

BAB III

KONVEKSI DASAR PADA LAJU ALIRAN PANAS

3.1. MEKANISME ANGKUTAN ENERGI DAN ALIRAN FLUIDA

Perpindahan panas antara batas benda padat dan Fluida terjadi dengan adanya suatu gabungan dari konduksi dan angkutan massa. Jika batas tersebut bersuhu lebih tinggi dari pada Fluida itu, maka terlebih dahulu panas mengalir dengan cara konduksi dari benda padat ke partikel-partikel Fluida dekat dinding.

Energi yang berpindah dengan cara itu meningkatkan energi dalam Fluida dan terangkut oleh gerakan Fluida.

Bila suatu Fluida mengalir sepanjang suatu permukaan yang bersuhu berlainan dari pada suhu Fluida, maka perpindahan panas terjadi dengan konduksi molekuler didalam Fluida maupun pada bidang antara Fluida dan permukaan. Tidak terdapat arus pencampur turbulen atau pusaran-pusaran yang mengangkut energi yang tersimpan di dalam partikel-partikel Fluida tersebut melintasi garis arus.

Sebaliknya dalam aliran turbulen mekanisme konduksi diubah serta dibantu oleh banyak sekali pusaran-pusaran yang membawa gumpalan-gumpalan Fluida melintasi garis-garis aliran.

Partikel-partikel ini berperan sebagai pembawa energi dan memindahkan energi dengan cara bercampur dengan partikel

lain Fluida tersebut. Oleh karena itu kenaikan laju pen-
campuran atau turbulensi akan menaikkan laju aliran panas
dengan cara konveksi. Gerakan Fluida tersebut dapat
disebabkan oleh dua proses.

Proses pertama : Konveksi bebas atau konveksi alamiah
yaitu Fluida dapat bergerak sebagai
akibat perbedaan kerapatan yang disebab-
kan oleh perbedaan suhu didalam Fluida.

Proses kedua : Konveksi paksa yaitu Fluida dapat ber-
gerak disebabkan oleh suatu energi luar.

3.2. MODULUS NUSSECT

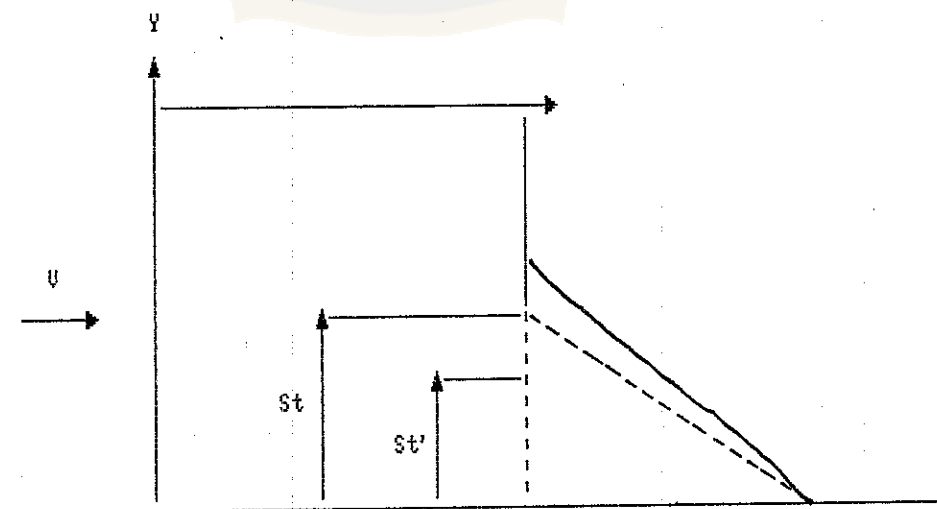
- Dari uraian tentang mekanisme angkutan energi
konveksi, konduksi maupun angkutan massa memegang
peranan. Karena konduktivitas termal Fluida,
kecuali logam cair, adalah relatif kecil maka
cepatnya perpindahan energi bergantung sebagian
besar pada gerakan pencampuran partikel-partikel
Fluida.
- Bila kecepatan Fluida dan turbulensinya kecil maka
angkutan energi tidak banyak dibantu oleh arus-
arus pencampuran pada skala makroskopik. Sebalik-
nya, bila kecepatan besar dan pencampuran antara
Fluida yang lebih panas dan Fluida yang lebih
dingin banyak menyumbang kepada perpindahan ener-
gi, maka mekanisme konduksi menjadi kurang pent-

ing. Akibatnya, untuk memindahkan panas dengan cara konveksi melalui Fluida pada laju tertentu, diperlukan gradien suhu yang lebih besar di daerah dimana kecepatan rendah daripada di daerah dimana kecepatan tinggi.

