



نهمین کنگره ملی مهندسی ماشین‌های کشاورزی

(مکانیک بیوسیستم) و مکانیزاسیون

پردیس کشاورزی و منابع طبیعی دانشگاه تهران

۲ و ۳ اردیبهشت ۱۳۹۴ - کرج



مطالعه و بررسی انتقال حرارت در شرایط جابجایی گرمایی اجباری در مجموعه اجسام متخلخل

ایمان گلپور^{۱*}، عادل رضوانی و نند فنایی^۱ و اسد مدرس مطلق^۲

۱- دانشجوی دکترای مکانیک بیوسیستم، گروه مهندسی بیوسیستم، دانشکده کشاورزی، دانشگاه ارومیه

۲- دانشیار، گروه مهندسی بیوسیستم، دانشکده کشاورزی، دانشگاه ارومیه

ایمیل مکاتبه کننده: imangolpour@gmail.com

چکیده

انتقال حرارت جابجایی، نقش عمده‌ای در تحولات حرارتی در اجسام متخلخل دارد. هدف از این مقاله ارزیابی انتقال حرارت با شرایط جابجایی اجباری در اجسام متخلخل می‌باشد. بررسی انتقال حرارت در این اجسام به صورت دیوار مسطح با دمای مشخص و شار گرمایی ثابت، کره و استوانه با لایه مرزی مشخص انجام شد. برای مطالعه چنین مسئله‌ای، معادلات حاکم بر میدان جریان شامل معادلات بقای جرم، اندازه حرکت (ناویر-استوکس) و انرژی در ناحیه جریان بود. همچنین بی بعد سازی انتقال حرارت توسط عدد ناسلت (Nu) انجام پذیرفت. نتایج شامل نسبت شار گذرنده از سطح مشترک سیال و بدنه به شار داده شده به دیواره خارجی، دمای سطح مشترک سیال و بدنه، دمای متوسط مخلوط سیال و توزیع ناسلت محلی در دیوار مسطح، استوانه و کره ارائه شده است. نتایج نشان می‌دهند که تاثیر بدنه جامد باعث کاهش در مقدار عدد ناسلت در ناحیه مسطح، کره و استوانه می‌شود. انتقال حرارت از یک استوانه، به طور ضعیفی وابسته به اعداد داری و فرشهایمر بود. عدد ناسلت محلی در بررسی انتقال حرارت در دیوار مسطح با شار گرمایی ثابت $1/5$ برابر عدد ناسلت محلی انتقال حرارت در دیوار مسطح با دمای بدست آمد. در بررسی انتقال حرارت در کره و استوانه با لایه های مرزی نیز نسبت ضرایب اعداد ناسلت استوانه به کره $1/11$ بدست آمد.

واژه‌های کلیدی: انتقال حرارت، جسم متخلخل، عدد ناسلت، عدد داری

مقدمه

جسم متخلخل، جسمی است که شامل یک شبکه جامد با یک فضای خالی به هم پیوسته است. با فرض اینکه شبکه جامد یا صلب است (حالت متعارف) و یا تحت تغییر شکل کوچکی قرار دارد. اتصال دائمی فضای خالی، اجازه جریان یافتن یک



یا چند سیال را از درون ماده می‌دهد. در ساده‌ترین حالت (جریان تک- فاز) فضای خالی توسط یک سیال، اشباع می‌شود. در حالت جامد دو-فاز یک سیال و یک گاز فضای خالی را به اشتراک می‌گذارند (بجان، ۱۹۸۷).

انتقال حرارت به صورت انرژی انتقال یافته از یک سیستم به سیستم دیگر در اثر وجود اختلاف دما بین دو سیستم تعریف می‌گردد که به طور کلی در اجسام متخلخل انتقال حرارت ناشی از وجود اختلاف دما بین دو جسم صورت می‌گیرد. در انتقال حرارت جابجایی دو مکانیزم برخورد اتفاقی ذرات و انتقال انرژی و انتقال انرژی بر اثر حرکت کلی سیال سبب انتقال انرژی می‌شوند. عمدتاً انتقال حرارت جابجایی زمانی مطرح است که تبادل انرژی بین یک سطح و سیال مجاور آن مورد نظر باشد. پدیده انتقال حرارت جابجایی و محاسبه نرخ انتقال حرارت در آن از پیچیدگی‌های خاص خود برخوردار است. خصوصاً اینکه بایستی اثر میدان دما و میدان سرعت بصورت همزمان در سیال در نظر گرفته شوند. برای سادگی بررسی و تحلیل انتقال حرارت جابجایی دسته بندی مختلفی صورت می‌گیرد که یکی از این دسته بندی‌ها انتقال حرارت جابجایی اجباری می‌باشد و زمانی رخ می‌دهد که منبع حرکت سیال عمدتاً یک منبع خارجی نظیر پمپ، دمنده باشد.

