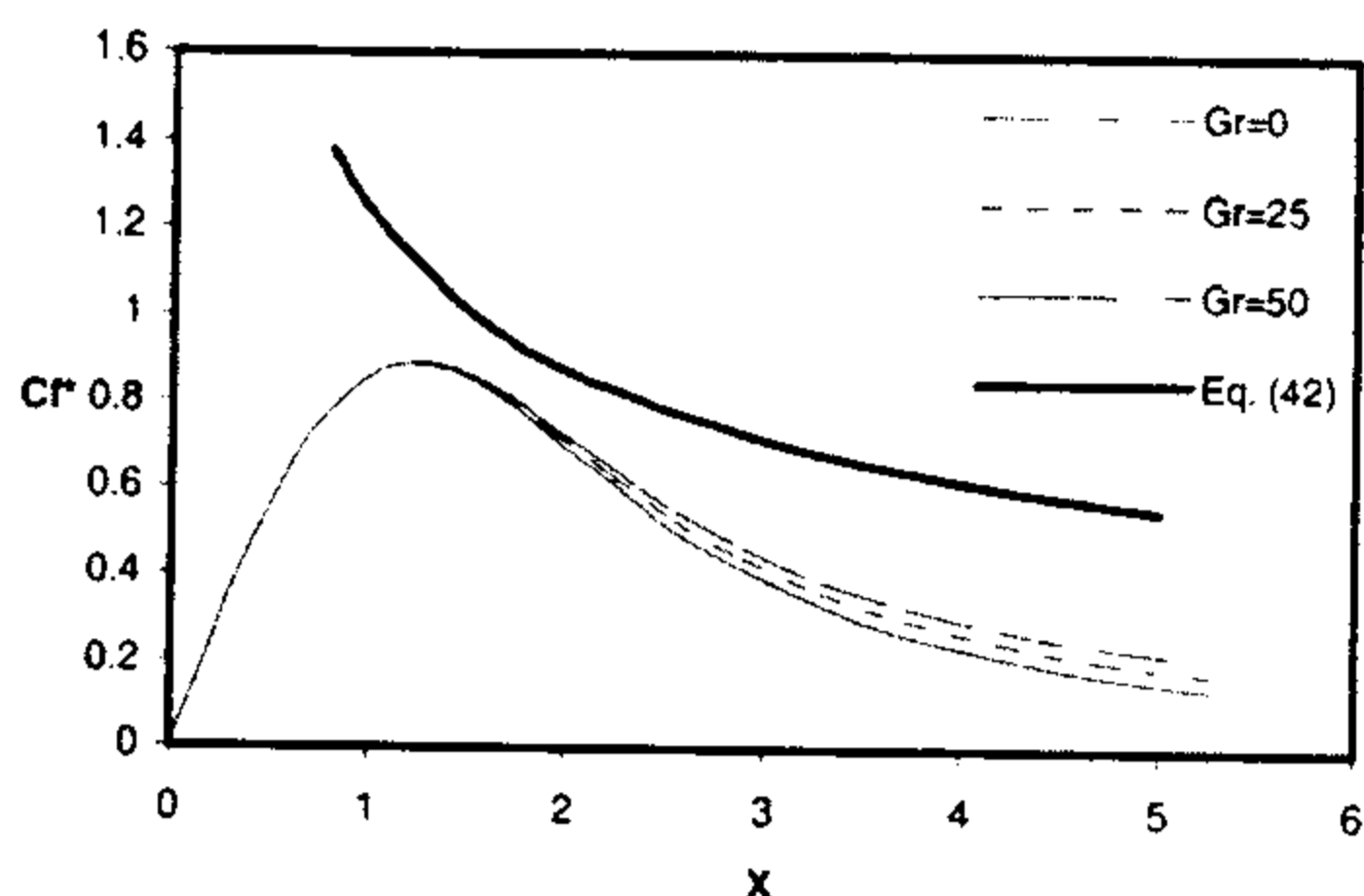
شکل ۳: منحنی خط جریان آزاد برای اعداد گراشف مختلف، در حالت $H=3$ و $Re=10$.



شکل ۴: منحنی خط جریان آزاد برای اعداد گراشف مختلف، در حالت $H=3$ و $Re=50$.



شکل ۵: منحنی خط جریان آزاد برای فواصل مختلف نازل از صفحه، در حالت $Re=50$ و $Gr=50$.



شکل ۹: منحنی ضریب اصطکاک برای اعداد گراشف مختلف، در حالت $H=3$ و $Re=50$.

ضریب انتقال حرارت محلی

در شکل‌های (۱۰) تا (۱۳) منحنی ضریب انتقال حرارت محلی برای حالت‌های مختلف رسم شده‌اند. در این شکل‌ها، نمودارهای بدست آمده

با نمودار انتقال حرارت محلی بدست آمده از یک فرمول تقریبی مقایسه شده‌اند. همانگونه که در منبع [۲۴] آمده است برای جریان آرام که به یک صفحه تخت وارد می‌شود و صفحه در معرض شار حرارتی ثابت قرار دارد، ضریب انتقال حرارت محلی از فرمول ذیل قابل محاسبه است:

$$Nu_x = 0.77 Pr^{0.4} Re^{\frac{1}{2}} \quad (43)$$

که در آن

$$Nu_x = \frac{hx}{k}$$

(۴۴)

