

تحلیل میدان جریان در اطراف دریچه‌های کشویی با استفاده از روش چند بلوکی

بیژن فرهانیه، مهدی گل افشانی و سعید اکرامی

دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی شریف

(دریافت مقاله: ۱۳۷۵/۱۲/۱۴ - دریافت نسخه نهایی: ۱۳۷۶/۸/۵)

چکیده - یک روش حل معادله‌های حاکم بر جریان سیال در مسائل پیچیده، استفاده از روش چند بلوکی است. در این روش کل فضا به بلوکهای کوچکتری تقسیم می‌شود. در هر بلوک شبکه منظم محاسباتی تولید شده و میدان جریان به صورت جدا از سایر بلوکها حل می‌شود. شرایط مرزی مشترک بین بلوکها توسط اطلاعات هر دو بلوک مجاور محاسبه می‌شوند. این روش بر روی یک برنامه رایانه‌ای حجم محدود با شبکه بندی کولوکیتند و در فضای سه بعدی اعمال شد. برای ارضای معادله‌های بقاء برای تمام بلوکها در شبکه بندی کولوکیتند اصلاحاتی بر روی شارهای عبوری از سلولهای دو بلوک مجاور انجام گرفت. دو مسئله نمونه جریان ورودی به حفره و جریان هنگام عبور از روی یک پله حل و با نتایج عددی و آزمایشی سایرین مقایسه شد. در ادامه، میدان جریان اطراف دریچه کشویی سد علویان حل شد. بردارهای سرعت، خطوط جریان و خطوط فشار ثابت به ازای درصدهای باز بودن مختلف دریچه رسم شد. نیروی پسای وارد به دریچه با استفاده از توزیع فشار اطراف دریچه محاسبه و با نتایج آزمایشی مقایسه شد.

Numerical Investigation of Fluid Flow Characteristics Around Slide Gates Using Multi - Zonal Method

B. Farhanieh, M. Golafshani and S.Ekrami

Department of Mechanical Engineering Sharif University of Technology

ABSTRACT- *One method of solving the governing equations of fluid flow about complex geometries is to use multi-zonal method. In this method the overall domain is divided into small number of simpler domains. In each zone, the flow field is solved independently of other zones. The boundary conditions for connecting zones are enforced to convey the necessary linkage. This multi - zonal procedure has been applied into a finite-volume body - fitted code. This code employs collocated variable arrangement and Cartesian velocity components. The accuracy of the method was also established by comparing the calculated results with the numerical and experimental results available in the open literature of cavity flow and flow over a backward -*

* استادیار

فهرست علائم

A	مساحت	P	فشار	δ_{ij}	دلتای کرونکر
e_i	بردار پایه کارتزینی	S	جمله منبع در معادله عمومی	ε	نرخ اتلاف انرژی سینماتیک
f_x	ضریب میانبایی	U	سرعت محوری		آشفتگی
g_i	بردار هم متغیر پایه	u	سرعت نوسانی در راستای	μ	لزجت دینامیکی
g^{ij}	مؤلفه‌های غیر هم متغیر		جریان اصلی	μ_t	لزجت آشفتگی
	تانسور متریک	U_i	مؤلفه‌های سرعت	ξ_i	محور مختصات مماس بر
J	شارکل (جابه‌جایی و انتشاری)	U_0	حداکثر سرعت ورودی در پله		خطوط شبکه
k	انرژی سینماتیکی آشفتگی	V	سرعت در راستای y	ρ	چگالی
L	طول ضلع حفره	v	سرعت نوسانی در راستای y	$-\overline{\rho u_i u_j}$	مؤلفه‌های تنشهای آشفتگی
\dot{m}	نرخ شار جرم	W	سرعت در راستای Z	σ_k	ثابت انتشار (= ۱)
n	بردار عمود	x_i	محور مختصات متعامد	σ_ε	ثابت انتشار (= ۱/۱۸۵)
p	فشار نوسانی	Γ	ضریب تغییر	Φ	متغیر وابسته اختیاری

facing step. The flow field around Alavian sliding gate is investigated using the present method. The velocity vectors, streamlines and pressure contours are plotted for various opening ratios of the gate. The drag forces induced due to the pressure field around the gate were calculated and compared with the experimental data.

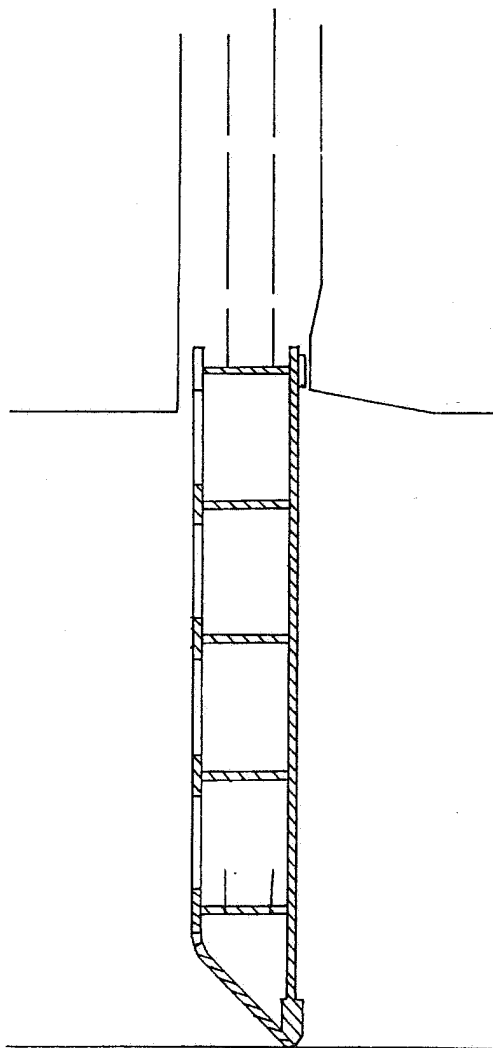
۱- مقدمه

شده است. در نزدیک دیوار اثرات لزجت سیال بیشتر بوده و مدل آشفتگی دقت خود را از دست می‌دهد. به این دلیل در این مناطق از تابع دیوار استفاده به عمل آمده است. از روش حجم محدود برای انتقال معادله‌های دیفرانسیل حاکم بر جریان سیال به معادله‌های جبری مرتبتی که متغیرهای جریان را بر روی نقاط شبکه به یکدیگر مربوط می‌کنند، استفاده شده است. الگوریتم حل سمپل سی [۱] بوده و برای محاسبه جمله‌های جابه‌جایی از شبکه کولوکیتد استفاده به عمل آمده است. این نوع شبکه باعث به وجود آمدن نوسانات فشار می‌شود که برای ترمیم آن از روش میانبایی ری - چا [۲] استفاده شده است.

در این پژوهش کد رایانه‌ای سی.ا.ال.سی^۲ [۳] استفاده شده است. برای مقایسه از نتایج آزمایشی مربوط به دریچه کشویی سد علویان استفاده به عمل آمده است. در بالای این دریچه محفظه‌ای وجود دارد و جریان آب علاوه بر اینکه از زیر دریچه می‌گذرد، در بالای آن نیز جریان دارد. به علت پیچیدگی هندسه دریچه از روش حل چند بلوکی استفاده شده است. در این روش کل فضای محاسباتی به بلوکهای کوچکتری تقسیم می‌شود [۴ و ۵]. برای هر کدام از این بلوکها شبکه محاسباتی منظمی تولید می‌شود و معادله‌های

با توجه به پتانسیل آبی کشور، اهمیت استفاده از نیروی آب برای تولید انرژی، آبیاری مزارع و سایر مصارف دیگر انکارناپذیر است. یکی از مسائل بسیار مهمی که در سیستمهای انتقال آب و به ویژه در نیروگاههای آبی مطرح‌اند، نحوه کنترل مقدار دبی حجمی آب عبوری از توربین است. استفاده از دریچه‌های کشویی یک روش مناسب برای نیل به این مقصود است. برای انتخاب مناسب دریچه باید شرایط دینامیکی جریان سیال در اطراف دریچه مشخص باشند تا با تغییر پارامترهای مختلف به طرح بهینه رسید. همچنین نیاز به دانستن نیروهای وارده توسط سیال در زیر و اطراف این دریچه‌ها در چندین حالت نیمه بسته داریم. پس باید به طریقی توزیع فشار و مؤلفه‌های سرعت در اطراف دریچه را بیابیم. سریعترین و ارزاترین روش شبیه سازی عددی از شرایط هندسی و فیزیکی اطراف دریچه است.

معادله‌های دیفرانسیل حاکم بر جریان سیال در دریچه‌های مذکور شامل معادله‌های بقای جرم و اندازه حرکت‌اند که به روش عددی شبیه‌سازی شده‌اند. در سرعتهای بالا و با افزایش عدد رینولدز به دلیل آشفتگی بودن جریان از مدل آشفتگی $k - \varepsilon$ استفاده



شکل ۱- دریچه کشویی سد علویان

توسط رسم نیمرخ سرعت در پشت دریچه بررسی شد و در نهایت شبکه‌های فوق‌الذکر انتخاب شدند. افزایش بیشتر تعداد شبکه‌ها تأثیری در نتایج نداشتند.

۳- معادله‌های حاکم

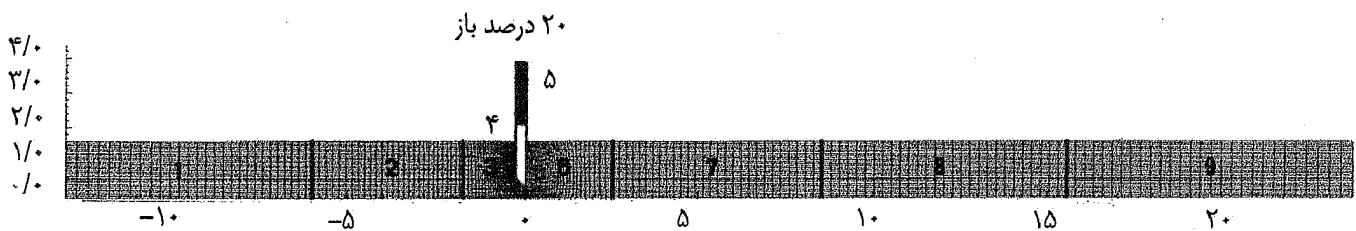
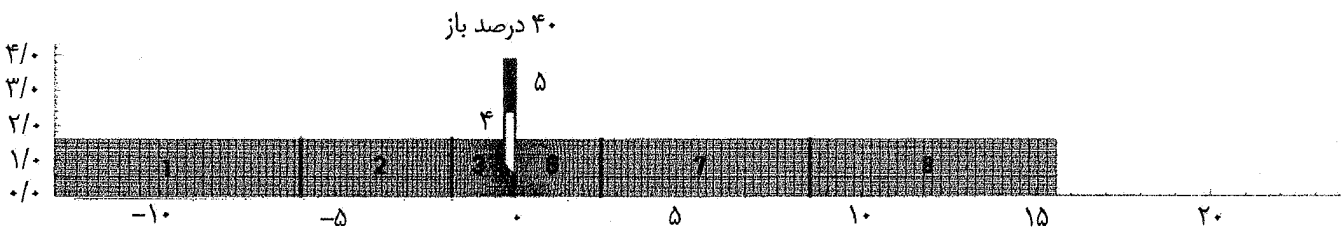
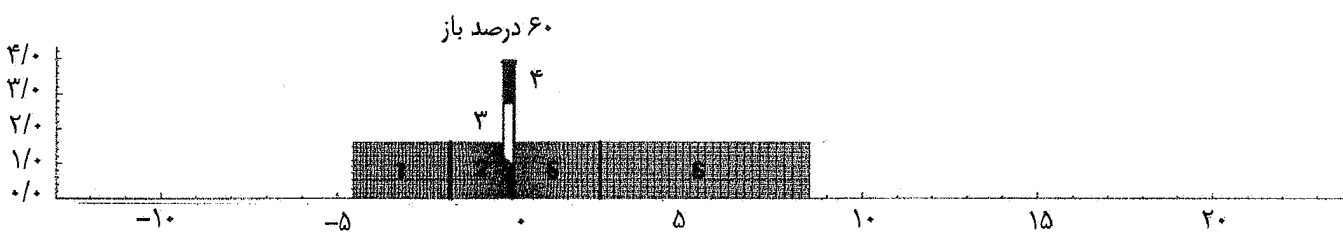
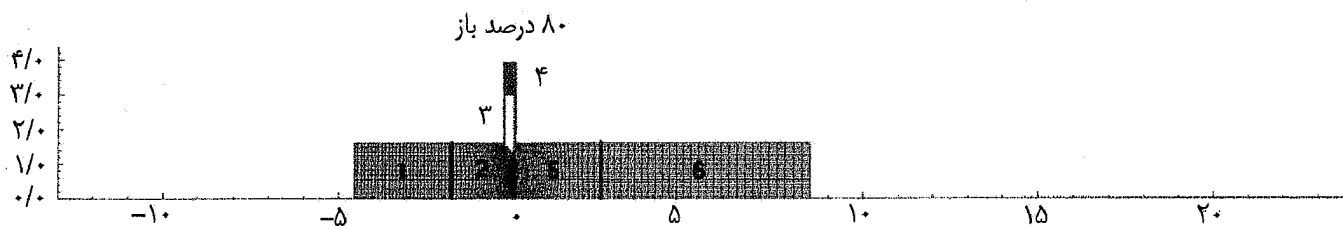
با افزایش سرعت جریان و عدد رینولدز اثرات آشفتگی جریان بیشتر شده و مقیاس طولی آشفتگی کاهش می‌یابد. در محاسبات عددی به دلیل محدودیت در افزایش تعداد شبکه‌ها نمی‌توان به این مقایسه‌های کوچک دست یافت. به دلیل همین محدودیت از روش تجزیه رینولدز استفاده می‌شود. در این روش مؤلفه‌های سرعت و فشار به مقادیر متوسط زمانی و نوسانی تجزیه می‌شوند. این عمل باعث پدید آمدن جمله‌هایی در معادله‌های اندازه حرکت می‌شود که

حاکم بر جریان سیال به طور مجزا در هر یک از بلوکها حل می‌شود. سپس شرایط مرزی برای هر بلوک توسط اطلاعات نقاط هر دو شبکه مجاور اعمال می‌شود. در این برنامه تصحیحات بر روی کلیه متغیرهای جریان در مرز مشترک بلوکهای مجاور اعمال شد. همچنین به دلیل کولوکیتد بودن شبکه، تصحیحاتی بر روی شارهای عبوری از حجم کنترلهای موجود در مرز مشترک بلوکهای مجاور انجام شد.