پدیده انتقال حرارت کاربرد زیادی در کشاورزی نظیر خشک کردن اجسام و محصولات متخلخل و مسائل مهندسی مثل تحلیل آن در لوله‌ها و مبدل‌های حرارتی دارد. به طور کلی فرآیند خشک شدن اجسام متخلخل شامل دو پدیده پیچیده انتقال حرارت و جرم در این اجسام می‌باشد. بنابراین یک سیستم معادلات جزئی غیر خطی برای این فرآیند حاکم است (سورش و همکاران، ۲۰۰۱). سهین و دینکر (سahین و دینسر، ۲۰۰۵) برای استخراج منحنی خشک شدن اجسام مرطوب با شکل‌های بیضی گون و استوانه با قاعده بیضی، یک مدل سازی تحلیلی انجام دادند. جونکو (۲۰۰۹) انتقال حرارت و جرم را در آرایه از ذرات به طور عددی تحلیل کرد و نسبت خواص فیزیکی را بر نرخ انتقال حرارت و انتقال جرم گذرا بررسی نمود. اخیراً به حداکثر رساندن نرخ انتقال حرارت در مجموعه ای از اشیا با هندسه مشابه، موضوع بسیاری از تحقیقات بوده است. در این راستا، اثر پیکربندی یک مجموعه استوانه در معرض جریان متقاطع و نیز جریان همرفتی طبیعی و همچنین اثر وضعیت صفحات در معرض همرفت اجباری، توسط (کیمورا، ۱۹۹۸، مورتی و همکاران، ۱۹۹۰) مورد مطالعه قرار گرفت.

عدد ناسلت یک عدد بدون بعد می‌باشد که در انتقال حرارت مبین نسبت گرمای انتقال یافته از طریق همرفت به گرمای انتقال یافته از طریق رسانش (هدایت) در مرز سیستم می‌باشد. با استفاده از این عدد می‌توان معادله ی انتقال حرارت جابجایی را با عدد ناسلت بی بعد کنیم. زمانی که سیال در حرکت است انتقال حرارت درون سیال از نوع جابجایی بوده و زمانی که سیال بدون حرکت است، از نوع هدایت می‌باشد. اعداد ناسلت بزرگتر، بیانگر انتقال حرارت جابجایی مؤثرتر هستند که در جریان‌های اغتشاش اتفاق می‌افتد. عدد ناسلت یک برای یک فیلم سیال، بیان کننده ی این است که نرخ



انتقال حرارت هدایت و جابجایی، یکسان است (بجان، ۱۹۸۴). طول مشخصه ی انتخابی باید در جهت رشد لایه ی مرزی سیال باشد. به عنوان مثال می توان قطر خارجی یک سیلندر در جریان عرضی یا عمود بر محور استوانه و یا قطر کره را در این راستا بیان نمود. در اشکال پیچیده تر، طول مشخصه ی سیال را با تقسیم حجم سیال بر سطح بدست می آورند. برای عدد ناسلت محلی، طول مشخصه را فاصله ی نقطه ی مورد نظر از سطح در نظر می گیرند (بجان، ۱۹۸۴).

نکته مهم در مهندسی انتقال حرارت یافتن ارتباطی بین نرخ انتقال حرارت و اختلاف دمای اعمال شده می باشد. در طبیعت، اجسام متخلخل اشباع شده زیادی از لحاظ گرمایی با همدیگر و با سطوح جامدی که آن ها را محدود ساخته و یا در آن ها جا سازی شده است در حال فعل و انفعالنند. با توجه به تحقیقات انجام شده یک مطالعه کلی وضعیت انتقال حرارت در شرایط جا به جایی گرمایی اجباری در این مطالعه تحقیقاتی انجام شد که در آن جریان سیال در اثر یک عامل خارجی بی ارتباط با اثر گرمایی صورت گرفته است. در این تحقیق مطالعاتی بر روی نتایج توسعه یافته بر مبنای مدل جریان داری و غیر داری نیز بحث می شود.

مواد و روش

دیوار مسطح با دمای تعیین شده

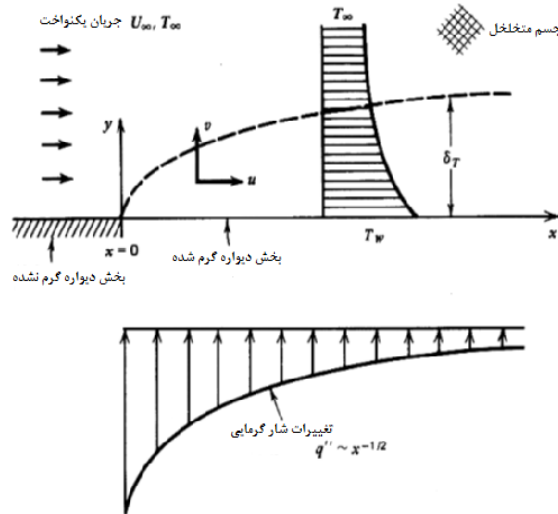
ساده ترین و متعارف ترین شکل انتقال حرارت، جریانی موازی یک سطح صاف بوده که هم مرز با جسم متخلخل اشباع شده از سیال می باشد (شکل ۱). با توجه به هندسه دو بعدی اجسام، می توان معادلات حاکم بر بقای جرم، اندازه حرکت و انرژی در ناحیه جریان با ضخامت r^2 را با استفاده از معادلات و روابط زیر مشخص نمود [بجان، ۱۹۸۷]:

$$x_{s-t} \square \frac{ut}{\sigma} \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad v = -\frac{k}{\mu} \frac{\partial P}{\partial y} \quad u = -\frac{k}{\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (2)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha_m \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (3)$$

که در روابط بالا u و v مولفه های سرعت در راستای افقی و عمودی (متر بر ثانیه) ، k ضریب هدایت گرمایی، P فشار (نیوتن بر متر مربع) و μ ویسکوزیته دینامیکی سیال (کیلو گرم بر مترثانیه) t ضخامت سطح مورد نظر می باشد.



شکل ۱- جریان موازی نزدیک دیوار دمای ثابت

دیوار مسطح با شار گرمایی ثابت

وقتی شار گرمایی سطح q'' مستقل از x باشد اختلاف دمای $T_\infty - T_w$ زمانی که x در جهت پایین رونده باشد افزایش می‌یابد. این مسئله را می‌توان با ترکیب مقیاس شار گرمایی $q'' \propto k_m(T_\infty - T_w) / \delta_T$ با $q'' \propto k_m(T_\infty - T_w) / \delta_T$ مقیاس در رابطه ۴ دید، که برای وضعیت ثابت q'' نیز صدق می‌کند. راه حل تشابه برای توزیع دما در طول و نزدیک سطح $y=0$ به صورت عددی توسط بجان (۱۹۸۴) تعیین گردید.

$$\delta_T \propto x Pe_x^{-1/2} \quad (۴)$$

که در رابطه بالا δ_T ضخامت لایه مرزی و Pe عدد پکلت می‌باشد.

کره و استوانه: لایه های مرزی

یک لایه مرزی، با جا به جایی گرمایی اجباری از لحاظ مفهومی مشابه در هر بدنه ای که در یک جسم متخلخل جا سازی شده باشد با جریان یکنواخت، شکل می‌گیرد. شکل رسم شده در شکل (۲) ناحیه لایه مرزی گرمایی حول یک کره یا یک استوانه ی دواری که عمود بر جریان یکنواخت بوده و با سرعت میانگین حجمی u می‌باشد، را نشان می‌دهد. شعاع کره یا استوانه r_0 و دمای سطح T_w و T_∞ دمای جریان آزاد می‌باشد.

توزیع شار گرمایی حول کره و استوانه توسط چنگ (۱۹۸۲) تعیین گردید. چنگ فرض کرد که جریان از قانون دارسی پیروی می‌کند. با رجوع به مختصات زاویه ای θ که در شکل ۲ معرفی شد، چنگ عبارت های زیر را برای عدد ناسلت جنبی محلی به دست آورد (چنگ، ۱۹۸۲):



(۵) کره

$$Nu_{\theta} = 0.564 \left(\frac{ur_0\theta}{\alpha_m} \right) \left(\frac{3}{2}\theta \right)^{1/2}$$

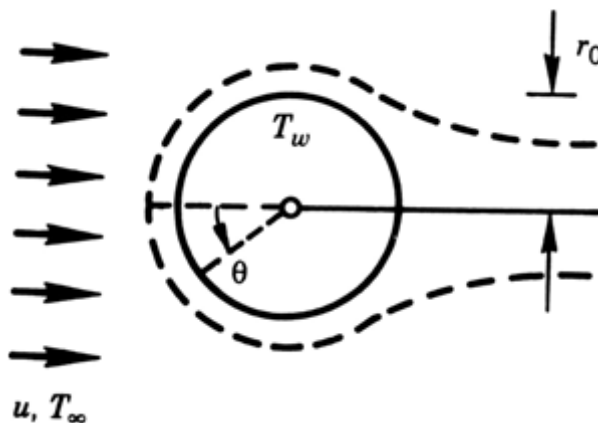
$$\sin^2 \left(\frac{1}{3} \cos^3 \theta - \cos \theta + \frac{2}{3} \right)^{1/2}$$

$$Nu_{\theta} = 0.564 \left(\frac{ur_0\theta}{\alpha_m} \right)^{1/2} (2\theta)^{1/2}$$

(۶) استوانه

$$\sin(1 - \cos \theta)^{1/2}$$

که در روابط بالا Nu عدد ناسلت می باشد.