در مسئله مورد بررسی داریم:

$$Nu = \frac{hL}{k} \quad (45)$$

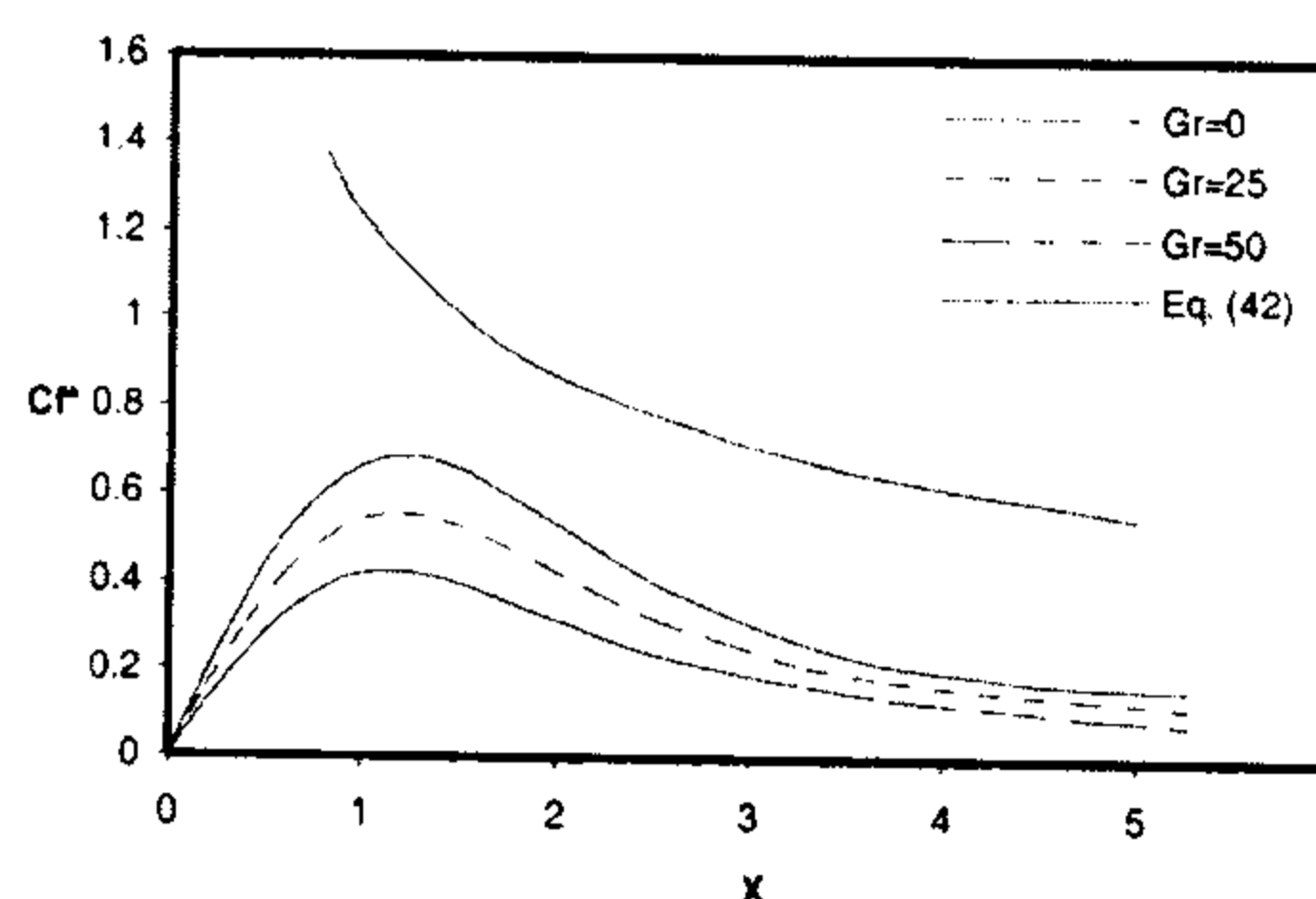
از مقایسه روابط (۴۴) و (۴۵) داریم:

$$Nu_x = \frac{x}{L} Nu \Rightarrow Nu_x = XNu \quad (46)$$

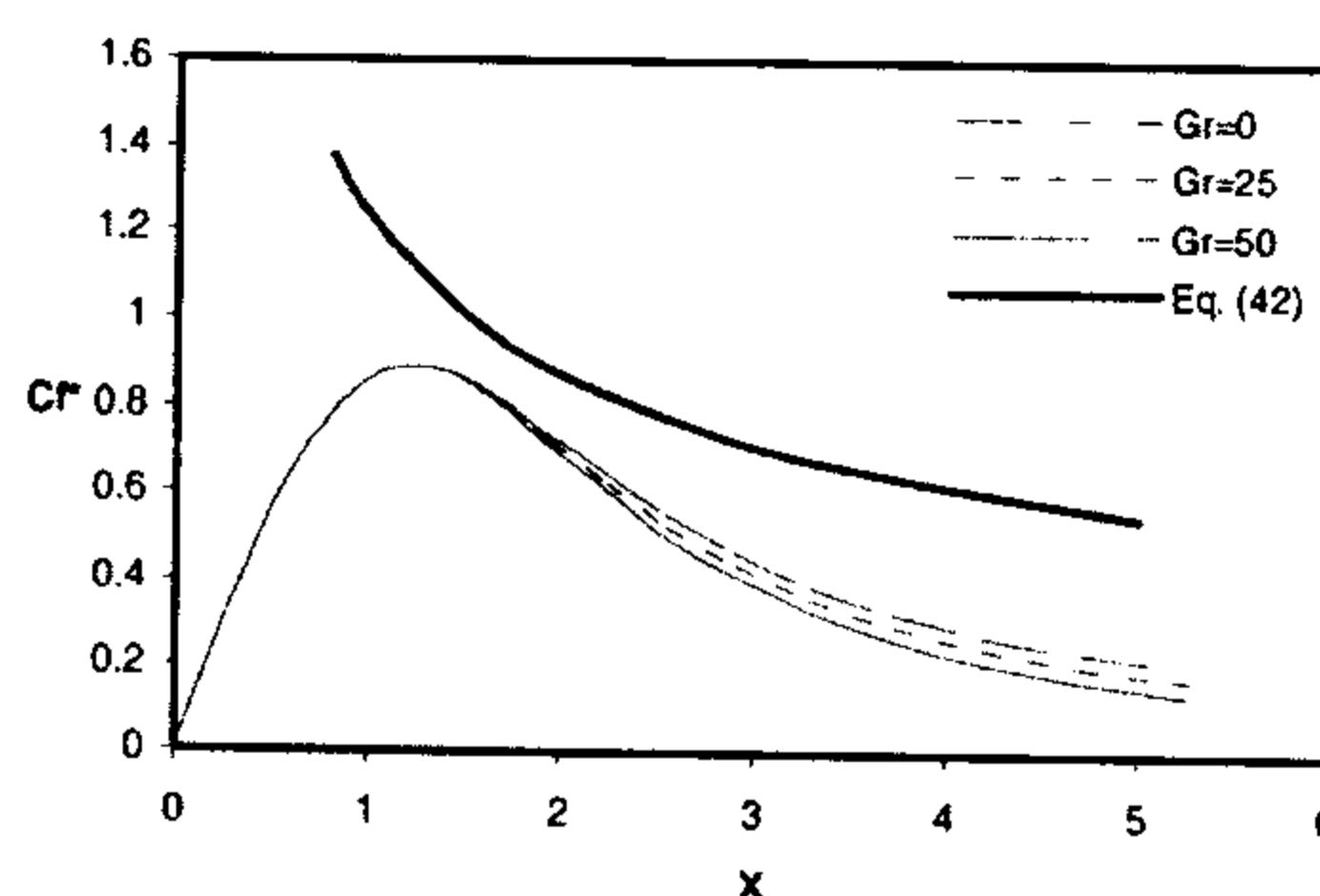
با جایگذاری روابط (۴۱) و (۴۶) در (۴۳) خواهیم داشت:

$$Nu^* = \frac{Nu}{\sqrt{Re}} \Rightarrow Nu^* = \frac{0.668}{\sqrt{X}} \quad (47)$$

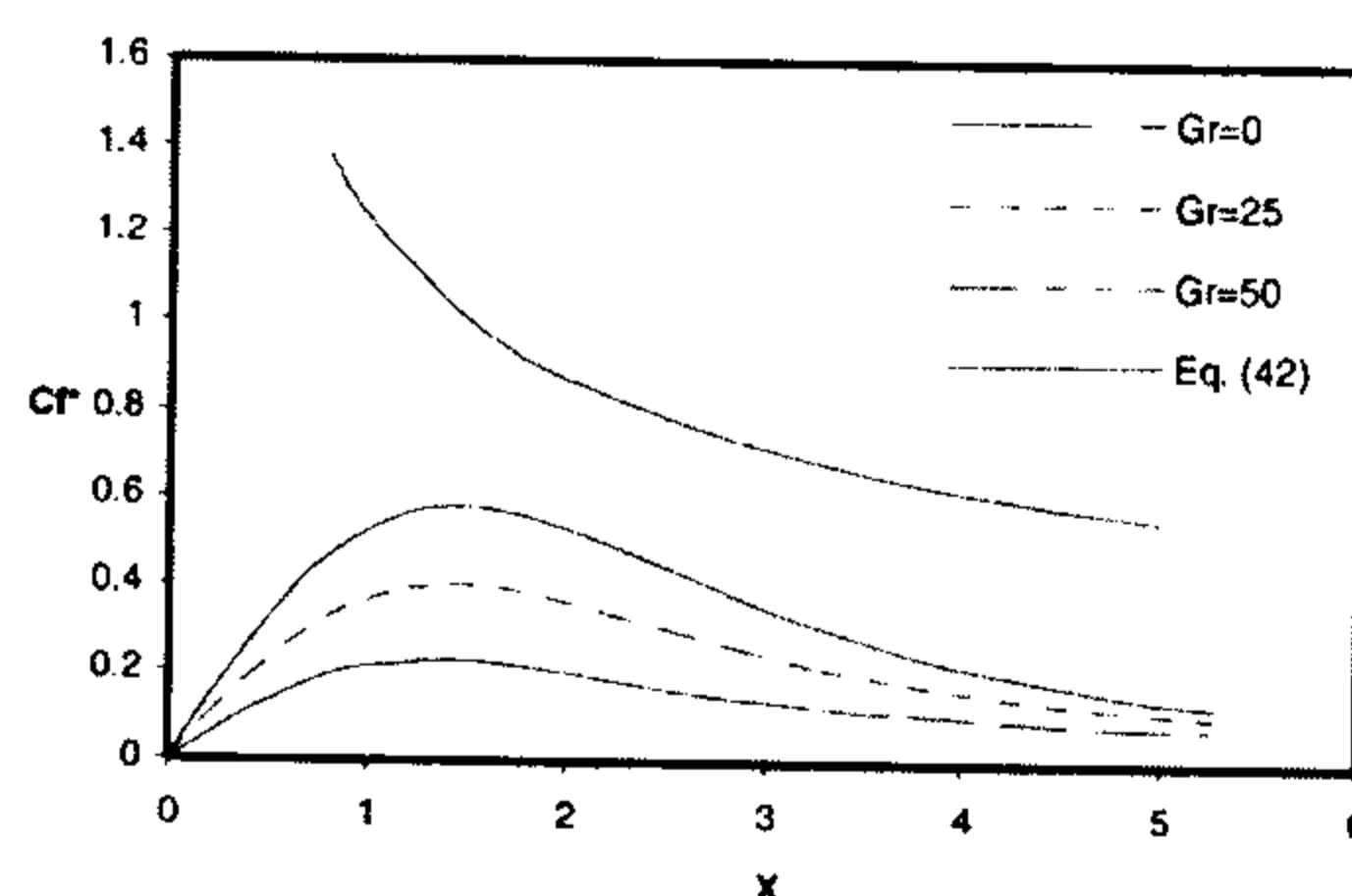
شکل‌های (۸) و (۹)، نتایج مقاله حاضر با فرمول تجربی که در مرجع (۲۴) آمده، مقایسه شده‌اند. این فرمول تجربی همانطور که مولفین آن نیز اشاره کرده‌اند در حوالی منطقه سکون و نیز در نواحی دور از منطقه سکون قابل استفاده نیست و بنابراین بطوریکه از شکل‌های مزبور نیز ملاحظه می‌شود تطابق خوبی بین ضریب اصطکاک بدست آمده در این مقاله در حوالی $X > 1.5$ با نتایج تجربی برقرار است.