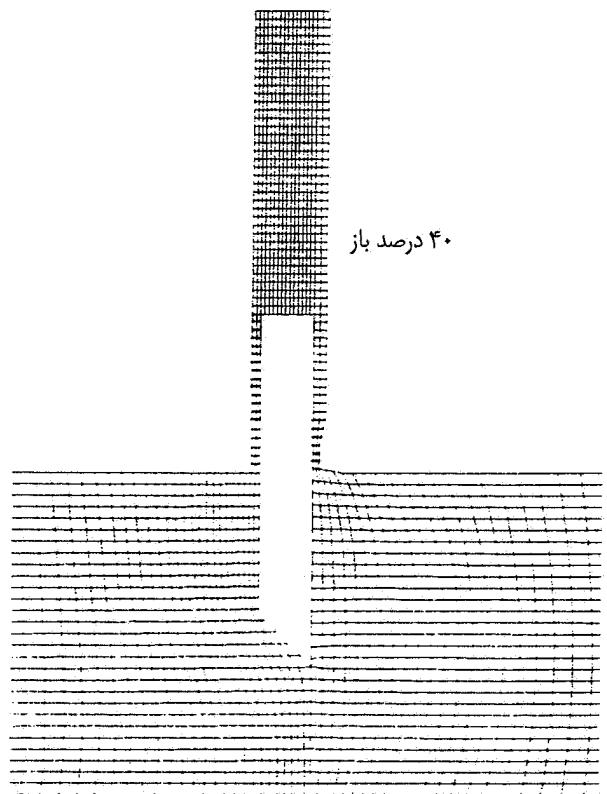
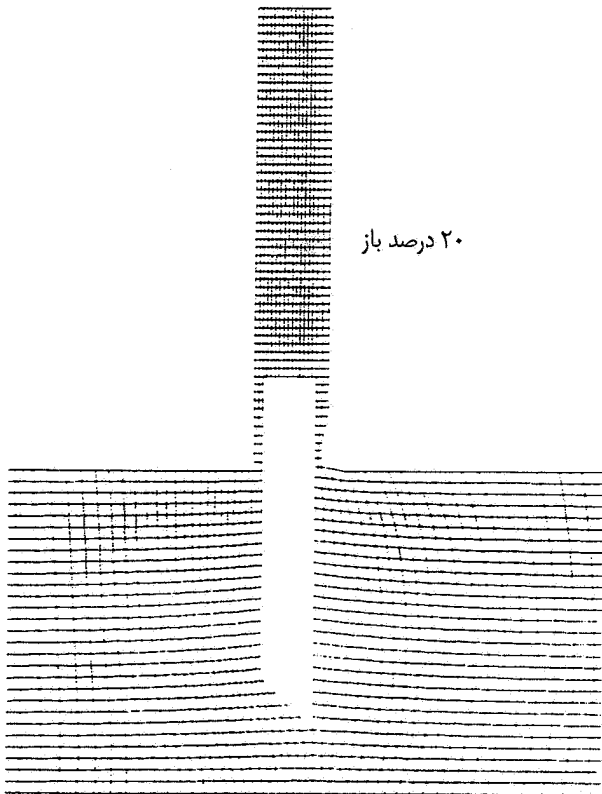
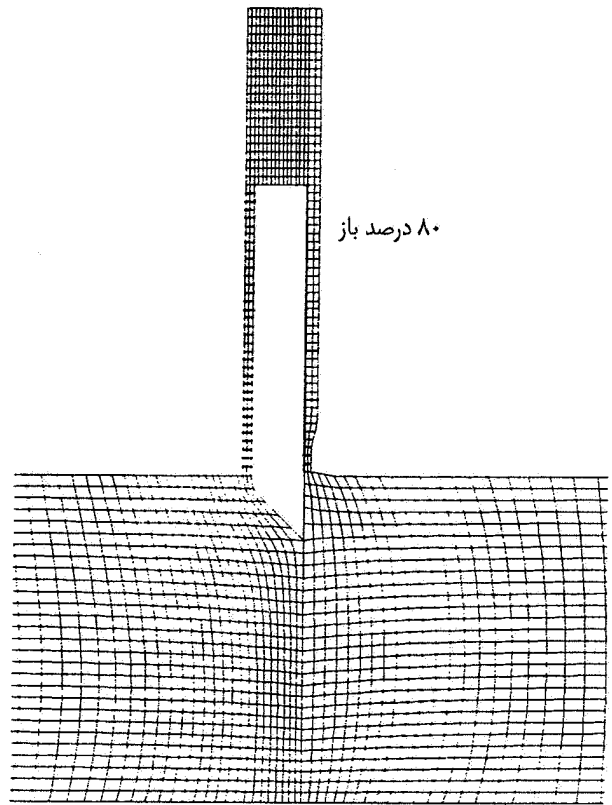
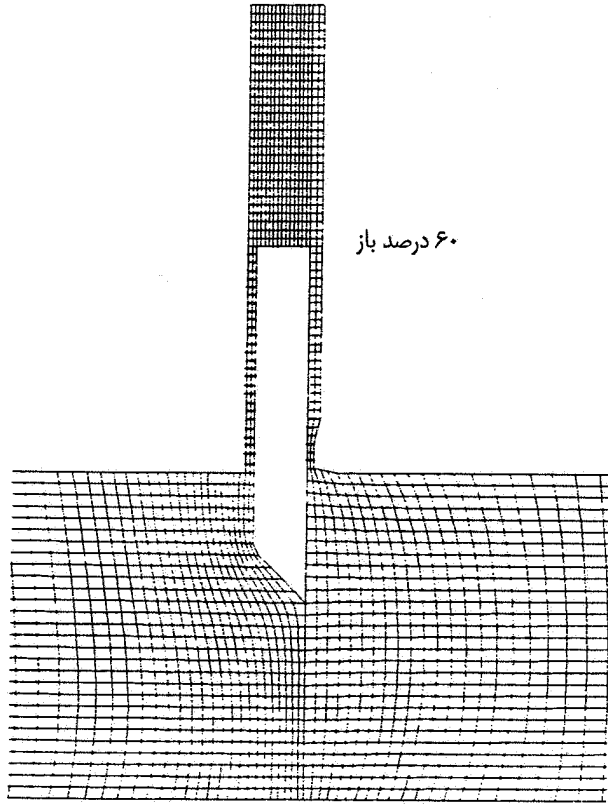
در این مقاله چگونگی اعمال روش چند بلوکی در برنامه سی.ا.ا.سی شرح داده شده است. به منظور آزمایش برنامه و روش مورد نظر ورود جریان درون یک حفره، و عبور جریان از روی یک پله حل شده و با نتایج عددی و آزمایشی مقایسه شده‌اند. در انتها جریان اطراف دریچه‌های کشویی مورد بررسی قرار گرفته است. این تحلیل با استفاده از اعداد واقعی مربوط به سد علویان انجام پذیرفته است. نتایج مربوط به توزیع مقادیر متغیرهای جریان و مقدار نیروی پسا به ازای موقعیتهای مختلف دریچه ارائه شده‌اند.

۲- مشخصات دریچه

دریچه‌های کشویی یکی از اجزای هیدرودینامیکی سدها هستند که برای کنترل حجم جریان سیال در صنعت سدسازی مورد توجه زیادی قرار گرفته است. برای طراحی بهینه این دریچه‌ها نیاز به دانستن نیروهای وارده توسط سیال در زیر و اطراف این دریچه‌ها در چندین حالت نیمه بسته است. دریچه سد علویان با مشخصات هندسی آن در شکل (۱) نشان داده شده است. عرض این دریچه (در جهت عمود بر صفحه) برابر $1/25$ متر است. در شکل (۲-الف) نحوه شبکه‌بندی برای درصدهای مختلف باز بودن دریچه نشان داده شده است. برای دریچه‌ای که 20% باز است از ۹ بلوک (۷ بلوک 30×30 و ۲ بلوک 19×30)، برای دریچه 40% باز از ۸ بلوک (۶ بلوک 30×30 و ۲ بلوک 19×30)، و برای دریچه‌های 60% و 80% باز از ۶ بلوک (۴ بلوک 30×30 و ۲ بلوک 19×30) استفاده شده است. برای مشاهده هندسه دقیقتر دریچه در درصدهای مختلف باز بودن به شکل‌های (۲-الف) و (۲-ب) مراجعه شود. برای بالا بردن دقت حل و مدل کردن مناسب هندسه دریچه، شبکه‌ها به طور نایک‌نواخت تولید شده‌اند. در نزدیک دریچه که تغییرات متغیرهای جریان زیاد است، شبکه‌ها کوچکتر و دورتر از آن جایی که تغییرات کمتر است، شبکه‌ها بزرگتر انتخاب شده‌اند. عدم وابستگی نتایج به تعداد شبکه



شکل ۲- الف - نحوه بلوک بندی و شبکه محاسباتی



شکل ۲-ب

معروف به تنشهای رینولدزی اند. معادله‌های حاکم که عبارت‌اند از معادله‌های پیوستگی و اندازه حرکت در محور مختصات کارتیزین به صورت زیر بیان می‌شوند:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i U_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (2)$$

در مقاله حاضر برای بستن معادله‌های جمله‌های آشفتگی توسط مدل لزجت‌گردابی برای رینولدزهای بالا تخمین زده می‌شوند. در این مدل از روش لزجت بوسینیس [۶] برای تخمین تنشهای رینولدزی استفاده می‌شود:

$$-\rho \bar{u}_i \bar{u}_j = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \quad (3)$$

که در این معادله μ_t لزجت آشفتگی است و توسط معادله زیر محاسبه می‌شود:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4)$$

C_μ یک ثابت است. انرژی جنبشی آشفتگی k و نرخ اتلاف آن ε توسط معادله‌های انتقال زیر تعیین می‌شوند: جمله تولید^۳ در دو معادله بالا به صورت زیر بیان می‌شوند:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] - \rho \varepsilon + \text{prod.} \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (c_{\varepsilon 1} \text{Prod.} - c_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (6)$$

$$\text{Prod.} \equiv P_k = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (7)$$

۴- روش حل عددی معادله‌های حاکم

به منظور توسعه قابلیت روش حجم محدود برای استفاده در حل مسائلی با محدوده هندسی پیچیده از روش محور مختصات منطبق بر مرزها استفاده شده است. ایده اساسی در این روش انتقال محدوده پیچیده جریان در فضای فیزیکی به یک محدوده ساده مستطیلی در فضای رایانه‌ای توسط استفاده از انتقال محور مختصات کارتیزینی منحنی است. به عبارت دیگر، یک سیستم عمومی نامتعامل ξ_i جایگزین سیستم محور مختصات کارتیزینی x_i در محدوده فیزیکی می‌شود. معادله‌های اندازه حرکت برای به دست آوردن مؤلفه‌های سرعت U_i در دستگاه مختصات کارتیزینی در یک شبکه متمرکز^۴ حل می‌شوند. این بدین معناست که تمام متغیرها در مرکز حجم کنترل ذخیره می‌شوند. این روش توسط ری و چاو [۲] پیشنهاد شد و بعداً توسط برنز و ویلکز [۷]، ماجومدار [۸]، پریس و همکاران [۹]، میلر و اشمیت [۱۰]، و داویدسون و فرهانیه [۳] مورد استفاده قرار گرفت. معادله انتقال در حالت پایدار برای یک متغیر وابسته عمومی Φ در دستگاه مختصات کارتیزین به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i \phi) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) \quad (8)$$

$$+ S; \quad \frac{\partial J_i}{\partial x_i} = S \text{ or } \nabla J = S$$

Γ ضریب تغییر است. شار کل (جابه‌جایی و انتشاری) برابر است با:

$$J_i = \rho U_i \Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \quad (9)$$

از معادله (۸) در هر حجم کنترل در فضای فیزیکی با استفاده از قانون گاوس^۵ انتگرال گرفته می‌شود:

$$\int_A J_i \cdot dA = \int_V S dV \quad (10)$$

شرقی (e) می‌کنیم. شار کل دگر برگیرنده شارهای جابه‌جایی و انتشاری است. اولین جمله در سمت راست معادله (۹) جمله جابه‌جایی است. نرخ جریان جرم از سطح شرقی را می‌توان توسط معادله زیر بیان کرد:

$$\dot{m}_e = \rho_e \mathbf{U} \cdot \mathbf{A} = \rho_e (U_e A_{ex} + V_e A_{ey} + W_e A_{ez}), \quad (14)$$

مساحت سطوح در دستگاه مختصات کارتیزین به صورت زیر محاسبه می‌شوند:

$$A_{ex} = |\mathbf{A}| \mathbf{e}_n \cdot \mathbf{e}_x, \quad A_{ey} = |\mathbf{A}| \mathbf{e}_n \cdot \mathbf{e}_y, \quad (15)$$

$$A_{ez} = |\mathbf{A}| \mathbf{e}_n \cdot \mathbf{e}_z$$

A_e مساحت سطح کل شرقی، \mathbf{n} بردار عمودی آن و e بردارهای پایه کارتیزین هستند. نظر به اینکه سرعتها در مرکز حجم کنترلها ذخیره شده‌اند. برای به دست آوردن مؤلفه‌های سرعت بر روی سطوح حجم کنترلها از میانبایی ری چاو [۲] استفاده شده است. در این روش برای جلوگیری از نوسانات ناخواسته فیزیکی در میدانهای فشار و سرعت از میانبایی معمولی در فضای فیزیکی، $U_e = f_x U_E + (1 - f_x) U_p$ استفاده نمی‌شود. روش مورد استفاده را می‌توان بدین صورت بیان کرد. میانبایی بر روی سطح شرقی حجم کنترلی به مرکز p ، شکل (۴) را در نظر بگیرید. گرادینان فشار از مؤلفه سرعت که در مرکز حجم کنترل ذخیره شده است کسر می‌شود:

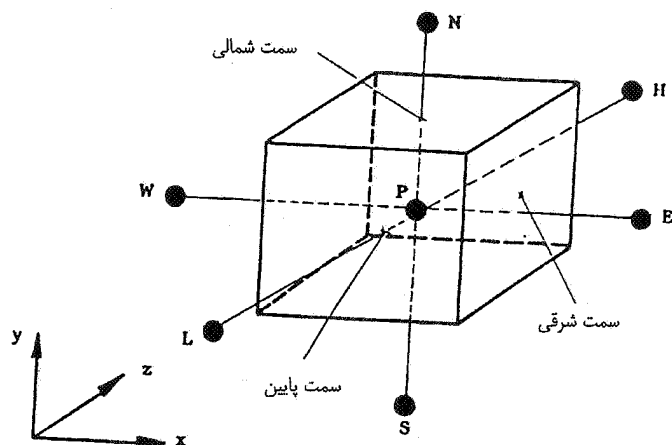
$$U_p^* = U_p - \frac{(-p_e - p_w) \delta V}{|\vec{w}\vec{e}| (a_p)_p}, \quad (16)$$

$$U_E^* = U_E - \frac{-(p_{ee} - p_e) \delta V}{|\vec{e}(ee)| (a_p)_E}$$

اکنون می‌توان مؤلفه‌های سرعت بر روی سطح شرقی را به صورت زیر محاسبه کرد:

$$U_e = f_x U_E^* + (1 - f_x) U_p^* + \text{Pressure Gradient} \quad (17)$$

$$U_e = f_x U_E^* + (1 - f_x) U_p^* - \left(\frac{(P_E - P_p) \delta V}{|\vec{P}\vec{E}|} \right) (a_p)_e$$



شکل ۳- یک حجم کنترل

از معادله‌های (۸) و (۹) برای انتقال به دستگاه مختصات فضایی محاسباتی (محور مختصات نامتعامل) ξ_i استفاده می‌شود. از معادله (۱۰) بر روی حجم کنترل انتگرال گرفته و به صورت گسسته نوشته می‌شود:

$$(J \cdot A)_e + (J \cdot A)_w + (J \cdot A)_n + (J \cdot A)_s + (J \cdot A)_h \quad (11)$$

$$+ (J \cdot A)_l = S \delta V,$$

e, w, n, s, h, l نمایانگر سطوح حجم کنترل‌اند؛ به شکل (۳) مراجعه شود. معادله گسسته شده به صورت استاندارد مرتب می‌شود:

$$a_p \phi_p = \sum a_{NB} \phi_{NB} + S_c, \quad (12)$$

در این معادله

$$a_p = \sum a_{NB} - S_p. \quad (13)$$

تأثیرات جابه‌جایی و انتشار در a_{NB} مستتر است. جمله‌های منبع S در برگیرنده مابقی جمله‌هایند.