شکل ۲- انتقال حرارت اجباری لایه مرزی دمایی یک کره یا استوانه عمودی قرار گرفته شده در یک جسم متخلخل

بحث و نتایج

بررسی انتقال حرارت در دیوار مسطح با دمایی مشخص

با توجه به سمت راست معادله (۳) که بر مبنای این فرض شد که ناحیه با ضخامت δ_T و طول x باریکه است به طوری که رابطه $x \ll \delta_T$ برقرار است. بخش مکانیک سیال این مسئله یعنی، معادله (۱) و (۲) توسط جریان موازی یکنواخت ارضا می شود که شرایط مرزی به صورت رابطه زیر بیان شد:

$$v=0 \quad u=U \quad (۸)$$

گرادیان فشار ثابت که این جریان را به حرکت در می آورد $(-dp/dx = \mu U_{\infty} / K)$ معلوم فرض می شود. نرخ انتقال حرارت بین سطح و دمایی T_w و جسم متخلخل اشباع شده در دمایی T_{∞} به روش های متعددی تعیین می گردد. تحلیل مقیاسی با نوشتن $\Delta T = T_w - T_{\infty}$ شروع می شود. تا درجه ای از اندازه ی همتای معادله (۳) تبدیل شود به:



$$U_{\infty} \frac{\Delta T}{x} \square \alpha_m \frac{\Delta T}{\delta_T^2} \quad (9)$$

که در رابطه بالا α_m ضریب نفوذ حرارتی (مجذور متر بر ثانیه) می باشد.

از این معادله می توان ضخامت لایه مرزی گرمایی را تعیین کرد:

$$\delta_T \square x Pe_x^{-1/2} \quad (10)$$

که در آن Pe_x عدد پکلت بر مبنای U_{∞} و x می باشد.

$$Pe_x = \frac{U_{\infty} x}{\alpha_m} \quad (11)$$

برای شار گرمایی محلی q'' مقیاس $q'' \square k_m \Delta T / \delta_T$ می باشد که قبلاً بیان شد و همچنین در مورد عدد ناسلت محلی خواهیم داشت:

$$Nu_x = \frac{q'' x}{\Delta T k_m} \square Pe_x^{1/2} \quad (12)$$

شکل (۱) به صورت کیفی مشخصه های اصلی ناحیه ی انتقال حرارت را ترسیم می کند، به عبارت دیگر ضخامت لایه ی مرزی که به صورت $x^{1/2}$ در حال افزایش است و شار گرمایی که به صورت $x^{-1/2}$ در حال کاهش است. راه حل دقیق برای مسئله مشابه در شکل بسته با معرفی متغیرهای تشابه، که توسط تحلیل مقیاسی فوق توصیه شده است، قابل استخراج است:

$$\theta(\eta) = \frac{T - T_w}{T_{\infty} - T_w} \quad \eta = \frac{y}{x} Pe_x^{1/2} \quad (13)$$

در این علامت گذاری، معادله ی انرژی (۳) و شرایط مرزی شکل (۱) تبدیل می شوند به:

$$\theta'' + \frac{1}{2} \eta \theta' = 0 \quad (14)$$

$$\theta(\infty) = 1 \quad \theta(0) = 0 \quad (15)$$

معادله (۱۴) را می توان در جدایی متغیرها انتگرال گیری کرد و عبارت های به دست آمده برای نمودار دمای تشابه و شار گرمایی سطح خواهند بود (بجان، ۱۹۸۴):

$$\theta = erf\left(\frac{\eta}{2}\right) \quad (16)$$



$$Nu_x = \frac{q''}{T_w - T_\infty} \frac{x}{k_m} = 0.564 Pe_x^{1/2} \quad (17)$$

عدد ناسلت کل بر مبنای شار گرمایی q'' میانگین شده از $x=0$ تا طول صفحه ی داده شده $x=L$ خواهد بود:

$$\overline{Nu}_L = \frac{\overline{q''}}{T_w - T} \frac{L}{k_m} = 1.128 Pe_L^{1/2} \quad (18)$$

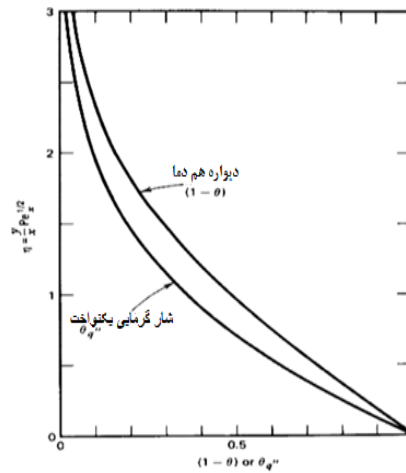
چنگ (۱۹۸۲) نتیجه ی مشابهی برای Nu_x با انتگرال گیری عددی معادل معادله ی (۱۴) و (۱۵) را برای طیف گسترده تری از مسائل به دست آورد و نمودار تشابه (رابطه ۱۶) در مقابل $(1-\theta)$ در شکل (۳) رسم شده است. یک مطالعه تجربی از جا به جایی گرمایی اجباری روی یک صفحه ی افقی در یک جسم متخلخل توسط عفیفی و بریش (۱۹۹۹) صورت گرفت که نتایج مشابهی با این کار تحقیقاتی داشت. ماگیاری و همکاران (۲۰۰۰) یک راه حل تحلیل دقیقی برای جا به جایی گرمایی اجباری گذرنده از یک صفحه یا یک بدنه ی متقارن محور دارای توزیع سطح توان ارائه کردند.