شکل ۶: منحنی ضریب اصطکاک برای اعداد گراشف مختلف، در حالت $H=2$ و $Re=10$.



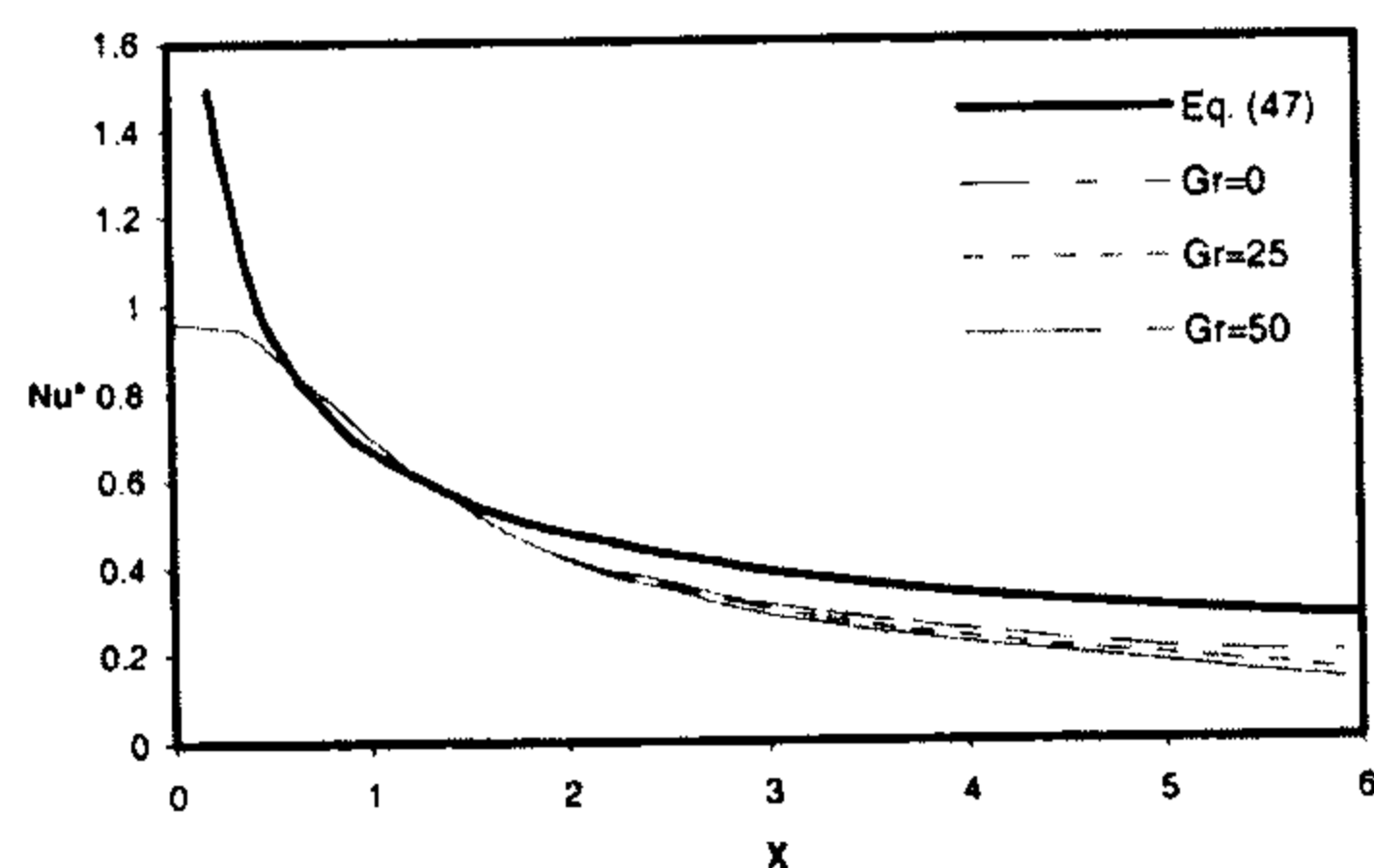
شکل ۷: منحنی ضریب اصطکاک برای اعداد گراشف مختلف، در حالت $H=2$ و $Re=50$.