- Dengan menerapkan pengamatan-pengamatan kualitatif pada perpindahan panas dari dinding padat ke Fluida dalam aliran turbulen dapat digambarkan profil suhunya secara kasar.

Langsung di dekat dinding, panas hanya dapat mengalir dengan cara konduksi karena partikel-partikel Fluida tidak bergerak relatif terhadap batas.

Bagi udara yang mengalir secara turbulen melewati pelat datar, distribusi suhu ini ditunjukkan dalam gambar (III - 2).



Gambar (III - 2)

Distribusi suhu dalam lapisan batas turbulen untuk Fluida yang mengalir melewati pelat yang dipanaskan.

- Pembahasan diatas mengarah kepada suatu cara untuk menentukan harga laju perpindahan panas antara dinding padat dan Fluida.

Karena pada bidang antara yaitu pada $Y=0$ panas mengalir hanya dengan cara konduksi maka laju aliran panas dapat dihitung dari persamaan

$$q \text{ permukaan} \rightarrow \text{Fluida} = -kFA \left. \frac{\partial T}{\partial Y} \right|_{Y=0} \dots (3 - 1)$$

Pendekatan ini benar-benar telah digunakan, tetapi untuk keperluan perancangan pengertian koefisien perpindahan panas konveksi jauh lebih mudah.

Dengan menyamakan Definisi 2 dengan persamaan (3 - 1) diperoleh :

$$dq_c = hc \, dA (T_s - T_\infty)$$

$$q_c = hc A (T_s - T_\infty)$$

$$q \text{ permukaan} \rightarrow \text{Fluida} = -kFA \left. \frac{\partial T}{\partial Y} \right|_{Y=0} = hcA$$

$$(T_s - T_\infty) \dots \dots \dots (3 - 2)$$

TEOREMA 3

Karena besarnya gradien suhu dalam Fluida akan sama berapapun suhu acuannya dapat ditulis $\partial T = \partial (T - T_{\infty})$
 Dengan memasukkan suatu dimensi panjang penting sistem L untuk menunjukkan geometri benda darimana panas mengalir maka dapat ditulis

$$\frac{\bar{h}cL}{kF} = \frac{\partial \left(\frac{T_s - T}{T_s - T_{\infty}} \right)}{\partial \left(\frac{Y}{L} \right)} \Bigg|_{Y=0} \dots \dots \dots (3 - 3)$$

Bukti :

$$- k F A \frac{\partial T}{\partial Y} \Bigg|_{Y=0} = \bar{h}c A (T_s - T_{\infty})$$

$$- \frac{\partial T}{\partial Y} \Bigg|_{Y=0} = \frac{\bar{h}c}{kF} (T_s - T_{\infty})$$

$$\frac{\bar{h}c}{kF} = - \frac{\partial T}{\partial Y} \Bigg|_{Y=0} \longrightarrow \frac{\bar{h}cL}{kF} = - \frac{\partial T}{\partial Y} \Bigg|_{Y=0} L$$

$$\frac{\bar{h}cL}{kF} = - \frac{\partial T}{\partial Y} \Bigg|_{Y=0} \frac{L}{T_s - T_{\infty}} = - \frac{\partial (T - T_s)}{\partial Y} \Bigg|_{Y=0} \frac{L}{T_s - T_{\infty}} = \frac{\partial (T_s - T)}{\partial Y} \Bigg|_{Y=0} \frac{L}{T_s - T_{\infty}}$$

$$\frac{\bar{h}cL}{kF} = \frac{\partial \left(\frac{T_s - T}{T_s - T_{\infty}} \right)}{\partial \left(\frac{Y}{L} \right)} \Bigg|_{Y=0} \quad (\text{terbukti})$$

$\bar{h}c$ = gabungan koefisien perpindahan panas konveksi

k_F = Konduktivitas termal Fluida

$\frac{\bar{h}_c L}{k_F}$ = Modulus Nuselt atau bilangan Nuselt = \bar{Nu}

Bilangan Nuselt dapat ditafsirkan secara fisik sebagai perbandingan gradien suhu yang langsung bersinggungan dengan permukaan terhadap suatu gradien suhu acuan $(T_s - T_\infty) / L$.