۴-۱ جابه‌جایی

برای سهولت در بیان روش عددی استفاده شده در این مقاله، بحث خود را در این بخش و دیگر بخشها فقط معطوف به سطح

در این معادله f_x ضریب میانبایی است و توسط معادله زیر محاسبه می‌شود.

$$f_x = \frac{|\vec{P}_e|}{|\vec{P}_e| + |\vec{E}_e|} \quad (18)$$

در معادله (۱۸) با میانبایی خطی محاسبه می‌شوند. از معادله (۱۸) مشاهده می‌شود که گرادیان فشار با استفاده از گره‌های همسایه سطح شرقی محاسبه می‌شود. این امر از نوسانات غیر فیزیکی در میدان فشار جلوگیری می‌کند. V_e و W_e هم به طریق مشابه محاسبه شوند.

۲-۴ انتشار

جمله دوم در معادله شار کل، جمله انتشار است. از میان دیوار داریم

$$(\mathbf{J}\cdot\mathbf{A})_{\text{diff}} = -\Gamma\mathbf{A}\cdot\nabla\Phi. \quad (19)$$

$A\Delta\phi$ در معادله (۱۹) برای سطح شرقی را می‌توان در محور مختصات کارتزینی به صورت زیر نوشت:

$$-(\mathbf{A}\cdot\nabla\Phi)_e = -\left[A_{ex}\frac{\partial\Phi}{\partial x} + A_{ey}\frac{\partial\Phi}{\partial y} + A_{ez}\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right] \quad (20)$$

و در محور مختصات نامتعامل می‌شود.

$$\begin{aligned} -(\mathbf{A}\cdot\nabla\Phi)_e &= -\left[\mathbf{A}\cdot\mathbf{g}_i\mathbf{g}^{ij}\frac{\partial\Phi}{\partial\xi_j}\right]_e \\ &= \left[|\mathbf{A}|\mathbf{n}\cdot\mathbf{g}_i\mathbf{g}^{ij}\frac{\partial\Phi}{\partial\xi_j}\right]_e \end{aligned} \quad (21)$$

که \mathbf{g}_i بردار هم متغیر پایه^۶ است. ظهور تانسور \mathbf{g}^{ij} در معادله بالا به این دلیل است که هر دو مؤلفه‌های حاصلضرب $A\mathbf{g}_i$ در مشتق $\partial\phi/\partial\xi_j$ هم متغیرند و حاصلضرب بردارهای پایه آنها که غیر هم متغیر^۷ هستند برای $i \neq j$ برابر با صفر نیست چراکه این دو بردار پایه بر هم عمود نیستند. مؤلفه‌های \mathbf{g}^{ij} را می‌توان توسط روشی که در مرجع [۱۱] آمده است محاسبه کرد. بردار

عمود \mathbf{n} در معادله (۲۱) برابر است با $\mathbf{g}_3 \times \mathbf{g}_2$. این بدین معناست که $\mathbf{n}\mathbf{g}_2 \equiv \mathbf{n}\mathbf{g}_3 \equiv \mathbf{n}$ کنون معادله (۲۱) می‌توان بصورت زیر نوشت:

$$-(\mathbf{A}\cdot\nabla\Phi)_e = \left[|\mathbf{A}|\mathbf{n}\cdot\mathbf{g}_i\mathbf{g}^{ij}\frac{\partial\Phi}{\partial\xi_i}\right]_e \quad (22)$$

for $j=1,2,3$

۳-۴ معادله تصحیح فشار

معادله تصحیح فشار با استفاده از روش سیمپل سی [۱] در یک شبکه متمرکز به دست می‌آید. شار جرم m به مقدار قدیمی m^* و مقدار تصحیح m' تقسیم می‌شود. شار تصحیح جرم بر روی سطح شرقی را می‌توان به صورت زیر محاسبه کرد.

$$\begin{aligned} m'_e &= \rho\mathbf{A}\cdot\mathbf{U}' = \rho_e(A_{ex}U'_e + A_{ey}V'_e + A_{ez}W'_e) \\ &= (\rho\mathbf{A}\cdot\mathbf{g}^j\mathbf{U}'_j)_e \end{aligned} \quad (23)$$

در اینجا \mathbf{U}'_j سرعت تصحیح هم متغیر است. مؤلفه‌های سرعت هم متغیر توسط معادله زیر به گرادیان فشار ربط دارند:

$$\mathbf{U}'_j = \frac{1}{a_p}\frac{\partial p}{\partial x_j}. \quad (24)$$

با جایگزین کردن معادله (۲۴) در معادله (۲۳) معادله زیر به دست می‌آید:

$$m'_e = \left[\rho\mathbf{A}\cdot\left[-\frac{1}{a_p}\frac{\partial p'}{\partial x_j}\mathbf{g}^j\right]\right]_e = \left[\frac{\rho}{a_p}\mathbf{A}\cdot\nabla p'\right]_e. \quad (25)$$

برای سهولت در کار، معادله یک بعدی پیوستگی را در نظر بگیرید:

$$\dot{m} = \dot{m}_e - \dot{m}_w = 0. \quad (26)$$

در صورتی که $m = m^* + m'$ و معادله (۲۵) در معادله (۲۶) جایگزین شود، معادله زیر حاصل می‌شود:

$$\left(\frac{\rho}{\alpha p} \mathbf{A} \cdot \nabla p'\right)_w - \left(\frac{\rho}{\alpha p} \mathbf{A} \cdot \nabla p'\right)_e \quad (27)$$

$$+ \dot{m}_e^* - \dot{m}_w^* = 0.$$

این یک معادله انتشار برای تصحیح فشار p' است. در معادله (27) $\mathbf{A} \cdot \nabla p'$ را می‌توان با استفاده از معادله (22) با قراردادن p' به جای Φ محاسبه کرد.

۵- اعمال روش چند بلوکی

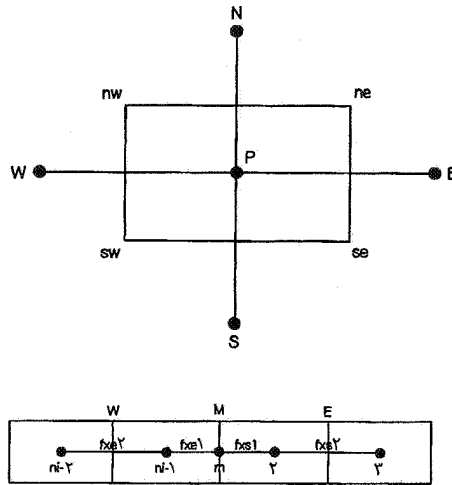
به منظور شبیه‌سازی عددی برای حل معادله‌های ناویر استوک با هندسه پیچیده دو روش وجود دارد. یک روش براساس تولید شبکه محاسباتی بنا نهاده شده است که در آن نقاط اطراف یک نقطه خاص از شبکه به طور صریح مشخص‌اند. روش دیگر براساس تولید شبکه نامنظم استوار است که در آن نقاط اطراف یک نقطه از شبکه صریحاً مشخص نبوده و این اطلاعات باید برای تمام نقاط شبکه ذخیره شوند. روشهای عددی که بر مبنای شبکه منظم استوارند به میزان زیادی توسعه یافته‌اند ولی برای بررسی جریانهایی با هندسه پیچیده دارای مشکلات و محدودیتهایی هستند. حتی تولید شبکه منظم در بعضی از موارد امکانپذیر نیست. تولید شبکه منظم برای این نوع از مسائل بسیار ساده‌تر است ولی روشهای حل آن در مقایسه با شبکه منظم کمتر توسعه یافته‌اند. از طرفی برای حل یک مسئله مشخص میزان حافظه مورد نیاز برای شبکه نامنظم در مقایسه با شبکه منظم بیشتر است چراکه اطلاعات مربوط به نقاط اطراف هر نقطه از شبکه باید ذخیره شوند. همچنین سرعت حل نیز کمتر خواهد بود چون در هنگام تصحیح اطلاعات هر نقطه از شبکه باید با روشی نقاط اطراف آن را بیابیم. برای حل مسائل پیچیده با شبکه منظم می‌توان از روش چند بلوکی استفاده کرده و محدودیت آن را نسبت به شبکه نامنظم از بین برد. در این روش کل فضای محاسباتی به بلوکهای کوچکتری تقسیم می‌شود. برای هر کدام از این بلوکها شبکه محاسباتی منظمی تولید تولید می‌شود و معادله‌های حاکم بر جریان سیال بدون توجه به بلوکهای دیگر حل می‌شوند. سپس شرایط مرزی برای هر بلوک توسط اطلاعات نقاط هر دو شبکه مجاور اعمال می‌شود. در حالت کلی اعمال روش چند بلوکی به دو طریق ممکن است. یک روش

تولید بلوکهای اورلید [4] است که در این روش بلوکهای مجاور در فضای محاسباتی مشخصی مشترک‌اند. در این روش اطلاعات در فضای مشترک دو بلوک مجاور توسط واسطه‌یابی خطی تعیین می‌شوند. در روش دیگر که به نام روش پچدزونا [5] معروف است بلوکهای مجاور فقط بر روی مرزها با یکدیگر در تماس‌اند و واسطه‌یابی بر روی مرز مشترک دو بلوک مجاور انجام می‌شود. هر دو این روشها بسته به نوع مسئله دارای مزایا و معایبی‌اند. در روش پچدزونا از آنجایی که دو شبکه مجاور فقط بر روی مرز مشترک انتقال اطلاعات را انجام می‌دهند. قوانین بقاء برای متغیرهای جریان دقیقتر ارضا می‌شوند. در صورتی که برای مسائل تراکم‌پذیر با مرز متحرک که مرز مشترک بین دو بلوک دائماً در حال تغییر بوده و هیچ گونه ناپیوستگی ناشی از امواج ضربه‌ای در آنها مشاهده نمی‌شود، از شبکه بندی اورلید می‌توان استفاده کرد.

در این پروژه به علت دقت در ارضای معادله‌های حاکم بر جریان تراکم‌ناپذیر، از روش دوم استفاده شده است. تنها محدودیتی که در به کارگیری این روش وجود دارد برابری تعداد سلولهای موجود در سطح مشترک بین دو بلوک مجاور است. این سلولها نظیر به نظیر بر روی هم منطبق‌اند. البته این محدودیت با تولید شبکه نامنظم مثالی بر روی مرز مشترک قابل رفع است.

۵-۱ نحوه اعمال روش چند بلوکی پچد گرید

برای اعمال این روش در ابتدا باید برنامه طوری تغییر داده شود که بتوان بلوکهای مختلفی تعریف کرد و در هر زمان که لازم باشد با معرفی شماره بلوک در برنامه، محاسبات لازم فقط برای این بلوک خاص انجام گیرد. در روش استفاده شده در این پروژه، فضای محاسباتی بزرگی تعریف شده که کلیه اطلاعات بلوکها را شامل می‌شود. این فضا در ساختار خود برنامه ساخته می‌شود و محاسبات مستقیماً بر روی کل فضا انجام می‌پذیرد. به عبارتی به کلیه ماتریسهای تعریف شده در برنامه یک مؤلفه اضافه می‌شود که معرف شماره بلوک است. هنگام حل، متغیرها و ماتریسهای مربوط به هر بلوک مستقیماً با استفاده از معرفی شماره بلوک مربوطه حل می‌شوند. همین کار برای تمام بلوکها انجام می‌شوند و نهایتاً مقادیر برای کل فضای محاسباتی اصلاح می‌شوند. همچنین لازم است که ارتباط بین بلوکها نیز مشخص شود. به این منظور باید تصحیحاتی



شکل ۴- علائم استفاده شده در شبکه

بر روی اطلاعات مرز مشترک بین دو بلوک مجاور انجام شود.

۲-۵ تصحیح مقادیر مرزی

این تصحیح بر روی دو گروه از اطلاعات انجام می‌گیرد. یکی تصحیح مقادیر متغیرهای جریان روی مرز مشترک و دیگری تصحیح شارهای عبوری از روی مرز مشترک بین دو بلوک مجاور است. گروه اول تصحیحات بر روی متغیرهای جریان شامل مؤلفه‌های سرعت، فشار، لزجت، دما و سایر متغیرها انجام می‌پذیرد. برای تصحیح این مقادیر از واسطه‌یابی خطی اطلاعات نقاط نزدیک به مرز مشترک هر دو بلوک استفاده می‌کنیم. با توجه به شکل (۴) اگر Φ معرف یکی از متغیرهای جریان باشد و نقاط $ni-1$ و i به ترتیب نقاط مجاور مرز مشترک بین دو بلوک غربی- شرقی باشند و نقطه m بر روی مرز مشترک قرار داشته باشد، داریم:

$$\Phi_m = \frac{\Phi_{ni-1} f_{xs1} + \Phi_i f_{xe1}}{f_{xs1} + f_{xe1}} \quad (28)$$

در این معادله مقادیر Φ_{ni-1} و Φ_i در حل جداگانه هر بلوک محاسبه شده‌اند و f_{xs1} و f_{xe1} از روی مشخصات هندسی شبکه محاسبه می‌شوند. البته می‌توان نقاط بیشتری را برای عمل واسطه‌یابی از هر دو بلوک مجاور انتخاب کرد. اما این کار تأثیر زیادی بر روی نتایج حاصله نشان نمی‌دهد و اصولاً مرتبه دقت حل

در حدی است که همین واسطه‌یابی ساده ما را به دقت مطلوب می‌رساند. گروه دوم تصحیحات که تأثیر زیادی بر روی دقت حل مسئله دارند، تصحیح مقادیر شارهایی است که از مرز مشترک بین دو بلوک مجاور عبور می‌کنند. تصحیح این مقادیر باعث ارضای معادله‌های بقاء می‌شوند. اصولاً علت محدودیتی که ناشی از روی هم بودن نظیر به نظیر نقاط روی مرز مشترک دو بلوک وجود دارد، همین امر است. با فرض نظیر به نظیر بر روی هم قرار داشتن نقاط، مقادیر شارهای عبوری از مرز مشترک از روی واسطه‌یابی مقادیر سرعت‌های دو سلول مجاور حساب شدند. لیکن نتایج حاصله نشان داد که معادله‌های بقاء ارضاء نمی‌شوند. و نوساناتی بر روی مقادیر مؤلفه‌های سرعت و فشار پدید می‌آید. نتایج آزمایش‌های مختلف مشخص کرد که علت این امر ناشی از کولوکیت بودن شبکه‌هاست و باید تصحیحاتی بر روی شارهای محاسبه شده انجام پذیرد. این تصحیحات با استفاده از روش ری - چا انجام گرفت که بدین صورت بیان می‌شود. فرض کنید مطابق شکل (۴) دیواره شرقی بلوک سمت چپی با دیواره غربی بلوک سمت راستی در تماس باشد. در ابتدا گرادیان فشار از مؤلفه‌های سرعت در مراکز احجام کنترل $ni-1$ بلوک چپی و i بلوک راستی کم می‌شوند:

$$\hat{U}_{ni-1} = U_{ni-1} - \frac{-(P_M - P_E) \delta vol}{|ME| (ap)_{ni-1}}; \quad (29)$$