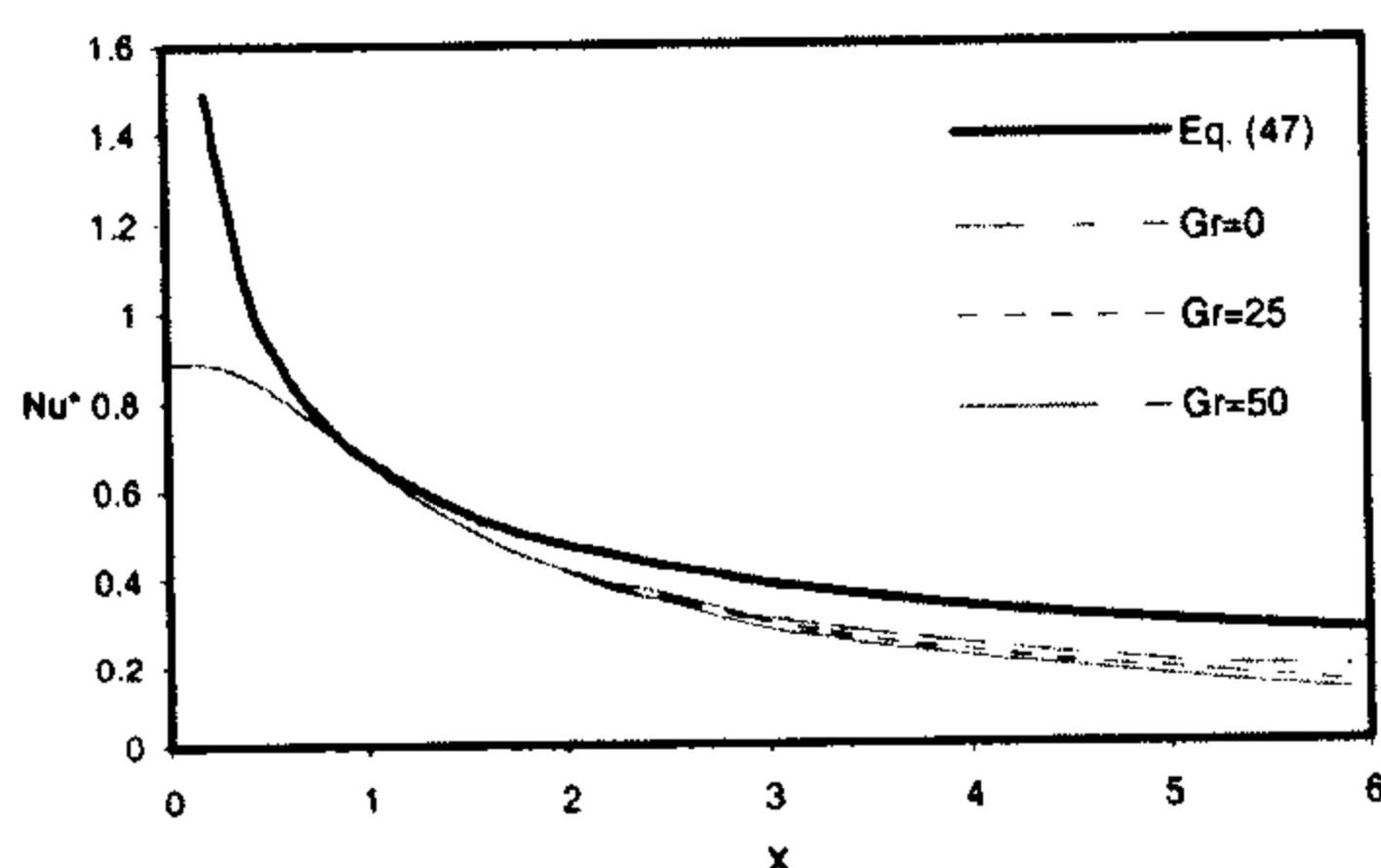
شکل ۸: منحنی ضریب اصطکاک برای اعداد گراشف مختلف، در حالت $H=3$ و $Re=10$.

نتیجه گیری

بررسی نتایج عددی بدست آمده نشان می دهد که ضریب انتقال حرارت محلی در حالت کلی تابعی است از اعداد رینولدز، گراشف و همچنین ضریب انتقال حرارت به فاصله عمودی جت از صفحه دانسیته است. با افزایش مقدار ضریب جابجایی در نقطه سکون رخ می دهد و به تدریج در امتداد صفحه کاهش می یابد. در اعداد رینولدز پایین تر، اثرات بویانسی مشخص تر می باشند. به علاوه در حوالی نقطه سکون اثرات بویانسی برای $Re > 30$ قابل صرفنظر می باشد. مقدار بویانسی در پائین دست نقطه سکون صفر و بتدریج تا حوالی $X=1.5$ بتدریج افزایش و سپس کاهش خواهد داشت.