بررسی انتقال حرارت در دیوار مسطح با شار گرمایی ثابت

با توجه به راه حل تشابه برای توزیع دما در طول و نزدیک سطح $y=0$ به صورت عددی توسط بجان (۱۹۸۴) تعیین شد رابطه زیر برقرار است:

$$T(x,y) - T_\infty = \frac{q'' / k_m}{(-d\theta_q'' / d\eta)_{\eta=0}} \left(\frac{\alpha_m x}{U} \right)^{1/2} \theta_q''(\eta) \quad (19)$$

که در آن $\theta_q''(\eta)$ نمودار دمای تشابه نمایش داده شده در شکل (۲) است. متغیر تشابه η روی عرض شکل معرفی شد. از آن جا که شیب محاسبه شده نمودار θ_q'' در دیوار $(d\theta_q'' / d\eta)_{\eta=0} = 0.886$ می باشد، عکس اختلاف دمای محلی را می توان بی بعد کرد تا عدد ناسلت محلی به دست آید:



شکل ۳- توزیع های دمایی در یک جریان موازی اجباری نزدیک دیواره ها با دمای ثابت و شار حرارتی ثابت

$$Nu_x = \frac{q''}{T_{(w)}(X) - T} \frac{x}{k_m} = 0.886 Pe_x^{1/2} \quad (20)$$

عدد ناسلت کل بر مبنای دمای دیوار میانگین \bar{T}_w به طور مشخص، دمای میانگین گیری شده از $x=0$ تا $x=L$ خواهد بود:

$$\bar{Nu}_L = \frac{q''}{\bar{T}_{(w)} - T} \frac{L}{k_m} = 1.329 Pe_L^{1/2} \quad (21)$$

با توجه به راه حل دقیق برای مسئله انتقال حرارت در یک دیوار محبوس شده با شار گرمایی یکنواخت، شکل بسته تحلیلی جایگزین برای راه حل عددی (۱۹) که در شکل ۲ نشان داده شده است خواهد بود:

$$\frac{T(x,y) - T_\infty}{q'' x / k_m} Pe_x^{1/2} = 2\pi^{-1/2} \exp\left(-\frac{\eta^2}{4}\right) - \eta \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta}{2}\right) \quad (22)$$

قسمت سمت راست معادله ی (۲۲) جای تابع $\theta_w'' / (-d\theta_w'' / d\eta)_{\eta=0}$ را که قبلا در معادله ی (۱۹) استفاده شده است را می گیرد. این راه حل دقیق همچنین مقادیر دقیق ضرایب عددی را که در معادله ی (۲۰) و (۲۱) ظاهر می شوند، یعنی $0.886 = \pi^{1/2} / 2$ و $1.329 = (3/4)\pi^{1/2}$ را آشکار می سازد.

شایسته است که نتایج عدد ناسلت (۱۷) و (۲۰) و (۲۱) را مرور کنیم تا درجه ای از اندازه گرایش پیش بینی شده در معادله (۲۲) را بازبایی کنیم. همه ی این نتایج قابل قبولند اگر $\delta_T \ll x$ به این معنا که وقتی عدد پکلت به اندازه کافی بزرگ باشد که رابطه $1 \ll Pe_x^{1/2}$ برقرار است. اثر تغییرات ویسکوزیته با دما توسط رامیز و سائز (۱۹۹۰) مطالعه شده است.

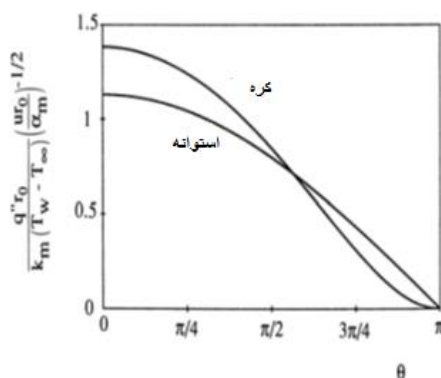


بررسی انتقال حرارت در کره و استوانه با لایه های مرزی

با توجه به اینکه در این عبارت عدد پکلت وجود دارد که بر مبنای قوس تاب خورده $r_0\theta$ می باشد و این رابطه $Pe_\theta = ur_0\theta / \alpha_m$ را حفظ می کند. عدد پکلت محلی به صورت زیر تعریف می شود (چنگ، ۱۹۸۲):

$$Nu_\theta = \frac{q''}{T_w - T_\infty} \frac{r_0}{k_m} \quad (23)$$

تغییرات شار گرمایی محلی بر روی محیط استوانه یا کره در عبارت $(ur_0 / \alpha_m)^{-1/2} [q'' r_0 / k_m (T_w - T_\infty)]$ در برابر θ در شکل ۴ نشان داده شده است.