این مسئله معیار همگرایی برابر با یک ده هزارم در نظر گرفته شده است. نتایج حاصله در شکل‌های (۵-ب) تا (۵-د) ارائه شده‌اند. همان گونه که از اشکال مشاهده می‌شود، یک جریان چرخشی درون حفره ایجاد می‌شود که مرکز آن در جهت X کمی بالاتر و در جهت Y کمی به سمت پایین دست جریان نسبت به مرکز حفره قرار دارد. همچنین فشار در مرکز گرداب و گوشه بالا سمت چپ کمترین مقدار را داراست. جریان هنگام مواجه شدن با حفره با یک افزایش مقطع ناگهانی روبرو شده و یک خلأ موقتی در این ناحیه پدید آمده و فشار آن شدیداً افت می‌کند. بیشترین فشار در گوشه بالایی سمت راست دیده می‌شود. در این مکان جریان با انرژی جنبشی زیاد ناگهان به دیواره رسیده و متوقف می‌شود و انرژی جنبشی خود را به انرژی فشاری تبدیل می‌کند. نتایج حاصله با نتایج گیا [۱۳] که مسئله را با یک بلوک 129×129 حل کرده است، مقایسه شد. این مقایسه در شکل (۵-ه) صورت گرفته است. در این شکل نیمرخ سرعت U در خط تقارن عمودی و نیمرخ سرعت V در خط تقارن افقی رسم شده است. نتایج حاصله مطابقت خوبی با نتایج گیا دارد. آزمایش دیگری در جریان درون حفره با عدد رینولدز ۱۰۰۰ انجام پذیرفت. کلیه شرایط حاکم و نحوه شبکه بندی مانند حالت قبل بوده و تفاوت در عدد رینولدز یا سرعت ورودی است. نتایج حاصله با نتایج گیا که مسئله را مانند حالت قبل با یک شبکه 129×129 حل کرده بود مقایسه و در شکل (۵-و) رسم شد. در این حالت تفاوت بیشتری در نتایج محاسباتی اخیر با نتایج گیا نسبت به حالتی که $Re = 100$ بود را می‌توان مشاهده کرد لیکن در کل مطابقت بین نتایج قابل قبول است، به خصوص برای مؤلفه U. همین مسئله با تولید چهار بلوک 42×42 حل شد. شبکه محاسباتی، بردارهای سرعت، خطوط جریان و توزیع فشار به ترتیب در شکل‌های (۵-ز) تا (۵-ی) ارائه شده است. نتایج حاصل شباهت زیادی به نتایج مربوط به عدد رینولدز ۱۰۰ دارند. تفاوت موجود در محل گرداب اصلی است. در این حالت مرکز گرداب متمایل به مرکز حفره می‌شود. همچنین گرداب‌های موجود در دو گوشه پایینی حفره بزرگتر می‌شوند. در شکل (۵-ک) مقایسه‌ای بین این محاسبات و نتایج گیا صورت گرفته است. با مقایسه این شکل با شکل (۵-و) می‌توان مشاهده کرد که با ریزتر کردن و افزایش تعداد احجام کنترل، دقت حل بهبود می‌یابد. برای اثبات این ادعا که

$$\hat{U}_\gamma = U_\gamma - \frac{-(P_w - P_M)\delta vol}{|WM| (a_p)_\gamma}$$

و مقادیر مؤلفه‌های سرعت بر روی مرز مشترک از روی معادله زیر محاسبه می‌شوند:

$$U_m = \frac{\hat{U}_{ni} - \gamma f_{xs1} + \hat{U}_\gamma f_{xe1}}{f_{xs1} + f_{xe1}} \quad (30)$$

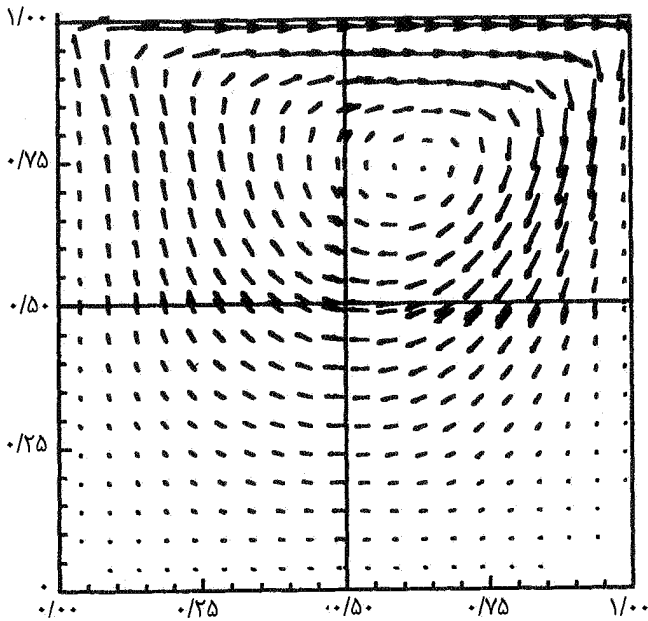
همین معادله را می‌توان برای مؤلفه‌های V و W نوشت. در معادله‌های بالا P_M برابر فشار بر روی مرز مشترک بوده و P_w و P_E فشار بر روی سطوح کنترل‌اند و با واسطه‌یابی خطی محاسبه می‌شوند. سپس از روی این سرعت‌های جدید مقادیر شارها محاسبه می‌شوند. همین عمل را می‌توان برای جهات دیگر، مانند سطوح تماس شمالی - جنوبی و بالایی - پایینی تعمیم داد.

۶- نتایج

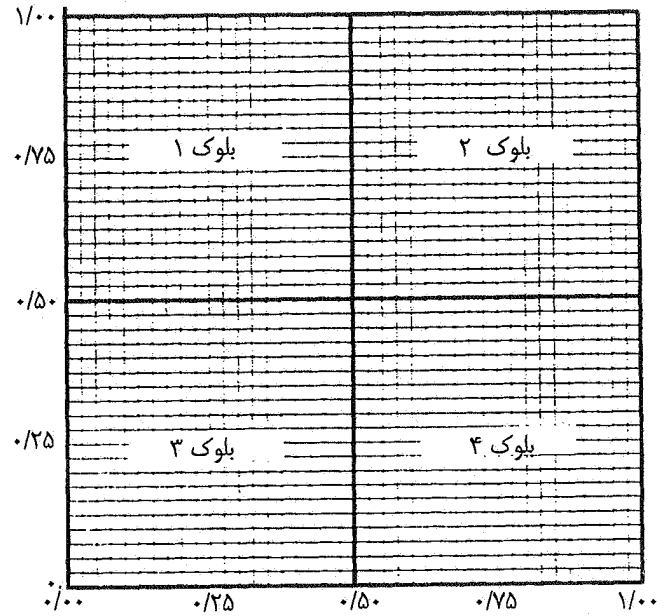
در ابتدا برای اثبات صحت عملکرد اعمال روش چند بلوکی، محاسبات بر روی دو حالت مختلف که نتایج آنها در دست است، ارائه می‌شود. برای اولین حالت، جریان درون یک حفره با اعداد رینولدز ۱۰۰ و ۱۰۰۰ با بلوک‌بندیهای مختلف حل و با نتایج محاسباتی دیگران مقایسه شده است. برای دومین حالت، جریان هنگام عبور از روی یک پله حل و با نتایج آزمایشی موجود مقایسه می‌شود. در انتها جریان اطراف دریچه‌های کشویی مورد بررسی قرار گرفته است. این تحلیل با استفاده از اعداد واقعی مربوط به سد علویان انجام پذیرفته است.

۱-۶ جریان درون حفره

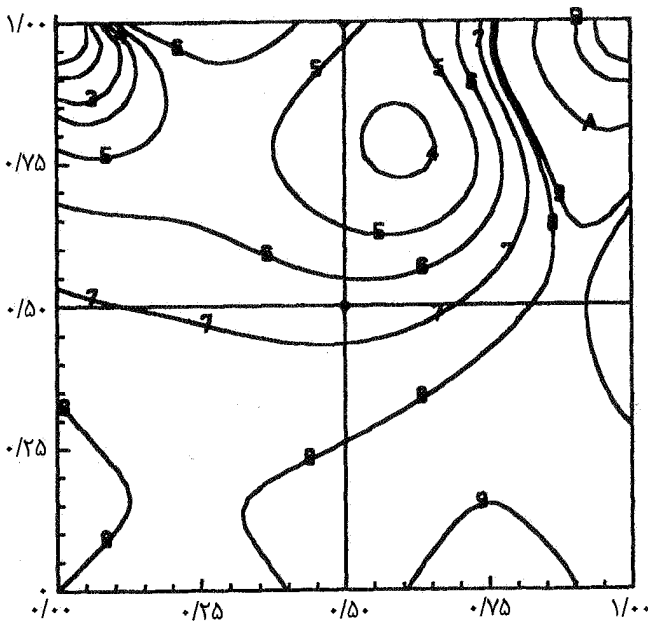
در این آزمایش عبور جریان از درون یک حفره^۸ بررسی می‌شود. حفره به صورت مربعی به ضلع واحد در نظر گرفته شده است. عدد رینولدز ورودی ($Re = UL/\nu$) نیز برابر ۱۰۰ است. به علت پایین بودن عدد رینولدز اثرات آشفتگی جریان قابل اغماض بوده و جریان آرام است. این مسئله با تولید چهار شبکه از نوع متعامد و یکنواخت 22×22 حل شده است. شبکه بالا در شکل (۵-الف) نشان داده شده است. در این شبکه‌بندی هر بلوک دارای 20×20 حجم کنترل و مجموع احجام کنترل برابر 40×40 است. در



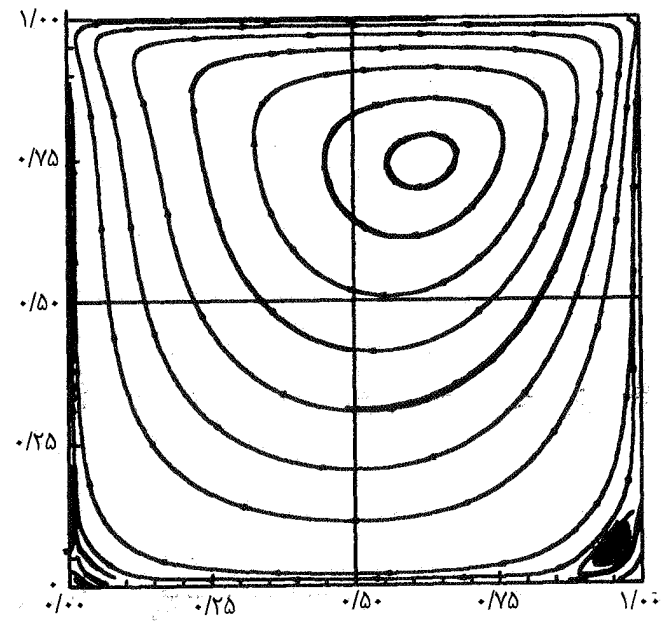
شکل ۵-ب- بردارهای سرعت برای $Re=100$



شکل ۵-الف- شبکه محاسباتی برای $Re=100$



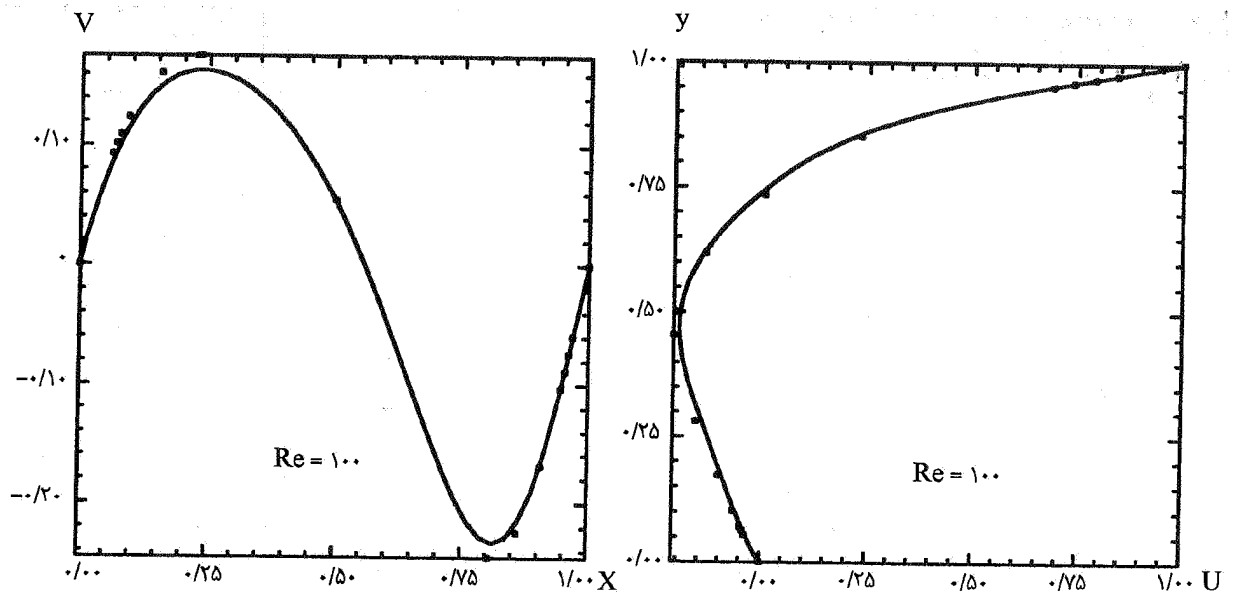
شکل ۵-د- خطوط فشار ثابت برای $Re=100$



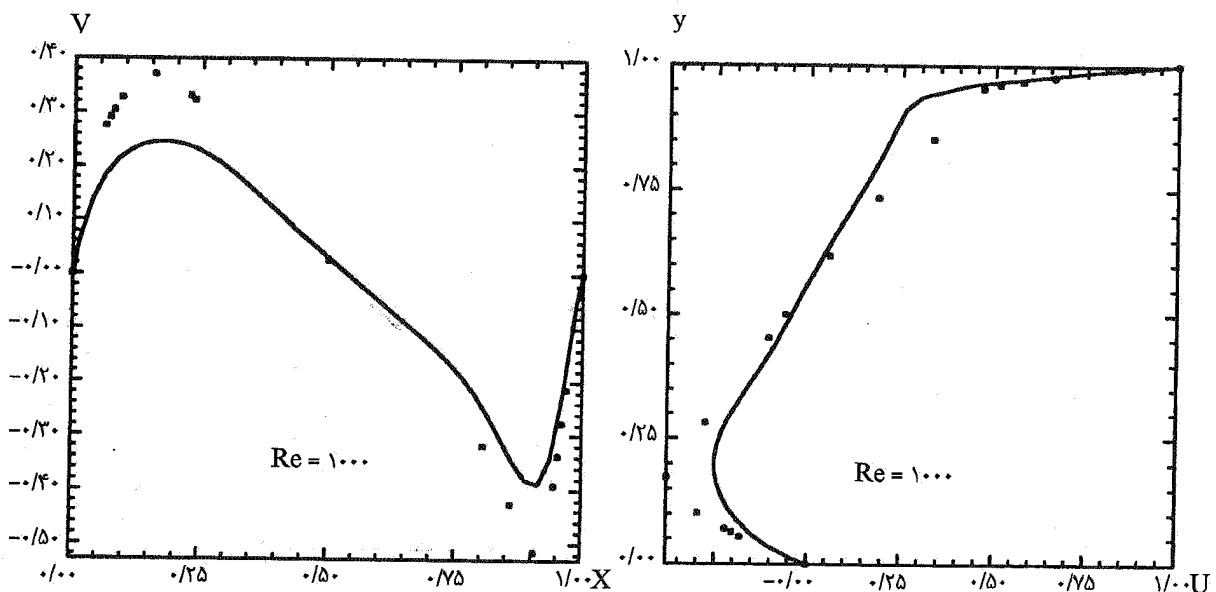
شکل ۵-ج- خطوط جریان برای $Re=100$

۸۲×۸۲ حل شد. در این حالت تعداد احجام کنترل مانند آزمایش قبلی برابر ۸۰×۸۰ است. این نتایج کاملاً منطبق با نتایج چهار بلوک ۴۲×۴۲ است. در شکل (۵- ل) مقایسه‌ای با نتایج گیا صورت گرفته است. با مقایسه این شکل با شکل (۵- ک) هیچ گونه تفاوتی در جواب محاسبات با یک یا چهار بلوک مشاهده نمی‌شود.