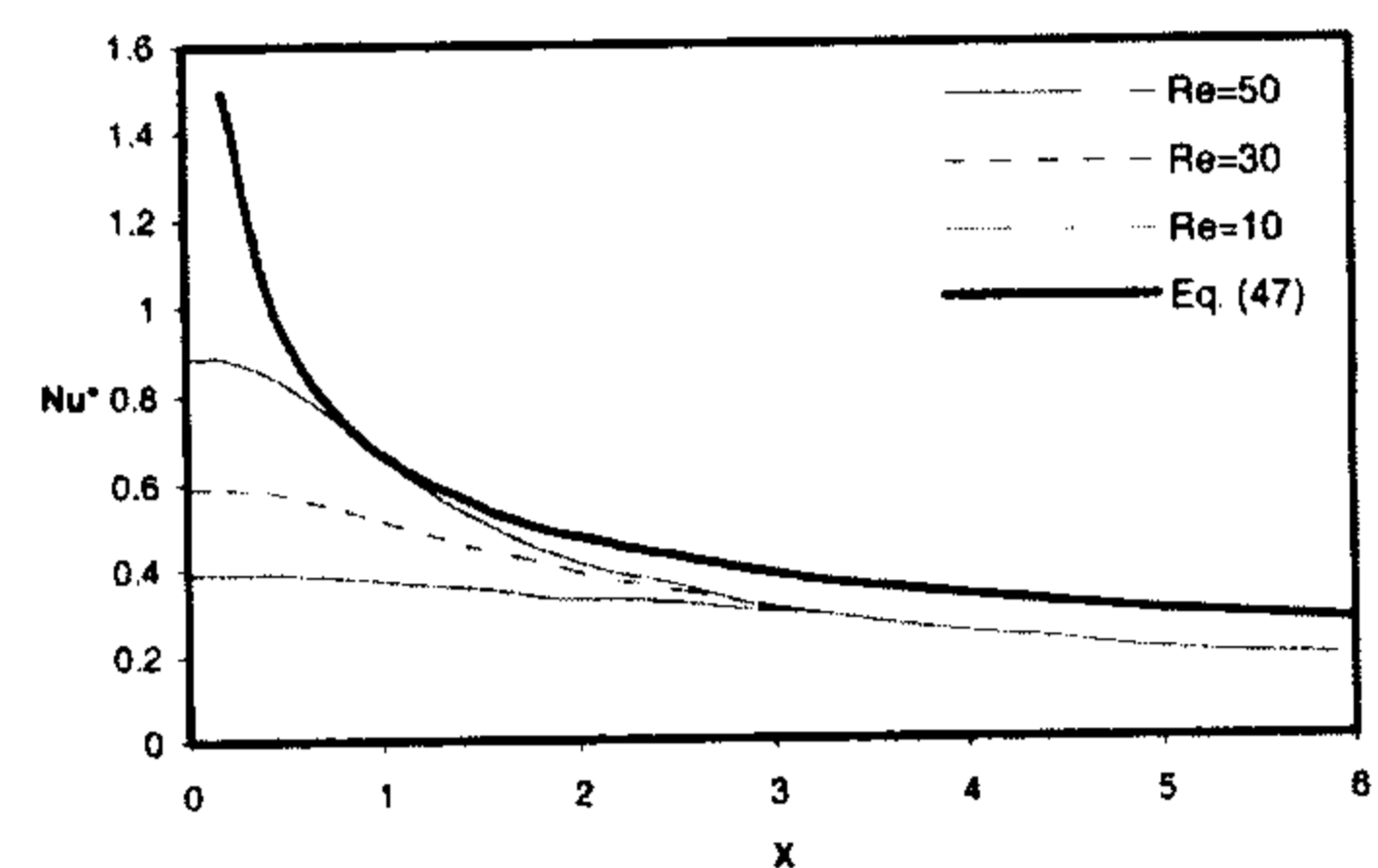
شکل ۱۲: منحنی ضریب انتقال حرارت برای اعداد گراشف مختلف، در حالت $H=2$ و $Re=50$.



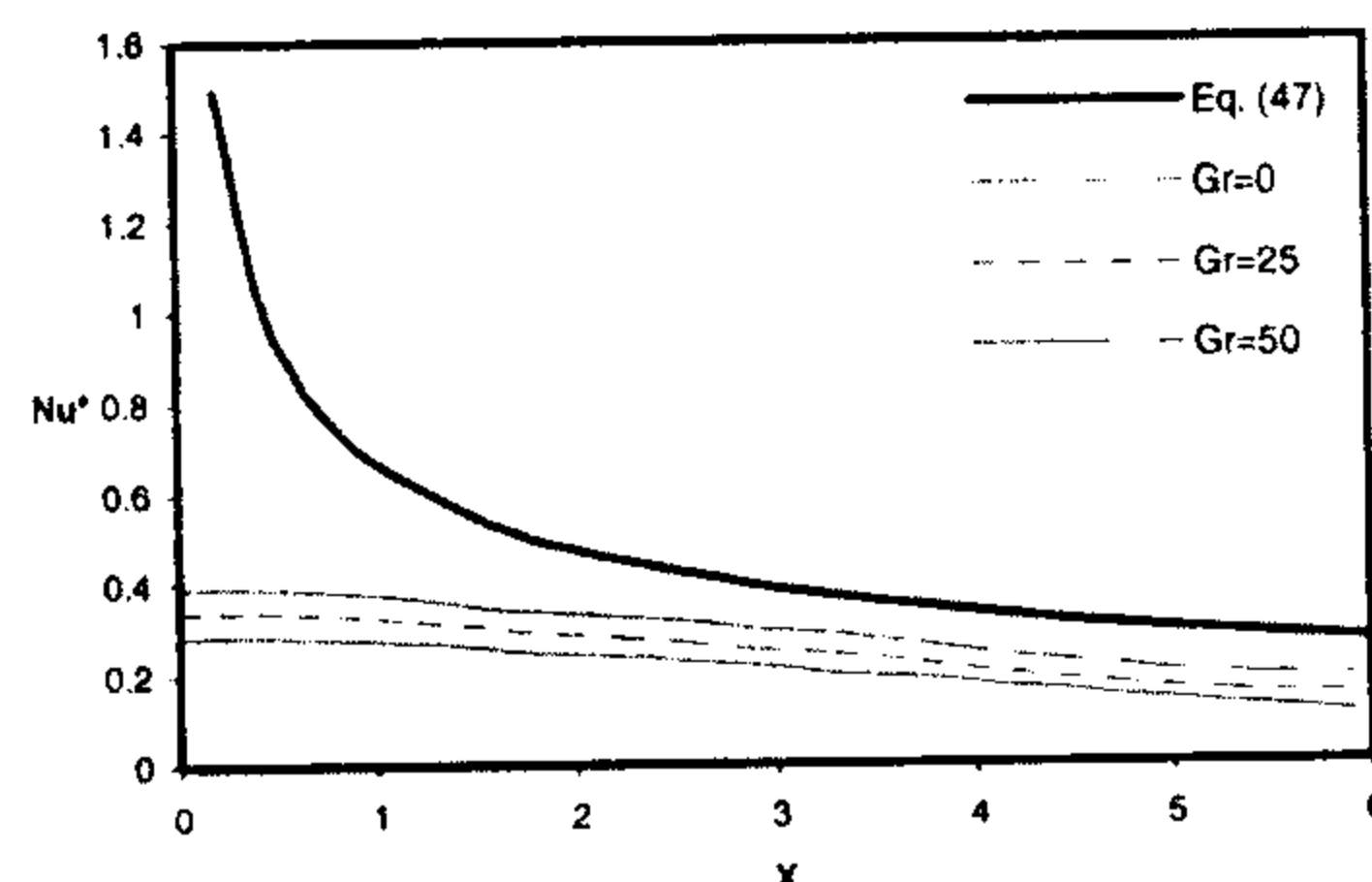
شکل ۱۳: منحنی ضریب انتقال حرارت برای اعداد گراشف مختلف، در حالت $H=3$ و $Re=50$.