شکل ۴- توزیع شار حرارتی اطراف یک استوانه یا کره با انتقال حرارت اجباری لایه مرزی

معادلات (۵) و (۶) زمانی قابل قبولند که لایه های مرزی مجزا (باریک) هستند، به عبارت دیگر وقتی ضخامت لایه ی مرزی $r_0 Pe_\theta^{1/2}$ کوچکتر از شعاع r_0 باشد. این شرایط را می توان به صورت مقابل نیز نوشت که $1 \leq Nu_\theta \leq Pe_\theta^{1/2}$.

مشابهت مفهومی بین لایه های مرزی گرمایی استوانه و کره (شکل ۳) و دیوار (حصار) صاف (شکل ۱) در تلاش بعدی برای همبستگی نتایج انتقال حرارت برای این سه حالت بیشتر نمایان می شود. شار گرمایی میانگین گرفته روی مساحت استوانه و کره \bar{q}'' می تواند از طریق میانگین گیری از شار گرمایی محلی q'' که در معادلات (۵، ۶، ۲۳) بیان شده است محاسبه شود. در این موقعیت آن انجام داده شد و نتایج آن عبارتند از:

$$\overline{Nu_D} = 1.128 Pe_D^{1/2} \quad (24)$$

$$\overline{Nu_D} = 1.015 Pe_D^{1/2} \quad (25)$$

در این عبارت اعداد ناسلت و پکلت بر اساس قطر $D = 2r_0$ هستند.



$$\overline{Nu}_D = \frac{\overline{q''}}{T_w - T_\infty} \frac{D}{k_m} \quad Pe_D = \frac{uD}{\alpha_m} \quad (26)$$

نکته جالب توجه تا این مرحله شباهت بین عبارات \overline{Nu}_D (۲۴) و (۲۵) با هم و شباهت این مجموعه با فرمول‌های مربوط به \overline{Nu}_L متناظر برای دیوار صاف ایزوترمال، معادله (۱) می‌باشد. همبستگی این سه نتیجه خیلی موفقیت آمیز بود زیرا در هر حالت مقیاس طول استفاده شده برای تعریف عدد ناسلت و پکلت کل همان بعدی است که با جهت جریان هم خط شده است، یعنی قطر در شکل ۳ و طول L در شکل ۱ بود.

در تلاش قبلی برای همبستگی نرخ‌های انتقال حرارت کل برای این ۳ حالت، برای مقیاس طول از طول l لینهارد (۱۹۷۳) به عبارتی $l=L$ برای دیوار صاف و $l=\pi r_0$ برای استوانه کره استفاده شده است. این نتیجه بدست آمد که این مقیاس طول خیلی خوب جواب نمی‌دهد به عبارت دیگر، عبارت $\overline{Nu}_l \square Pe_l$ به دست آمده تغییر محسوسی از یک حالت به حالت دیگر می‌کند. در دفاع از مقیاس طول لینهارد البته، باید گفته شود که در ابتدا برای لایه‌های مرزی جا به جایی گرمایی طبیعی پیشنهاد داده شد نه جا به جایی گرمایی اجباری. انتقال حرارت از طریق جا به جایی گرمایی اجباری به وسیله‌ی یک استوانه با سطح مقطع بیضوی به یک جسم متخلخل اشباع شده احاطه کننده توسط کیمورا (۱۹۹۸) بررسی شده است. این شکل هندسی پلی را برای شکاف بین استوانه‌ی دوار و دیوار صاف بحث شده در شکل ۱ به وجود می‌آورد. استوانه بیضوی در حالت جریان گذرنده به خودی خود به عنوان مدلی برای فعل و انفعال بین یک جریان یکنواخت و یک استوانه‌ی دوار که عمود بر جهت جریان نیست مرتبط است. حالت شدیدتر که در آن استوانه دوار موازی با جهت جریان است نیز توسط کیمورا (۱۹۹۸) بررسی شد.

مورتی و همکاران (۱۹۹۰) اثرات غیر داری را تحقیق کردند و یافتند که انتقال حرارت از یک استوانه، به طرز ضعیفی وابسته به اعداد داری و فرشه‌میر بوده است، برای $Da < 10^{-4}$, $Re < 200$. یک مطالعه‌ی آزمایشگاهی انتقال حرارت از یک استوانه‌ی جاسازی شده در یک ردیفی از ذرات کروی، با جریان گذرای هوا توسط نصر و همکاران (۱۹۹۴) صورت گرفت. تطابق با تئوری بر اساس قانون داری و تقریب‌های لایه‌ی مرزی برای پیش‌بینی داده تا حدودی موفقیت آمیز بوده است. اما همبستگی بهتر با تغییر در معادله در جهت بهتر به حساب آوردن قطر ذره و تغییرات هدایت پذیری صورت گرفته است. برای جریان محوری رو شونده از یک استوانه یک مطالعه‌ی آزمایشگاهی است، با استفاده از آب و دانه‌های شیشه توسط کیمورا و ینگرینوما (۱۹۹۱) به اجرا در آمد. نتایج آزمایشگاهی آن‌ها با تحلیل‌ها تطابق خوبی داشت مشابه آن چه که برای مسئله دیوار صاف با لحاظ کردن خمیدگی موجود انجام شد.