عدم توافق کامل نتایج محاسبات با نتایج گیا به علت کمتر بودن تعداد شبکه‌ها در حل اخیر نسبت به نتایج گیا بوده و هیچ ارتباطی به تعدد بلوکها ندارد، آزمایشی صورت گرفته است. در این آزمایش کلیه پارامترها مانند محاسبات اخیر بوده و تنها تفاوت در نحوه بلوک بندی است. کل فضای محاسباتی با استفاده از یک بلوک



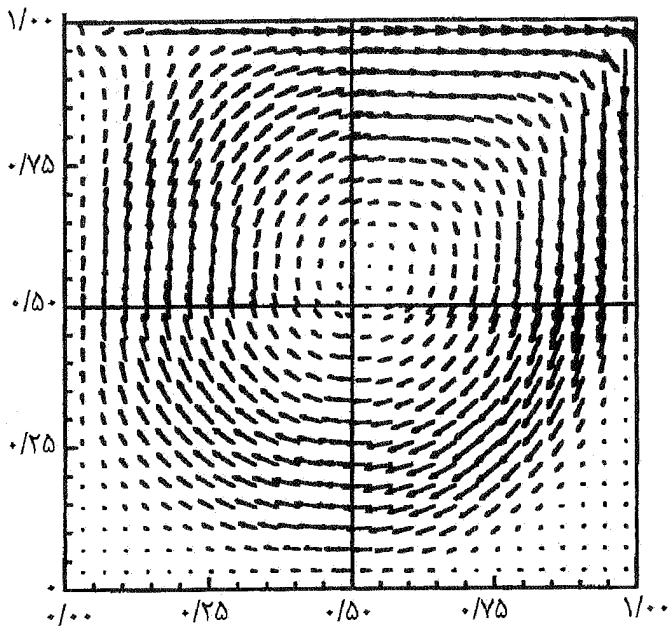
شکل ۵-۵ - نیمرخ سرعت U در خط تقارن عمودی و سرعت V در خط تقارن افقی در $Re = 100$. نقاط سیاه نتایج گیا و منحنی نتایج محاسباتی با چهار شبکه 22×22



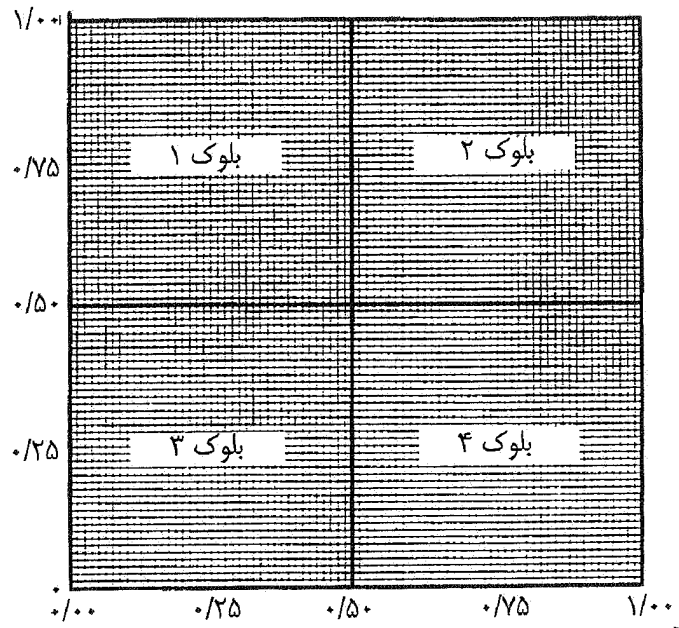
شکل ۶-۵ - و - نیمرخ سرعت U در خط تقارن عمودی و سرعت V در خط تقارن افقی در $Re = 1000$. نقاط سیاه نتایج گیا و منحنی نتایج محاسباتی با چهار شبکه 22×22

استفاده شده است. بلوک اول با شبکه بندی 21×20 برای جریان قبل از پله و به طول $5H$ و بلوک دوم با شبکه بندی 60×41 برای جریان بعد از پله به طول $20H$ در نظر گرفته شده است. مطابق

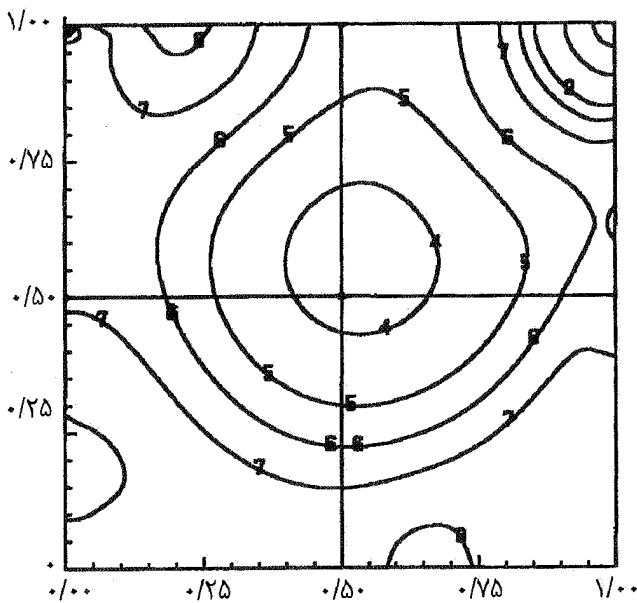
۲-۶ جریان روی یک پله آزمایش بعدی بر روی جریان سیال در هنگام پایین آمدن از یک پله^۱ شکل (۱-۶) انجام گرفته است. برای حل این مسئله از دو بلوک



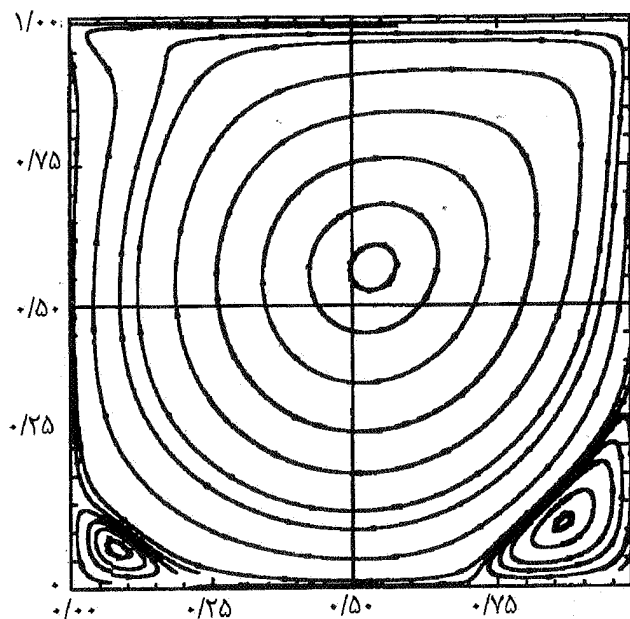
شکل ۵-ح- بردارهای سرعت برای $Re=1000$



شکل ۵-ز- شبکه محاسباتی برای $Re=1000$



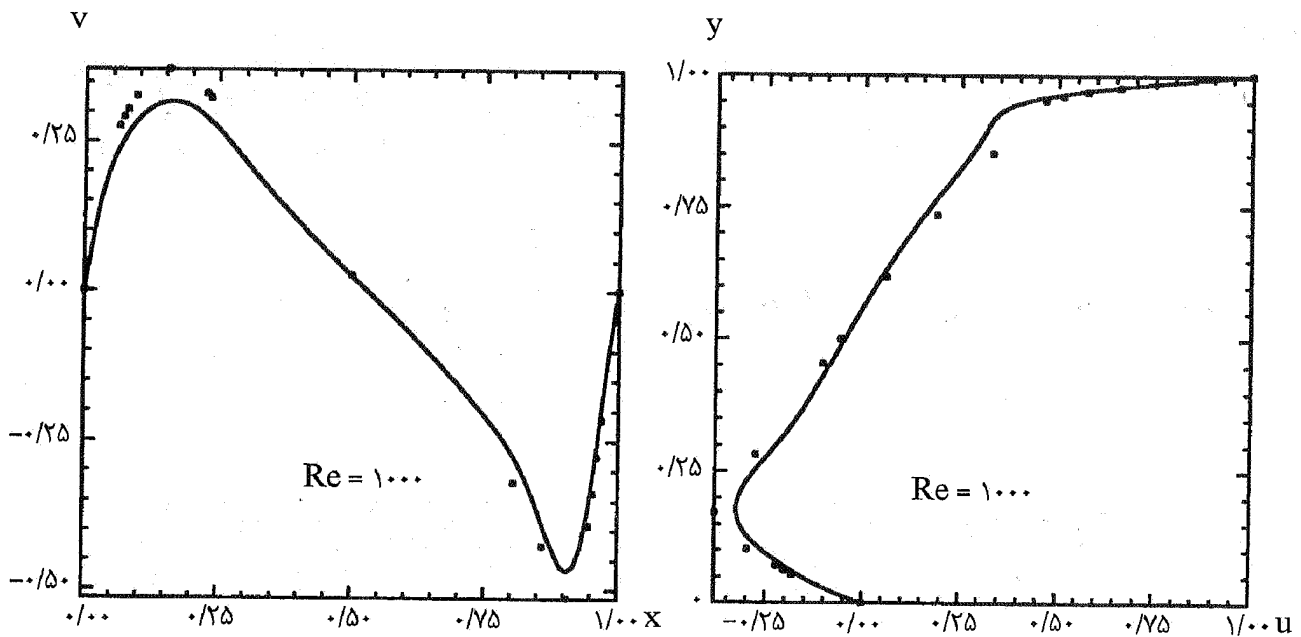
شکل ۵-ی- خطوط فشار ثابت برای $Re=1000$



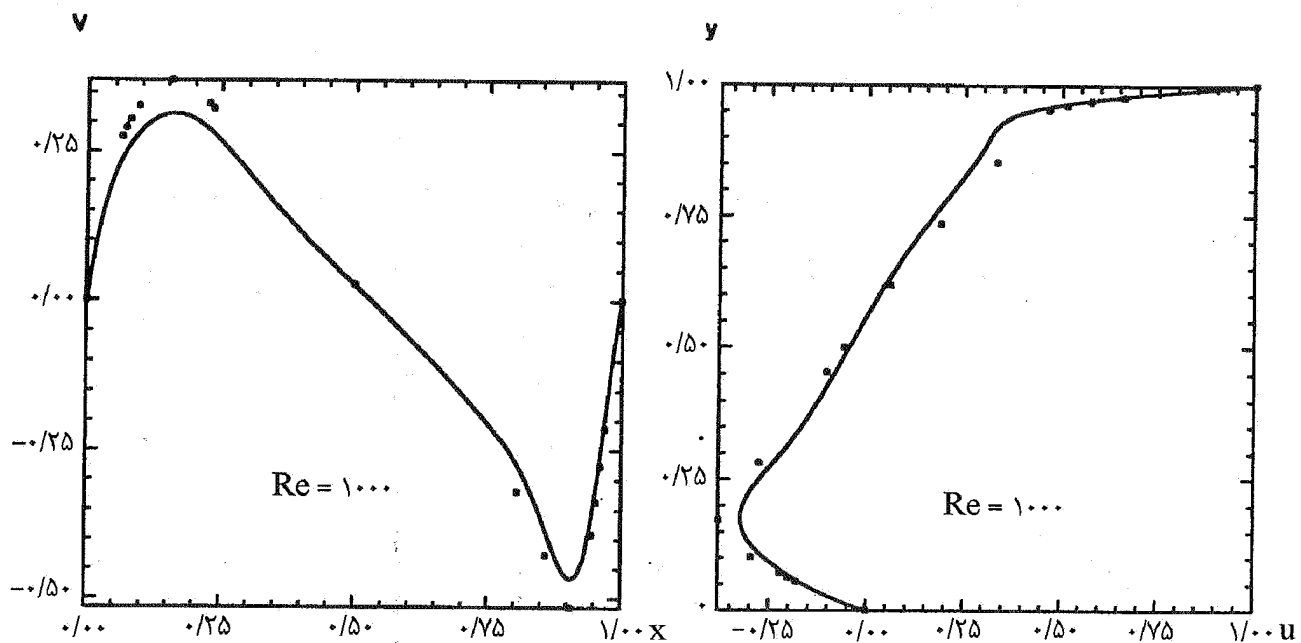
شکل ۵-ط- خطوط جریان برای $Re=1000$

جریان کاملاً آشفته بوده و نیمرخ سرعت جریان ورودی با استفاده از قانون یک هفتم فون کارمن [۱۴] بیان می‌شود. برای در نظر گرفتن اثرات آشفتگی جریان از مدل $k-\epsilon$ استفاده شده است. برای مدل کردن جمله‌های جابه‌جایی از روش هیبرید استفاده شده است. مقادیر سرعت با سرعت بیشینه ورودی و مقادیر هندسی با ارتفاع

شکل (۶-الف) به منظور بالا بردن دقت حل، شبکه‌ها به طور نایکنواخت تولید شده‌اند. در نزدیک پله که تغییرات متغیرهای جریان زیاد است شبکه‌ها کوچکتر و در دور از پله که تغییرات متغیرهای جریان کمتر است شبکه‌ها بزرگتر انتخاب شده‌اند. به علت بالا بودن عدد رینولدز ($Re = U_0 H / \nu = 108552$)



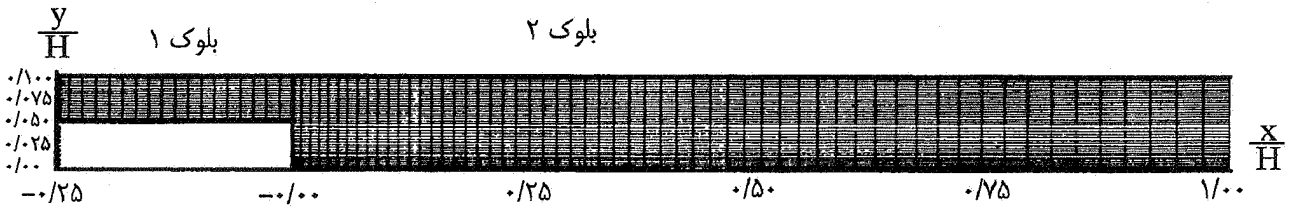
شکل ۵- ک- نیمرخ سرعت U در خط تقارن عمودی و سرعت V در خط تقارن افقی در $Re = 1000$. نقاط سیاه نتایج گیا و منحنی نتایج محاسباتی با چهار شبکه 42×42