منابع عددی این تحقیق با نتایج تجربی مقایسه گردید که در مجموع انطباق خوبی را بویژه در حوالی منطقه $X=1.5$ نشان می دهد. در سایر نقاط بویژه در حوالی نقطه سکون، همانطوریکه بوسیله مولفین مربوطه اعلام گردید نتایج تجربی دقت قابل ملاحظه ای ندارند و به نظر می رسد در این زمینه کارهای تجربی بیشتری لازم باشد.

در شکل (۱۰) در حالت بدون نیروی شناوری، منحنی های ضریب انتقال حرارت محلی برای اعداد رینولدز مختلف رسم شده اند. همانگونه که انتظار می رود با افزایش مقدار X همه منحنی ها به منحنی معادله (۴۷) نزدیک خواهند شد. در شکل (۱۱) منحنی ضرایب فوق برای حالت $H=3$ و $Re=10$ برای اعداد گراشف مختلف رسم شده اند. همانگونه که انتظار می رود در فواصل دور تاثیر نیروی شناوری باعث می شود که نتایج بدست آمده به سمت صفر برود.



شکل ۱۰: منحنی ضریب انتقال حرارت برای اعداد رینولدز مختلف، در حالت $H=3$ و $Gr=0$.



شکل ۱۱: منحنی ضریب انتقال حرارت برای اعداد گراشف مختلف، در حالت $H=3$ و $Re=10$.

در شکل های (۱۲) و (۱۳) اثرات اعداد گراشف مختلف روی منحنی های انتقال حرارت برای حالت $Re=50$ رسم شده اند. همان گونه که مشاهده می شود در نواحی $X < 2$ اثر نیروی شناوری روی منحنی انتقال حرارت نامحسوس است و با افزایش فاصله از مبدأ، این اثرات بارزتر می شوند. که علت آن کاهش نیروهای ممنتوم بدلیل تاثیر نیروهای ویسکوزیته است. به همین دلیل می توان پیش بینی کرد که در فواصل بسیار دور بعد از صفر شدن ضریب انتقال حرارت محلی، اثر نیروی شناوری بصورت جابجایی آزاد، آشکار خواهد شد.

تقدیر و تشکر

این پژوهش مستخرج از طرح شماره ۸۱۰۶۰۱۹/۱/۰۱ می باشد که با حمایت مالی معاونت پژوهشی دانشگاه تهران انجام شده است. بدینوسیله از کلیه مسئولین امر بویژه معاونت محترم پژوهشی دانشکده فنی صمیمانه تشکر و قدردانی می شود.