انتقال حرارت از یک کره بزرگ جاسازی شده در یک ردیفی از دانه های شیشه کروی شکل به صورت آزمایشگاهی توسط تانگ و طیر (۱۹۹۳) انجام شد. آن ها نتیجه گیری کردند که نرخ کلی انتقال حرارت را می توان با فرمول زیر پیش بینی کرد:

$$Nu = Nu_{conduction} + Nu_{radiation} + (Nu_{natural}^3 + Nu_{forced}^3)^{1/3} \quad (27)$$

که در آن :

$$Re \leq 2400 \quad 0.7 \leq Pr \leq 5 \quad Nu_{forced} = 0.29 Re^{0.8} Pr^{1/2} \quad (28)$$

راه حل های جانبی که قابل قبول برای Pe بالا یا پایین باشد، برای حالت یک کره با دما یا شار از قبیل تعیین شده توسط رومرو (۱۹۹۵ a) به دست آمد. راه حل های تحلیلی برای اعداد پکلت بزرگ برای جریان دور تا دور یک استوانه یا کره توسط پاپ و یان (۱۹۹۸) گزارش شد.

نتیجه گیری

در بررسی انتقال حرارت در دیوار مسطح با دمای مشخص ضخامت لایه ی مرزی به صورت $x^{1/2}$ افزایش و شار گرمایی که به صورت $x^{-1/2}$ کاهش یافت و عدد ناسلت کل بر مبنای شار گرمایی \bar{q} میانگین شده از $x=0$ تا طول صفحه ی داده شده $x=L$ بدست آمد. در بررسی انتقال حرارت در دیوار مسطح با شار گرمایی ثابت عکس اختلاف دمای محلی را می توان بی بعد کرد تا عدد ناسلت محلی به دست آید و عدد ناسلت کل بر مبنای دمای دیوار میانگین \bar{T}_w به طور مشخص، دمای میانگین گیری شده از $x=0$ تا $x=L$ بدست آمد که عدد ناسلت محلی آن $1/5$ برابر عدد ناسلت محلی انتقال حرارت در دیوار مسطح با دمای مشخص بود، همچنین وقتی عدد پکلت به اندازه کافی بزرگ باشد که رابطه $1 \ll Pe_x^{1/2}$ برقرار بود. در بررسی انتقال حرارت در کره و استوانه با لایه های مرزی نسبت ضرایب اعداد ناسلت استوانه به کره $1/11$ بدست آمد. تطابق با تئوری بر اساس قانون داریسی و تقریب های لایه ی مرزی برای پیش بینی داده تا حدودی موفقیت آمیز بوده است

مراجع

1. Afifi, R.I. and Berbish, N.S. 1999. Experimental investigation of forced convection heat transfer over a horizontal flat plate in a porous medium. *J. Engng. Appl. Sci.* Vol. 46, pp. 693–710.
2. Bejan, A. 1978. Natural convection in an infinite porous medium with a concentrated heat source. *J. Fluid Mech.*, Vol. No. 89, PP.97–107.