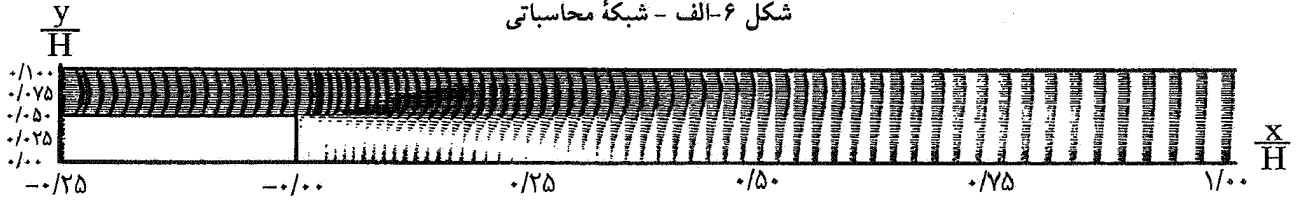
شکل ۵- ل- نیمرخ سرعت U در خط تقارن عمودی و سرعت V در خط تقارن افقی در $Re = 1000$. نقاط سیاه نتایج گیا و منحنی نتایج محاسباتی با چهار شبکه 82×82

تقریباً به اندازه ارتفاع پله است. همچنین مطابق شکل (۶-ب) فشار در هنگام مواجه شدن با پله با یک افزایش سطح مقطع ناگهانی روبرو شده و یک خلاء موقتی در پایین دست جریان پله پدید

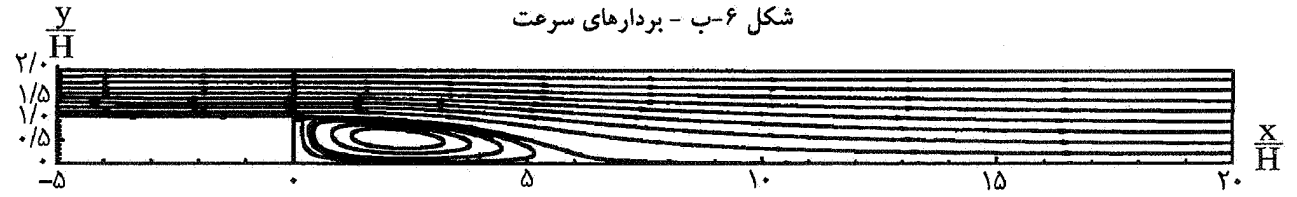
پله بی بعد شده‌اند. نتایج حاصله در شکل‌های (۶-ب) تا (۶-د) رسم شده‌اند. همان گونه که از شکل‌ها پیداست، یک جریان چرخشی بعد از پله ایجاد شده است که مقیاس طولی آن در جهت ارتفاع کانال



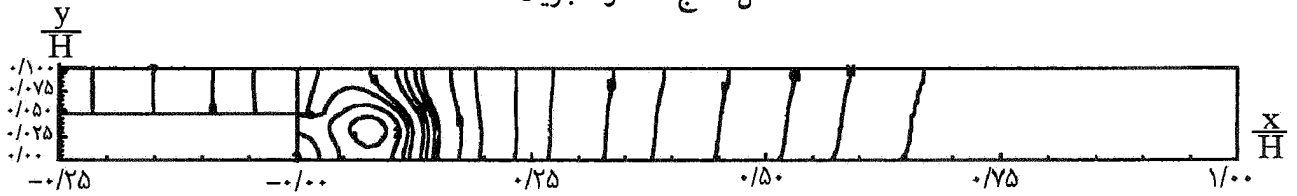
شکل ۶-الف - شبکه محاسباتی



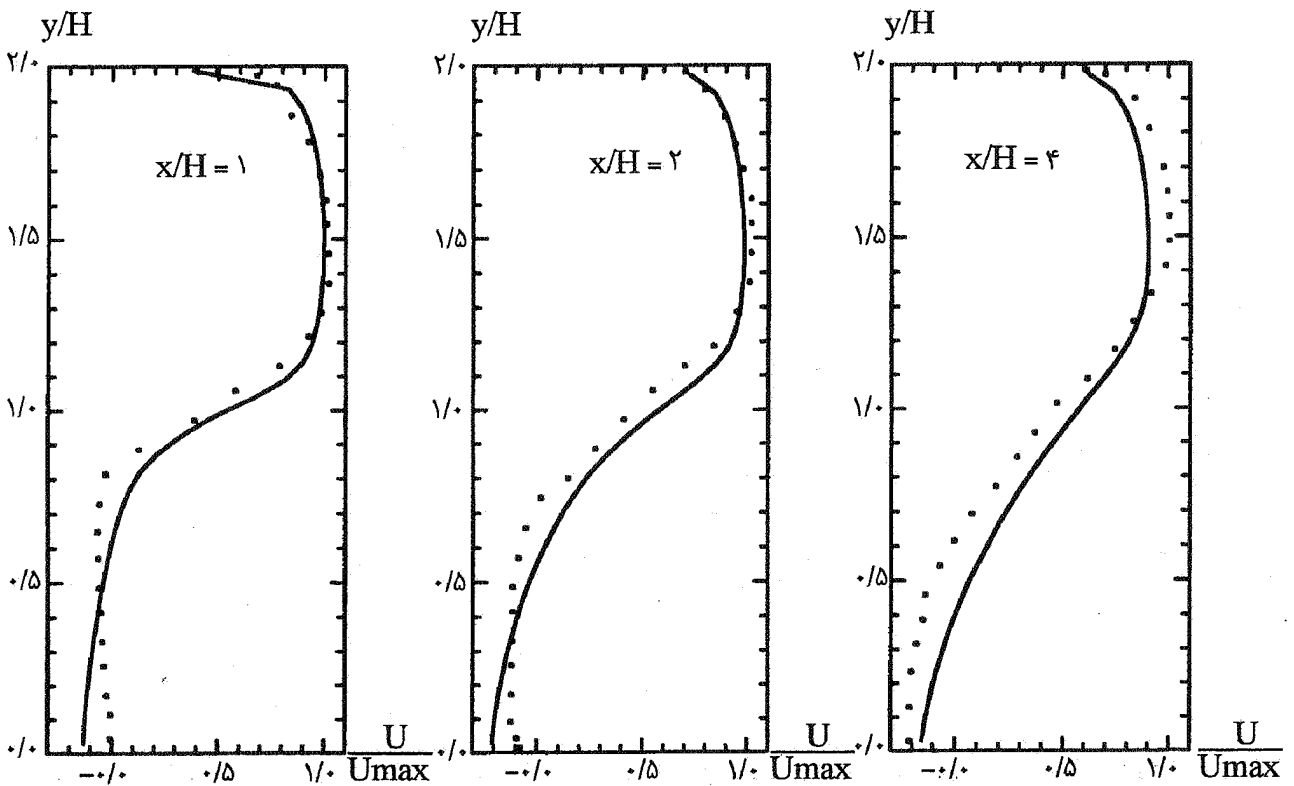
شکل ۶-ب - بردارهای سرعت



شکل ۶-ج - خطوط جریان



شکل ۶-د - خطوط ثابت



شکل ۶-ه - نیمرخ سرعت در مقاطع مختلف x/L . نقاط سیاه نتایج آزمایشی [۱۵] و منحنی نتایج محاسباتی

جدول ۷ - الف - شرایط فیزیکی حاکم بر جریان اطراف دریچه

وضعیت دریچه	دبی حجمی ورودی	سرعت بیشینه ورودی	عدد رینولدز
۲۰ درصد باز	۱۰/۴۷m ^۳ /s	۵/۹۳۹۸m/s	۸/۲۱۸۸۳x۱۰ ^۵
۲۰ درصد باز	۲۰/۶۴m ^۳ /s	۱۱/۷۰۹۴m/s	۱/۶۲۰۲۲x۱۰ ^۶
۶۰ درصد باز	۳۰/۳۵m ^۳ /s	۱۷/۲۱۸۱m/s	۲/۳۸۲۴۴x۱۰ ^۶
۸۰ درصد باز	۴۰/۲۰m ^۳ /s	۲۲/۷۰۳۶m/s	۳/۱۴۱۴۷x۱۰ ^۶

می‌آورد و فشار در این منطقه شدیداً افت می‌کند. نتایج حاصله با نتایج آزمایشگاهی دورست و اشمیت [۱۵] مقایسه شد. این مقایسه در شکل (۶-ه) ارائه شده است. همان گونه که مشاهده می‌شود، نتایج عددی و آزمایشگاهی با دقت قابل قبولی منطبق‌اند. تفاوت در جریان کنار دیوار ناشی از محدود بودن تعداد شبکه‌ها و مدل آشفتگی به کار گرفته شده است.

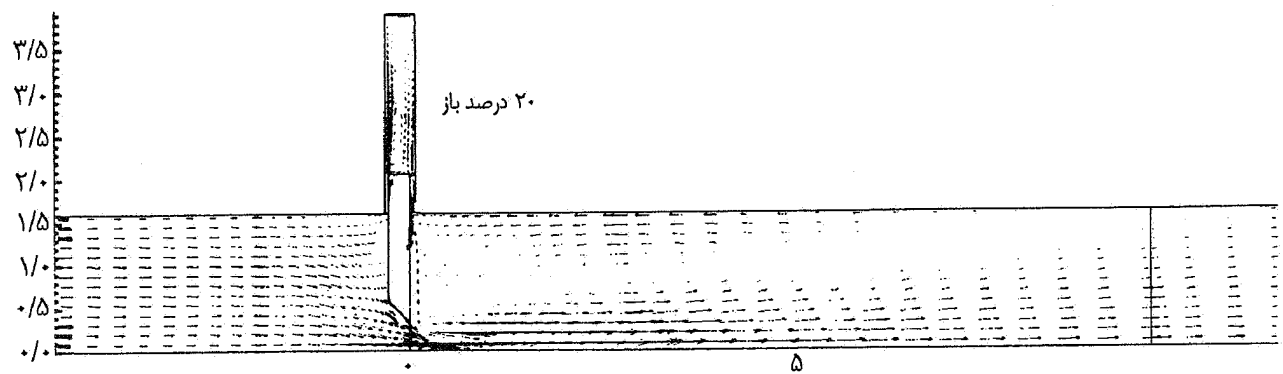
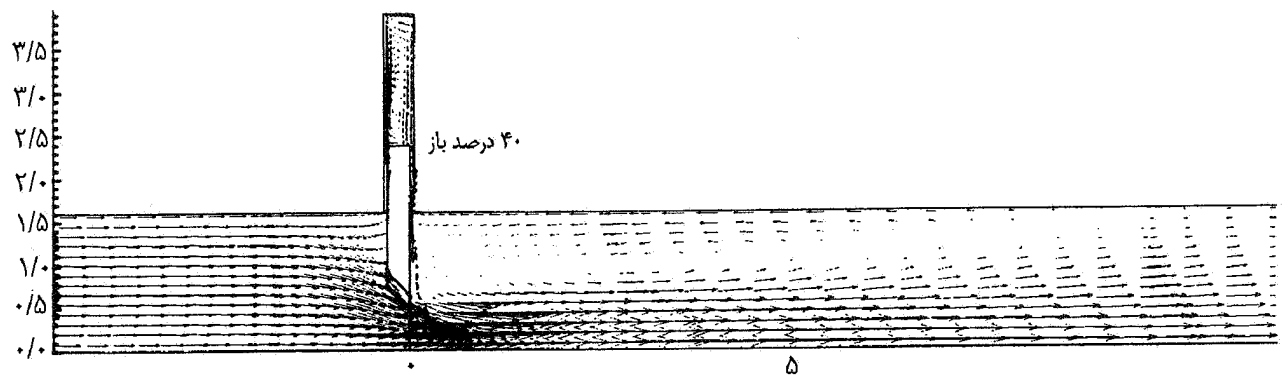
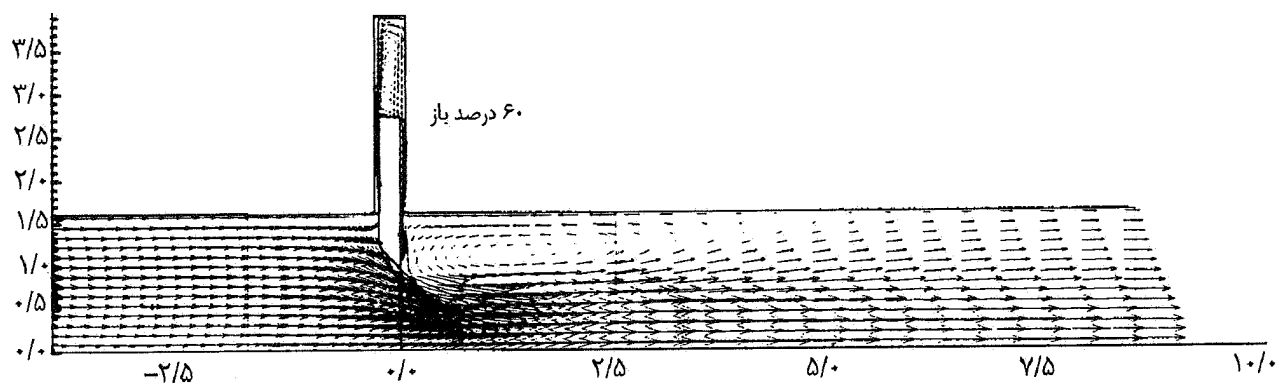
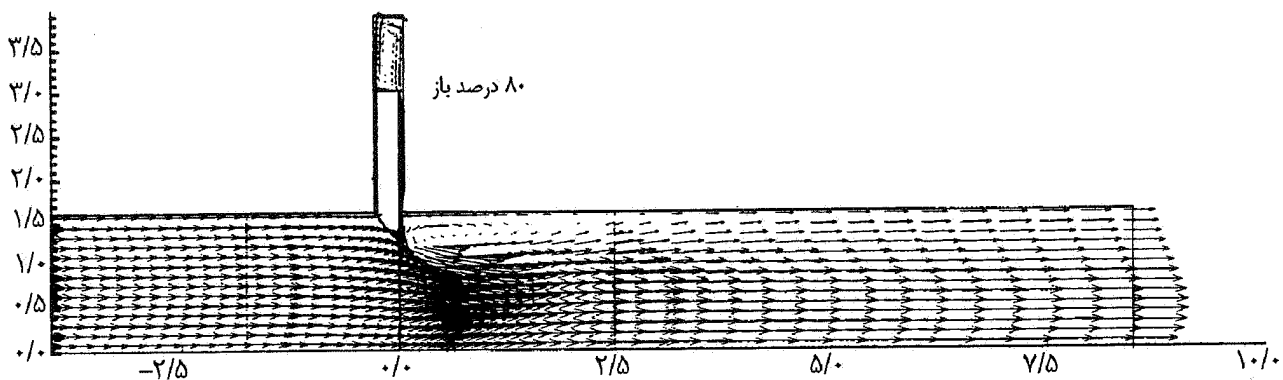
۳-۶ جریان اطراف دریچه‌های کشویی

دریچه‌های کشویی یکی از اجزای هیدرودینامیکی سدها هستند که برای کنترل حجم جریان سیال در صنعت سدسازی مورد توجه زیادی قرار گرفته‌اند. برای طراحی بهینه این دریچه‌ها نیاز به دانستن نیروهای وارده توسط سیال در زیر و اطراف این دریچه‌ها در چندین حالت نیمه بسته است. هدف از ارائه این قسمت تحلیل عددی جریان به کمک حل معادله‌های ناویر - استوک در حالت پایدار و در فضای فیزیکی است که شامل تونل و دریچه باشد. نظر به اینکه دیدگاه مهندسی مدنظر است، مدل k-ε در مدل کردن اثرات آشفتگی مورد استفاده قرار گرفته شده است.