Dalam praktek bilangan Nuselt merupakan ukuran perpindahan panas konveksi yang memudahkan sebab jika diketahui harganya koefisien perpindahan panas konveksi dapat dihitung dari rumus

$$\bar{h}_c = \bar{Nu} \frac{k_F}{L} \dots\dots\dots (3 - 4)$$

Untuk suatu harga bilangan Nuselt tertentu, koefisien perpindahan panas konveksi berbanding lurus dengan konduktivitas termal Fluida tetapi berbanding terbalik dengan dimensi panjang penting yang menjadi pertanda sistim.

Dalam gambar (III - 2) distribusi suhu bagi Fluida yang mengalir melewati suatu dinding panas digambarkan dengan garis penuh gradien suhu Fluida hanya terdapat dalam suatu lapisan yang relatif tipis, δ_t , didekat permukaan. Garis putus adalah penyederhanaan dari distribusi suhu

yang sebenarnya. Garis putus menyinggung kurva suhu yang sebenarnya pada dinding dan secara fisik menunjukkan distribusi suhu dalam suatu lapisan Hipotetik Fluida setebal $S't$ yang dalam hal tiada gerakan sama sekali memberikan tahanan termal yang sama dengan lapisan batas yang sebenarnya kepada aliran panas.

DEFINISI II

Dalam lapisan tanpa gerakan, panas hanya dapat mengalir dengan cara konduksi dan laju perpindahan perluas satuan adalah

$$\frac{q}{A} = kF \frac{T_s - T_\infty}{S't} = \bar{h}c (T_s - T_\infty) \dots \dots \dots (3 - 5)$$

Ditunjukkan

$$\bar{h}c = \frac{k F}{S't} \dots \dots \dots (3 - 6)$$

Maka bilangan Nuselt adalah

$$\bar{N}u = \bar{h}c \frac{L}{k F} = \frac{L}{S't} \dots \dots \dots (3 - 7)$$

3.3. PERPINDAHAN PANAS DALAM ALIRAN KECEPATAN TINGGI

Perpindahan panas konveksi dalam aliran kecepatan tinggi adalah penting bagi sistim seperti pesawat terbang dan peluru kendali bila kecepataannya mendekati atau melampaui kecepatan suara.

TEOREMA 4

Untuk gas sempurna, kecepatan suara a , dapat diperoleh dengan persamaan

$$a = \sqrt{\gamma RT / M} \dots\dots\dots (3 - 8)$$

Bukti :

Pada rumus kecepatan gelombang longitudinal dan mengenal $-\Delta V / V \rho$ sebagai keternampatan adiabat K_s didapat

$$W = \sqrt{\frac{1}{\rho K_s}}$$

$$\text{Untuk gas ideal } K_s = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_s = \frac{1}{\gamma P}$$

$$\text{dan } \rho = \frac{M}{V}$$

dengan m menyatakan massa molar dan V volume molar

$$W = \sqrt{\frac{\gamma PV}{M}} \quad \text{atau} \quad W = \sqrt{\frac{\gamma R\theta}{M}}$$

Karena $a =$ kecepatan suara

$\gamma =$ perbandingan panas jenis c_p/c_v

$R =$ konstanta gas

$T =$ suhu mutlak

$M =$ berat molekul gas

maka $a = \sqrt{\gamma RT/M}$ (Terbukti)

Dalam lapisan batas yang sebenarnya (nyata) Fluida tidak menjadi berhenti secara mampu balik (reversibly), karena

proses geseran viskos jika ditinjau dari segi termodinamika adalah tak mampu balik.

DEFINISI 12.A

Jika pada fungsi $z = F(x, y)$, y dipandang sebagai suatu konstanta, maka $F(x, y)$ adalah suatu fungsi dari x .

Bila $F(x, y)$ didiferensiasi menurut x maka terdapatlah diferensial kuosien parsial menurut x dari fungsi $z = F(x, y)$.