3. Bejan, A. 1984. *Convection Heat Transfer*, Wiley, New York.
4. Bello-Ochende, T. and Bejan, A. 2004. Maximal Heat Transfer Density: Plates with Multiple Length in Forced Convection. *Int. J. thermal sci.*, Vol. 43, No. 12, pp. 1181-1186.
5. Bello-Ochende, T. and Bejan, A. 2005. Constructal Multi- Scale Cylinders in Cross-Flow. *Int. J. Heat & Mass Transfer*, Vol. 48, No. 7, pp. 1373-1383.
6. Cheng, P. 1977a. Constant surface heat flux solutions for porous layer flows. *Lett. Heat Mass Transfer*. Vol. 4, pp. 119–128.
7. Cheng, P. 1982. Mixed convection about a horizontal cylinder and a sphere in a fluid saturated porous medium. *Int. J. Heat Mass Transfer*. Vol. 25, pp. 1245–1247.
- I. Angirasa, D. and Peterson, G. P. 1997. Natural convection in porous media near L-shaped corners. *Int. J. Heat Mass Transfer*. Vol. 40, pp. 485–490.
8. Juncu, G. 2009. Unsteady Conjugate Forced Convection Heat/Mass Transfer in Ensembles of Spherical Particles with Cell Models. *Int. J. Heat & Mass Transfer*, Vol. 52, No's. 7-8, pp. 1817-1826.
9. Kimura, S. 1998. Onset of oscillatory convection in a porous medium. *Transport Phenomena in Porous Media* (eds. D. B. Ingham and I. Pop), Elsevier, Oxford, pp. 77–102.
10. Kimura, S. and Nigorinuma, H. 1991. Heat transfer from a cylinder in a porous medium subjected to axial flow". *Heat Transfer Jap. Res.* Vol. 20, pp. 368–375.
11. Lienhard, J. H. 1973. On the commonality of equations for natural convection from immersed bodies. *Int. J. Heat Mass Transfer* Vol. 16, pp. 2121–2123.
12. Magyari, E. and Keller, B. 2000. Exact analytic solutions for free convection boundary layers on a heated vertical plate with lateral mass flux embedded in a saturated porous medium, *Heat Mass Transfer*. Vol. 36, pp. 109–116.
13. Magyari, E. and Keller, B. 2003a. The opposing effect of viscous dissipation allows for a parallel free convection boundary-layer flow along a cold vertical flat plate. *Transport Porous Media* Vol. 51, pp. 227–230.
14. Murty, V. D. Camden, M. P. Clay, C. L. and Paul, D. B. 1990. A study of non-Darcian effects on forced convection heat transfer over a cylinder embedded in a porous medium. *Heat Transfer 1990*, Hemisphere, Washington, DC, Vol. 5, pp. 201–206.
15. Nasr, K. Ramadhyani, S. and Viskanta, R. 1994. An experimental investigation on forced convection heat transfer from a cylinder embedded in a packed bed. *ASME J. Heat Transfer* Vol. 116, PP. 73–78.



16. Pop, I. and Yan, B. 1998. Forced convection flow past a circular cylinder and a sphere in a Darcian fluid at large Peclet numbers. *Int. Comm. Heat Mass Transfer.*, Vol. 25, pp. 261–267.
17. Proakis J. G. and Manolakis, D. G. 1992. Digital Signal Processing Principles, Algorithms and Applications. New York Macmillan.
18. Ramirez, N. E. and Saez, A. E. 1990. The effect of variable viscosity on boundary-layer heat transfer in a porous medium”. *Int. Comm. Heat Mass Transfer Vol.* 17, pp. 477–485.
19. Romero, L. A. 1995a. Low or high Peclet number flow past a prolate spheroid in a saturated porous medium. *SIAM J. Appl. Math.* Vol. 55, pp. 952–974.
20. Sahin, A.Z. and Dincer, I. 2005. Prediction of Drying Times for Irregular Shaped Multi-dimensional Moist Solids. *J. Food Eng.*, Vol. 71, No. 1, pp. 119-126.
21. Suresh, H.N. Aswata Narayana, P.A. and Seetharamu, K.N. 2001. Conjugate Mixed Convection Heat and Mass Transfer in Brick Drying. *Heat & Mass Transfer*, Vol. 37, No. 2-3, pp. 205-213.
22. Tang, J. and Bau, H. H. 1993. Feedback control stabilization of the no-motion state of a fluid confined in a horizontal porous layer heated from below. *J. Fluid Mech.* Vol. 257, pp. 485–505.



نهمین کنگره ملی مهندسی ماشین‌های کشاورزی

(مکانیک بیوسیستم) و مکانیزاسیون

پردیس کشاورزی و منابع طبیعی دانشگاه تهران

۲ و ۳ اردیبهشت ۱۳۹۴ - کرج



Study and survey of heat transfer in forced convection conditions in porous mediums

Abstract

Convection plays a major role in the heat developments of a porous medium. The purpose of this paper is to evaluate the heat transfer with conditions of forced convection in porous mediums. Study of heat transfer in these mediums as flat wall with specific temperature and constant heat flux were performed in sphere and cylinder with the boundary layer. To study such problem, the equations governing the flow field including the conservation equations of mass, momentum (Navier-Stokes) and energy flow in the area. As well as making dimensionless heat transfer were performed with Nusselt number (Nu). The results contains of the flux ratio through the interface of fluid and body to the flux to the outer wall, shared fluid levels and body temperature, the mean temperature of mixture of fluid and distribution of local Nusselt in flat wall, sphere and cylinder are provided. The results show that the effect of reducing the value of the Nusselt solid body in the plane, the sphere and cylinder. Heat transfer from a cylinder, weakly related to Darcy numbers and Forchheimer for $Da < 10^{-4}$ and $Re < 200$. The local Nusselt number for heat transfer study on flat walls with constant heat flux is 5.1 times more than the local Nusselt number for heat transfer wall temperature was flat. In study the heat transfer coefficients in sphere and cylinder with boundary layers in comparison to sphere and cylinder, Nusselt numbers obtained 1.11.

Keywords: Heat transfer, Porous medium, Nusselt number, Darcy Number