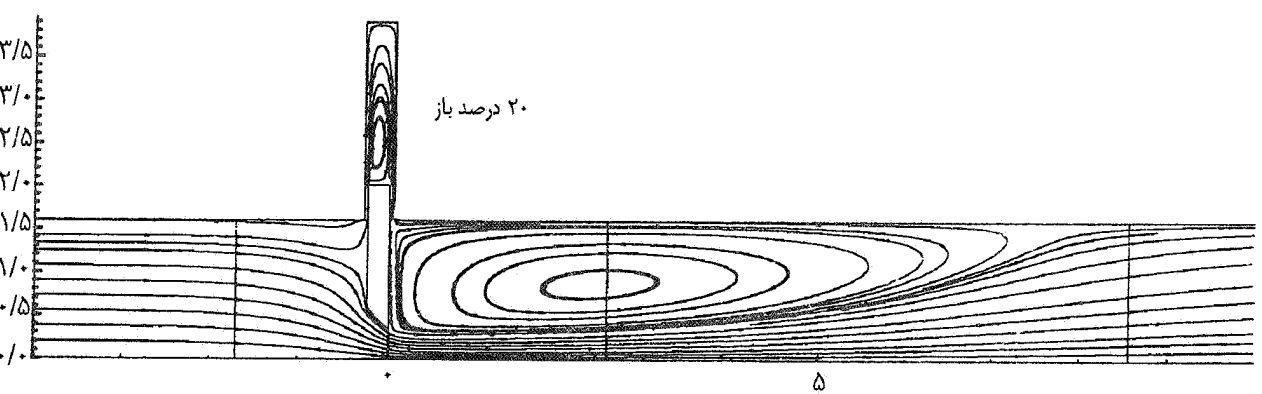
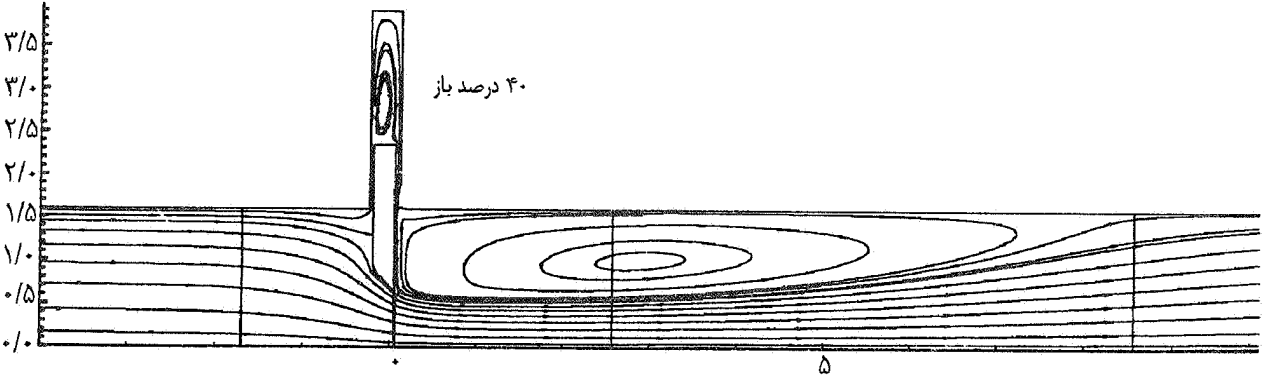
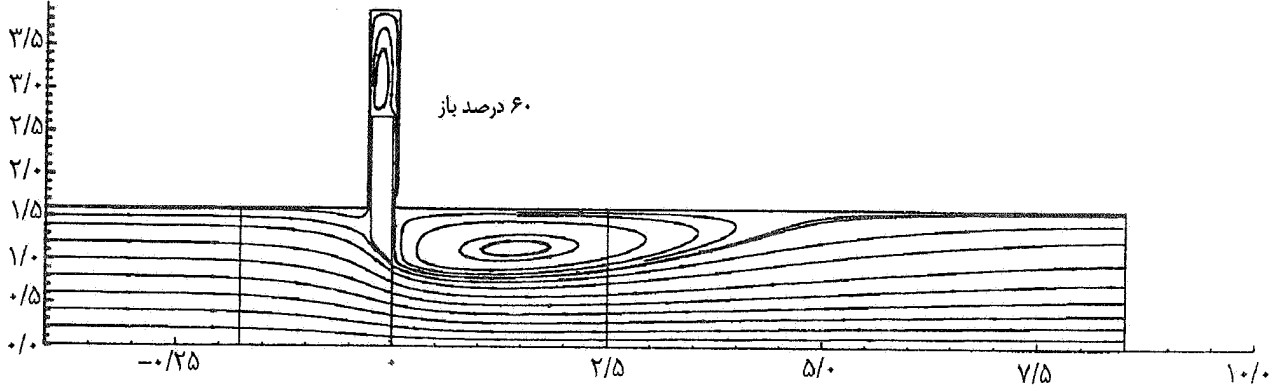
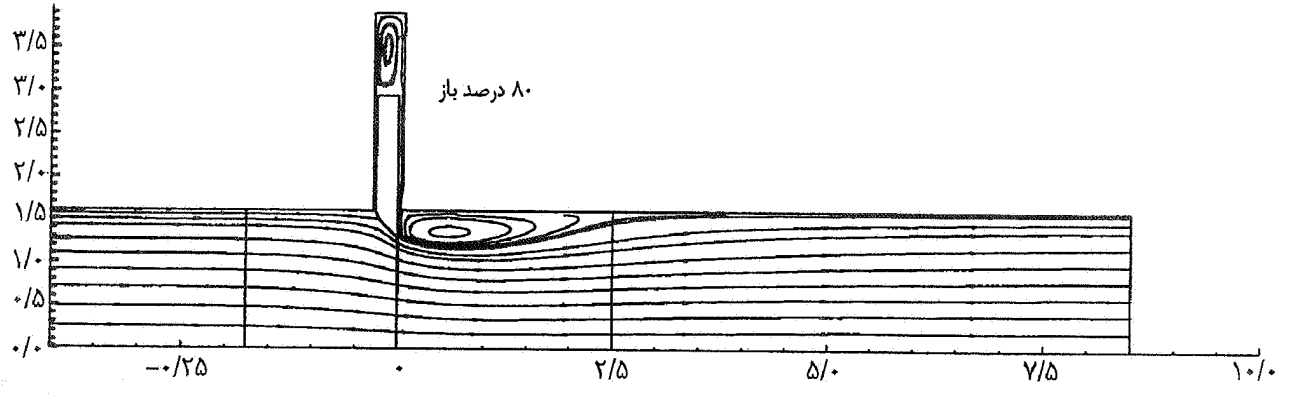
در جدول (۷-الف) شرایط فیزیکی حاکم بر جریان اطراف دریچه نوشته شده است. نیمرخ سرعت با استفاده از قانون یک هفتم فون کارمن [۱۴] بیان شده است. سرعت ورودی بیشینه طوری تعیین می‌شود که این نیمرخ مقدار دبی عبوری جریان در بالا دست جریان دریچه را بیان کند. همچنین عدد رینولدز براساس سرعت ورودی بیشینه و ارتفاع مقطع جریان محاسبه شده است.

نتایج حاصله در شکل‌های (۷-الف) تا (۷-ج) ارائه شده است. همان گونه که از شکلها پیداست، مسیر جریان سیال هنگام نزدیک شدن به دریچه به دو قسمت تقسیم می‌شود. مقداری از جریان از زیر دریچه عبور کرده و به پایین دست جریان انتقال می‌یابد و

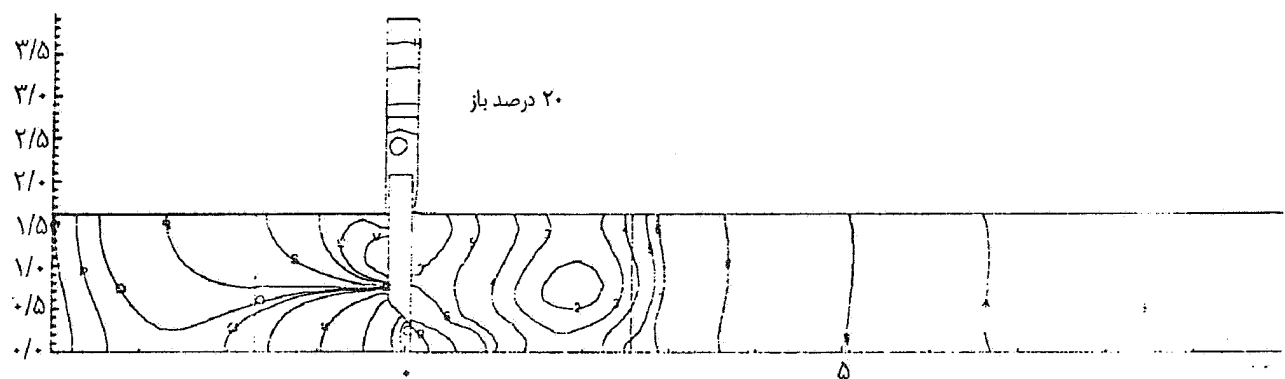
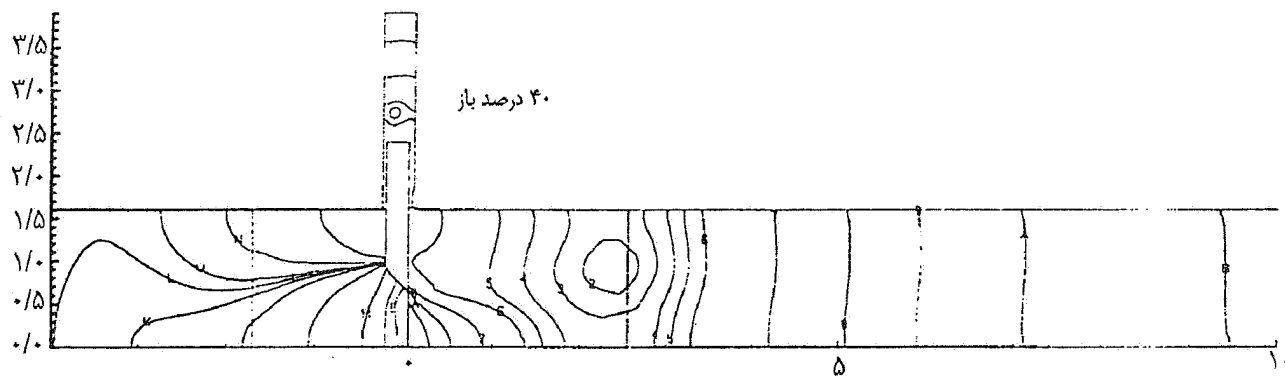
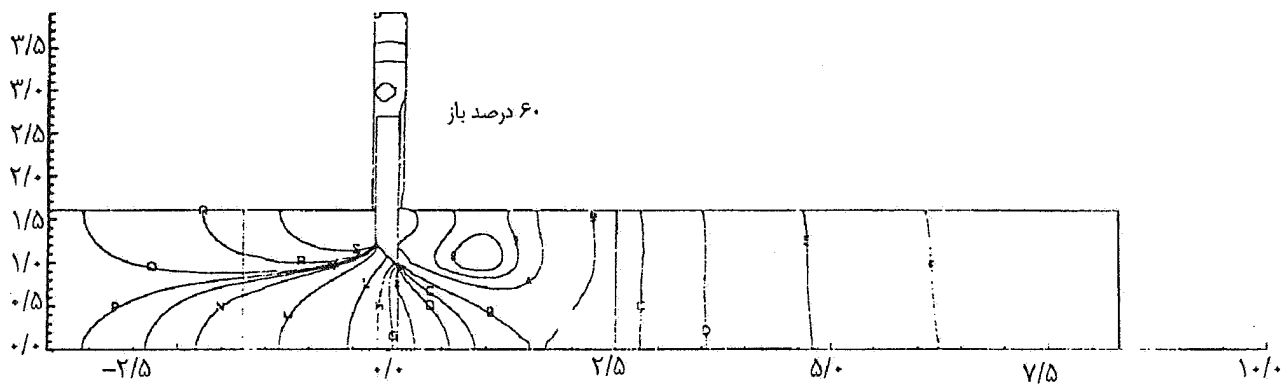
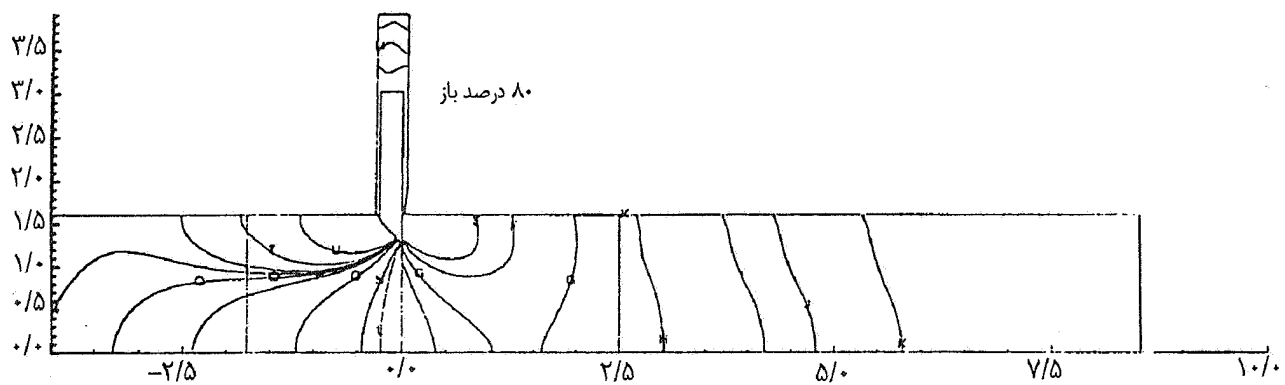
مقداری وارد محفظه بالای دریچه شده و از پشت دریچه به پایین دست جریان انتقال پیدا می‌کند. این تغییرات مستقیماً از قانون بقای جرم تبعیت می‌کنند. به علت کاهش سطح مقطع عبوری جریان باید سرعت سیال افزایش یابد تا جرم سیال ورودی در واحد زمان بتواند از دریچه عبور کند. مقدار دبی جرمی عبوری از بالای دریچه نسبت به دبی جرم عبوری از زیر دریچه بسیار کم بوده و با بازتر کردن دریچه کاهش می‌یابد، زیرا که بازتر بودن دریچه باعث کاهش مقاومت جریان هنگام عبور از زیر دریچه می‌شود لیکن تغییر چندانی در مقاومت جریان هنگام ورود به محفظه بالای دریچه نمی‌کند. همچنین به دلیل کوچک بودن سطح مقطع، جریان هنگام ورود به بالای دریچه و تغییر جهت ۹۰ درجه‌ای جریان، سرعت سیال در منطقه بالای دریچه بسیار کم می‌شود. یک جریان چرخشی در پایین دست دریچه و جریان چرخشی دیگری در محفظه بالای دریچه ایجاد می‌شود. مقیاس طولی جریان چرخشی در جهت عمود بر متوسط جریان در پایین دست جریان دریچه به اندازه طول مؤثر بسته است. هر دریچه بسته شود مقیاس طولی جریان گردابی بالا، در جهت متوسط جریان افزایش می‌یابد، چرا که سیال با تغییر سطح مقطع بیشتری مواجه شده و احتیاج به فرصت بیشتری برای از بین بردن جریان گردابی خواهد بود. جریان هنگام عبور از دریچه و همچنین عبور از مجرای ورودی به بالای دریچه با یک افزایش سطح مقطع ناگهانی مواجه شده و یک خلأ موقتی در این نواحی پدید آمده و فشار شدیداً افت می‌کند. در پایین دست جریان دریچه مقداری از این خلأ ناگهانی بازیافت شده و فشار آن افزایش می‌یابد. این افزایش فشاری ناشی از تبدیل انرژی جنبشی به انرژی فشاری است. در بالای دریچه هم فشار سیال زیاد بوده و اکثر انرژی سیال به صورت فشاری است. فشار سیال در ادامه مسیر خود در پایین دست جریان دریچه دوباره کاهش می‌یابد و این روند را تا انتهای مسیر