عدد نوسلت : Nu

عدد رینولدز : Re

عدد ریچاردسون : Ri

عدد پراندل : Pr

حروف یونانی

ضریب انبساط حجمی : β

ضریب وزنی تابع جریان : γ

ضریب وزنی تابع چرخش : λ

دمای بی بعد : θ

لزجت سینماتیکی : ν

تنش برشی : τ

تابع جریان : ψ

تابع چرخش : ω

پانویسها

J : مقدار متوسط کمیت در خروجی نازل

Nw : گره نزدیک دیوار

Ns : گره نزدیک نازل

Slot : شرط مرزی در سطح نازل

Wall : شرط مرزی در سطح تارگت

∞ : محیط

بالانویسها

k : شماره گردش خارجی

n : شماره گردش داخلی

* : کمیت محاسبه شده در انتهای گردش داخلی

فهرست علائم

Cf : ضریب اصطکاک محلی

D : فاصله خروجی نازل از سطح تارگت

G : شتاب جاذبه زمین

h : ضریب انتقال حرارت محلی

ضریب هدایت حرارتی

L : نصف قطر نازل

P : فشار

Q : شار حرارتی

T : دما

u : مؤلفه افقی سرعت

v : مؤلفه عمودی سرعت

x : مختصات در جهت افقی

y : مختصات در جهت عمودی

گروه‌های بی بعد

H : فاصله خروجی نازل از سطح تارگت

P : فشار

U : مؤلفه افقی سرعت

V : مؤلفه عمودی سرعت

X : مختصات در جهت افقی

Y : مختصات در جهت عمودی

اعداد بی بعد

Gr : عدد گراشف

مراجع

- 1 - Wu, S., Mai, J., Tai, Y.C. and Ho, C. M. (1999). "Micro heat exchanger by using MEMS impinging jets, proc." *12th Annual Int. workshop on micro electro mechanical systems*, Orlando, Florida, January 17-21.
- 2 - Enrich, F.E. (1955). "Some hydrodynamic aspects of values." *ASME paper 55-A-114*.
- 3- Miyazaki, H. and Silberman, E. (1972). "Flow and heat transfer on a flat plate normal to a two-dimensional laminar jet issuing from a nozzle of finite height." *Int. J. Heat Mass Transfer 15*, PP. 2097-2107.
- 4- Sparrow, E. M. and Lee. (1975). "Analysis of flow field and impingement heat mass transfer due to a non-uniform slot jet." *J. Heat Transfer*, Vol. 97, No. 2, PP. 191-197.

- 5 - Wang, X. S., Dagan, Z. and Jiji, L. M. (1986). "Heat transfer between a circular free impinging jet and a solid surface with non-uniform wall temperature or wall heat flux-1. solution for the stagnation region." *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 32, No. 7, PP. 1351-1360.
- 6 - Liu, X., Gabour, L. A. and Lienhard V. J. H. (1993). "Stagnation point heat transfer during impinging of laminar liquid jets: Analysis including surface tension." *J. Heat Transfer*, Vol. 115, PP. 99-105.
- 7 - Gardon, R. and Akfirat, J. C. (1966). "Heat transfer characteristics of impinging two-dimensional air jets." *J. Heat Transfer*, Vol. 88, PP. 101 -108.
- 8 - Korger, M. and Krizek, F. (1966). "Mass transfer coefficient in impingement flow from slotted nozzles." *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 9, PP. 337-344.
- 9 - Sparrow, E. M. and Wong, T. C. (1975). "Impinging transfer coefficient due to initially laminar slot jet." *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 18, PP. 597-605.
- 10 - Hollwarth, B. R. and Durbin, M. (1992). "Impinging cooling of electronics." *J. Heat Transfer*, Vol. 114, PP. 607-613.
- 11 - San, J. Y., Huang, C. H. and Shu, M. H. (1997). "Impinging cooling of a confined circular air jet." *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 40, No. 6, PP. 1355-1364.
- 12 - Chalupa, R., Chen, M., Modi, V. and West, A. C. (2000). *Limiting current density on a line Electrode in Impinging slot jet flows, for submission to journal of the Electrochemical society, May17.*
- 13 - Van Heiningen, A. R. P., Mujumdar, A. S. and Douglas, W. J. M. (1976). "Numerical prediction of the flow field and impingement heat transfer caused by laminar slot jet." *J. Heat Transfer*, Vol. 98, PP. 654-658.
- 14 - Mujumdar, A. S., Li, Y. k. and Douglas, W. J. M. (1980). "Evaporation under an impinging jet : a numerical model." *Can. J. Chem. Engng*, Vol. 58, PP. 448-453.
- 15 - Chen, M., Chalupa, R., West, A. C. and Modi, V. (1999). "High Schmidt mass transfer in a laminar slot jet flow." *Int. J. Heat Mass Transfer*, Accepted.
- 16 - Mori, Y. (1961). "Buoyancy effects in forced laminar convection flow over a horizontal flat plate." *J. Heat Transfer*, Vol. 83, PP. 479-482.
- 17 - Chen, T.S., Sparrow, E. M. and Mucoglu, A. (1977). "Mixed convection in boundary layer flow on a horizontal flat plate." *J. Heat Transfer*, Vol. 99, PP. 66-71.
- 18 - Satyanarayana, S. and Jaluria, Y. (1982). "A study of laminar buoyant jets discharged at an inclination to the vertical buoyancy force." *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 25, PP. 1569-1577.
- 19 - Yuan, T. D., Liburdy, J. A. and Wang, T. (1988). "Buoyancy effects on laminar impinging jets." *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 31, No. 10, PP. 2137-2145.
- 20 - Jeng, Y. N., Chen, J. L. and Aung, W. (1992). "On the Reynolds number independence of mixed convection in a vertical channel subjected to asymmetric wall temperatures with and without flow reversal," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 13, No. 4, PP. 329-339.
- 21 - Calmidi, V. V. and Mahajan, R. L. (1998). "Mixed convection over a heated horizontal surface in a partial enclosure." *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 19, PP. 358-367.
- 22 - Hoffmann, K. A. and Chiang, S. T. (1993). *Computational Fluid Dynamic for Engineers.*
- 23 - Ostrach, (1953). "An analysis of laminar free-convection flow and heat transfer about a flat plate parallel to the direction of generation body force." *Natl. Advisory Comm. Aeronout. Tech.*, Report 1111.
- 24 - Bejan, A. (1995). *Convective Heat Transfer*, 2nd ed. John Wiley & Sons Inc.