Diferensial kuosien tersebut ditulis sebagai

$$\frac{\partial z}{\partial x}, \frac{\partial F}{\partial x} \text{ atau } F'_x(x, y)$$

Pada laju aliran panas terdapat gradien suhu pada bidang antara yang ditulis sebagai

$$\left. \frac{\partial T}{\partial Y} \right|_{Y=0}$$

DEFINISI 12.B

$$\int F(x) dx = F(x) + c, \text{ maka } F'(x) = F(x)$$

F disebut anti turunan dari F .

$$\int F(x) dx = F(x) + c, \text{ dinamakan integral tak tentu } F(x).$$

Luas daerah yang dibatasi oleh kurva $Y = F(x)$, dan

kurva $Y = g(x)$, pada interval (a,b) , ditentukan oleh rumus

$$\int_a^b [F(x) - g(x)] dx, \text{ asalkan } F(x) \geq g(x) \text{ dan } a \leq x \leq b$$

Luas sebagai limit suatu jumlah

$$L = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \sum_{x=a}^b F(x) \Delta x = \int_a^b F(x) dx$$

DEFINISI 12.C

Untuk memperhitungkan ketakmampubalikkan dalam aliran lapisan batas didefinisikan

$$r = \frac{T_{as} - T_{\infty}}{T_o - T_{\infty}} \dots \dots \dots (3 - 9)$$

dimana

r = Faktor pemulihan
 T_{as} = Suhu permukaan adiabatik

DEFINISI 12.D

Dengan memakai persamaan dasar bisa didapatkan tarikan diatas plat dengan memperhitungkan

$$r = UF \left(\frac{\partial U}{\partial Y} \right) \text{ pada permukaan } rs(x)$$

yaitu

$$rs(x) = UF \left. \frac{\partial U}{\partial Y} \right|_{Y=0}$$

$$= \mu F V_\infty \int \frac{V_\infty}{V_x} F''(\eta) = \mu F V_\infty \int \frac{V_\infty}{V_x} (0,332)$$

$$\left. \frac{\partial (u/V_\infty)}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = 0,332$$

TEOREMA 5

Bagaimana perbandingan antara hasil teori kekebalan peletak batas termal dan hidrodinamik.

Jawabnya dalam Aliran Turbulen $S/St = Pr^{1/3}$

..... (3 - 10)

Bukti :

$$\left. \frac{\partial (u/V_\infty)}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = 0,332$$

$$\left. \frac{\partial (u/V_\infty)}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} \approx \frac{1}{S} = 0,332$$

$$\left. \frac{d\theta}{dn} \right|_{n=0} = 0,332 Pr^{1/3}$$

$$\left. \frac{d\theta}{dn} \right|_{n=0} \approx \frac{\theta_\infty - \theta_s}{St} = \frac{1}{T_\infty - T_s} \frac{T_\infty - T_s}{St} = \frac{1}{St}$$

$$= 0,332 Pr^{1/3}$$

$$St = \frac{S}{Pr^{1/3}} \longrightarrow \frac{S}{St} = Pr^{1/3}$$

DEFINISI 13

Bila permukaan tidak diisolasi maka laju perpindahan

panas dengan cara konveksi antara gas kecepatan tinggi dan permukaan itu dikendalikan oleh

$$\frac{q_c}{A} = -k \frac{\partial T}{\partial Y} \Big|_{Y=0} \dots\dots\dots (3 - 11)$$

DEFINISI 14

Untuk kebanyakan keperluan praktis laju perpindahan panas dapat dihitung dengan hubungan-hubungan yang sama dengan yang dipergunakan untuk aliran kecepatan rendah.

$$\frac{q_c}{A} = hc (T_s - T_{as}) \dots\dots\dots (3 - 12)$$

DEFINISI 15

Jika suhu permukaan T_s sama dengan suhu permukaan adiabatik maka aliran panas = 0

Untuk harga total koefisien perpindahan panas

$$hcx = (q/A) (T_s - T_{as}) \dots\dots\dots (3 - 13)$$

DEFINISI 16

Bila kecepatan gas luar biasa tingginya, lapisan batasnya dapat menjadi demikian panasnya.

Pada kondisi demikian didefinisikan dengan

$$q_c / A = hci (i_s - i_{as}) \dots\dots\dots (3 - 14)$$

Sedangkan faktor pemulihan entalpi

$$r_i = \frac{i_{as} - i}{i_a - i} \dots\dots\dots (3 - 15)$$

Dalam beberapa keadaan, misalnya pada ketinggian yang amat besar kerapatan Fluida dapat demikian kecilnya sehingga jarak antara molekul-molekul gas menjadi berorde kebesaran yang sama dengan lapisan batas.