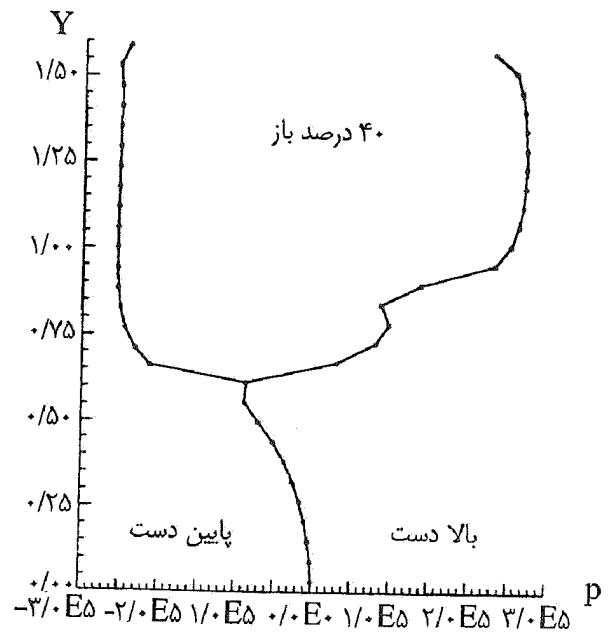
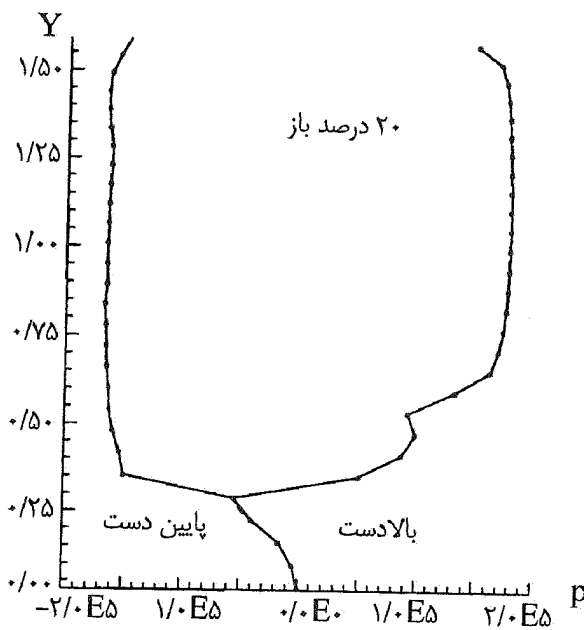
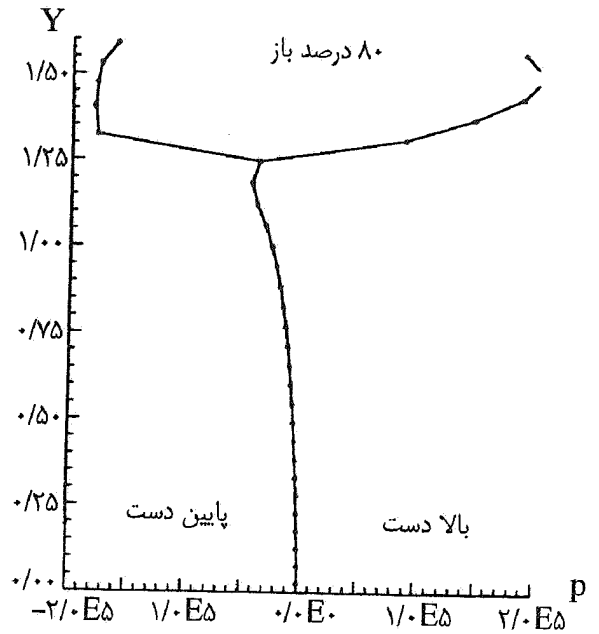
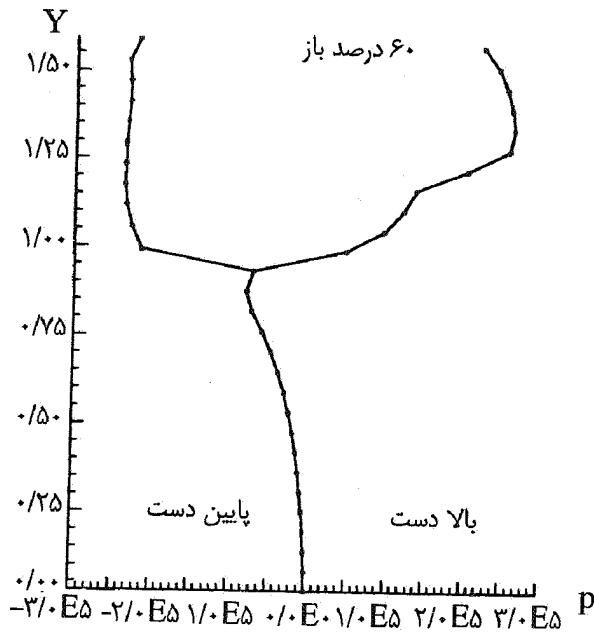
شکل ۷- الف - بردارهای سرعت



شکل ۷-ب - خطوط جریان



شکل ۷-ج - خطوط فشار ثابت



شکل ۷-د - توزیع فشار در اطراف دریچه

توسط نیروهای لزجی اثر خود را بیشتر نشان داده و باعث کاهش انرژی سیال می‌شوند. این کاهش انرژی لزوماً باعث کاهش انرژی فشاری خواهد شد، زیرا کاهش انرژی جنبشی باعث کاهش سرعت

ادامه می‌دهد. در این حالت پس از مدتی انرژی جنبشی سیال تثبیت شده و به شرایط کاملاً توسعه یافته نزدیک می‌شود و دیگر قادر به افزایش انرژی فشار نخواهد بود. در این هنگام مکانیزم اتلاف انرژی

جدول ۷ - ب - نتایج حاصله از حل عددی جریان اطراف دریچه

وضعیت دریچه	نیروی پسای محاسباتی	نیروی پسای تجربی	درصد خطا
۲۰ درصد باز	۱/۰۱x۱۰ ^۶ N	۵/۰۷x۱۰ ^۵ N	۵۰/۰٪
۴۰ درصد باز	۶/۸۳x۱۰ ^۵ N	۵/۴۷x۱۰ ^۵ N	۱۹/۹٪
۶۰ درصد باز	۳/۷۴x۱۰ ^۵ N	۳/۳۸x۱۰ ^۵ N	۹/۸٪
۸۰ درصد باز	۱/۳۱x۱۰ ^۵ N	۱/۳۶x۱۰ ^۵ N	۳/۷٪

و نقض قانون بقای جرم خواهد بود.

مسئله دیگر تعیین و بررسی نیمرخ فشار در اطراف دریچه است. این نیمرخها در شکل (۷ - د) ارائه شده‌اند. همان گونه که انتظار می‌رود فشار سیال در پایین دریچه کم بوده و هر چه به دریچه نزدیک می‌شود، افزایش می‌یابد. در پایین دست دریچه هر چه به بالای دریچه پیش می‌رویم فشار کاهش می‌یابد که این روند به دلیل ایجاد جریان چرخشی در پشت دریچه است. در قسمت بالایی دریچه فشار شروع به افزایش می‌کند. که این افزایش به دلیل عدم وجود جریان چرخشی در این منطقه است. با توجه به شکل (۷ - ب) مشاهده می‌شود که این منطقه تحت تأثیر جریان ورودی از محفظه بالایی دریچه قرار می‌گیرد. در پایین دست دریچه شرایط کاملاً متفاوت است. در این منطقه هر چه به بالای دریچه پیش می‌رویم فشار افزایش می‌یابد. در انتهای قوس دریچه یک کاهش مقطعی فشار پدید می‌آید لیکن بعد از آن فشار به شدت افزایش پیدا می‌کند. علت این کاهش موضعی فشار را می‌توان با مشاهده شکل (۷ - ب) توضیح داد. مطابق این شکل سیال هنگام رسیدن به دریچه و برای عبور از آن تغییر مسیر داده و به سمت پایین متمایل می‌شود. این سیال هنگامی که به قسمت قوسدار دریچه می‌رسد با یک سطح محدب مواجه شده و تمایل به جدا شدن از دیواره دریچه را دارد. این عمل باعث کاهش مقطعی فشار می‌شود. در قسمت فوقانی دریچه فشار افزایش پیدا می‌کند و هنگامی که می‌خواهد وارد محفظه بالایی دریچه شود از فشار آن کاسته می‌شود. این کاهش به دلیل تبدیل انرژی فشاری به انرژی جنبشی سیال است. مسئله دیگر یافتن نیروی پسای وارد بر دریچه است. برای یافتن این نیرو از فشار بر روی دیواره دریچه انتگرال می‌گیریم. نتایج حاصله با نتایج تجربی به دست آمده بر روی دریچه سطح علویان مقایسه می‌شود. در آزمایش واقعی برای یافتن نیروی پسای فرض شده که تنها

عامل به وجود آورنده نیروی پسای اختلاف فشار بین سطوح مؤثر دریچه در بالا دست جریان است و اختلاف فشاری که در قسمت فوقانی دریچه (قسمتی که در محفظه قرار دارد) وجود دارد، قابل اغماض است. همچنین فرض شده است که نیروی پسای ناشی از تنش روی دیواره در مقایسه با نیروی پسای فشاری ناچیز است. نیروی پسای با استفاده از این فرضیات در این محاسبات به دست آمده است. البته به دلیل مدل کردن جریان به صورت دو بعدی، مقدار نیروی محاسبه شده در عرض دریچه که برابر با ۱/۲۵ متر است ضرب می‌شود. مقدار این نیرو به ازای موقعیتهای مختلف دریچه محاسبه شده و در جدول (۷ - ب) با مقادیر تجربی مورد مقایسه قرار گرفته است. همان گونه که از جدول مشاهده می‌شود، هر چه دریچه بازتر باشد نتایج محاسباتی دقیقتر می‌شوند. علت خطای موجود را می‌توان در خطای محاسباتی، خطای مدل آشفتگی، عدم یکسان بودن شبکه محاسباتی با هندسه واقعی دریچه و مدلسازی دو بعدی جریان جستجو کرد.

۷- نتیجه گیری

در این پژوهش با اعمال روش چند بلوکی پیچد گرید، جریان سیال در حول یک دریچه کشویی در سد علویان مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته است. معادله‌های حاکم توسط روش حجم محدود برای جریان بیضوی در محدوده‌های پیچیده هندسی در شبکه بندی کولوکیتند حل شده‌اند. توانایی کند و روش چند بلوکی توسط حل جریان سیال بر روی یک پله آزمایش شد. نتایج حاصل با نتایج تجربی مقایسه شد که نمایانگر توافق خوبی بین آن دو است. بردارهای سرعت حول دریچه نشان دهنده یک جریان پیچیده است. تأثیرات جدایش و چرخش در توزیع فشار و در نتیجه نیروی پسای مورد مطالعه قرار گرفته است. اعمال روش چند بلوکی باعث کاهش ذخیره سازی در حافظه رایانه و همچنین افزایش سرعت همگرایی شد.

- | | | |
|------------------|--------------------------|-------------------------|
| 1. Collocated | 5. Gauss | 9. backward facing step |
| 2. CALC | 6. covariant base vector | |
| 3. Production | 7. Contravariant | |
| 4. non staggered | 8. Cavity | |
-
1. Patankar, S. V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw- Hill, Washington, 1980.
 2. Rhie, C. M., and Chow, W. L., "Numerical Study of the Turbulent Flow Past An Airfoil With Trailing Edge Separation ", AIAA J., Vol. 21, pp. 1527-1532, 1983.
 3. Davidson L., and Farhanieh, B., "CALC- BFC: A Finite - Volume Code Employing Collocated Variable Arrangement and Cartesian Velocity Components for Computation of Heat and Mass Transfer in Complex Geometries ", Publication No. 91/14, Dept. of Thermo- and Fluid Dynamics, Chalmers University of technology, Goteborg, Sweden, 1991.
 4. Chang, J. L., et al., "A Three-Dimensional Incompressible Flow and Application to the Space Shuttle Main Engine", AIAA Simulation Methods, 23rd Aerospace Science Meeting, January 14-17, 1985.
 5. Klopfer, G.H., and Molvik, G. A., "Conservative Multi Zonal Interface Algorithm for 3-D Navier-Stokes Equations," J. AIAA, pp. 834-844, 1991.
 6. Jones, W. P., and Launder, B. E., "The Prediction of Laminarization with A Two-Equation Model of Turbulence", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 15, pp. 301-314, 1972.
 7. Burns, A.D., and Wilkes, N. S. "A Finite Difference Method for the Computation of Fluid Flow in Complex Three-Dimensional Geometries" , AERE R 12342, Harwell Laboratory, 1986.
 8. Mudjundar, S., "Developing of A Finite Volume procedure for prediction of Fluid Flow problems with Complex Irregular Boundaries" SFB 210/29, University of Karlsruhe, 1986.
 9. Peric, M., Kessler, R., and Scheuerer, G., "Comparison of Finite-Volume Numerical Methods with Staggered and Collocated Grids", Comput. Fluid, Vol. 16, pp. 389-403, 1988.
 10. Miller, T. F., and Schmidt, F. W., Use of A pressure-Weighted Interpolation Method for the Solution of the Incompressible Navier-Stokes Equation On A Non-Staggered Grid System", Numer. Heat Transfer, Vol. 14, pp. 213-233, 1988.
 11. Irgens, F., "Tensoranalyse og Kontiumsmekanikk, Dell III", Institutt for Mekanikk, Norge Teckniska Hoskole, Trondheim, 1966 (in Norwegian).
 12. Farhanieh, B., and Sunden, B., "Three-Dimensional Laminar Flow and Heat Transfer in the Entrance Region of Trapezoidal Ducts", Int. J. Num. Methods in Fluids", Vol. 13, pp. 537-556, 1991.
 13. Ghia, U., et al., "High Resolution for Incompressible Flow Using the Navier-Stokes Equations and A Multi Grid Method" , J. Computational Physics, Vol . 48, pp. 387-411, 1982.
 14. Schlichting, H., "Boundary Layer Theory" , 6th ed., McGraw- Hill, New York, 1968.
 15. Durst, F., and Schmitt, F., "Experimental Studies of High Reynolds Number Backward-Facing Step Flows", proc. 5th Symp. Turbulent Shear Flows, Cornell Univ., 1985.