بررسي جريان چگالشي بخار در گذرگاه پره‌هاي يک توربين همراه با نازل ورودي مرطوب

عليرضا تيمورتاش[i] *، محمدرضا مه پيکر[ii]، اسماعيل لکزيان[iii]

چکيده

بخار با انبساط سريع در شيپوره‌ها و نيز گذرگاه پره‌هاي توربين، فوق سرد مي‌شود؛ بخار فوق سرد مستعد جوانه‌زايي هموژن است و فرآيند چگالش به طور معمول به صورت لحظه‌اي و به وسيله شوک چگالش که موجب تلفات ترموديناميکي و آئروديناميکي است، انجام مي‌گيرد. به اين ترتيب، با تشکيل قطرات و در نتيجه کاهش انرژي گيبز، تعادل ترموديناميکي برقرار مي‌شود. براي حل دوبعدي جريان گفته شده، معادلات بقاء با معادلات حاکم بر تشکيل و رشد قطرات ترکيب شده و از روش تايم‌مارچينگ جيمسون مبني بر حجم کنترلي و طرح مغشوش بالدوين - لوماکس استفاده شده است. براي بررسي اعتبار روش تدوين شده، توزيع فشار در امتداد مسير يک شيپوره و نيز گذرگاه پره‌هاي يک توربين و همچنين اندازه قطرات در انتهاي هر دو هندسه محاسبه و با مقادير تجربي موجود مقايسه شده‌اند که برابري خوبي بين نتايج عددي و داده‌هاي تجربي گزارش شده است. با توجه به اعتبار روش تدوين شده، بررسي تئوريک براي کنترل شدت و موقعيت شوک ميعان در گذرگاه پره‌هاي يک توربين ازراه پاشش قطرات در ورودي انجام شده است. براي اين کار يک شيپوره همگرا در بالا دست پره توربين در نظر گرفته شده است و نتايج به دست آمده از حل عددي نشان مي‌دهند که وجود قطرات با اندازه مناسب در ورودي گذرگاه پره‌هاي توربين سبب ضعيف شدن و به تعويق افتادن شوک چگالش در گذرگاه پره‌ها مي‌شود.

کلمات کليدي : فوق سرد، جوانه‌زايي، شوک چگالش، جريان بخار مرطوب، جيمسون، بالدوين لوماکس و پاشش ...

An Investigation of Condensing Steam Flow in a Turbine Cascade with Injection of Water Droplets at Inlet

A.R. Teymourtash, M.R. Mahpaker, E. Lakzian

ABSTRACT

During the course of expansion of steam in a Laval nozzle and a cascade of turbine, the state path crosses the saturation line; the steam first supercools and then reverts to equilibrium through the spontaneous formation of droplets or condensation shock, which causes aerodynamics and thermodynamics losses. In this way by formation of droplets and so reducing Gibbs energy, equilibrium is reached. This paper describes a two-phase model and provides an approach for including spontaneous homogeneous nucleation. In order to solve conservation equations, coupled with the equations of formation and growth of the droplets, a 2-D time-marching solution scheme with Baldwin-Lomax

تاريخ دريافت مقاله:۱۳۸۸/۱۱/۲۲

تاريخ اصلاحات مقاله: ۱۳۹۰/۳/۱۶

[i] * نويسنده مسئول و دانشيار، گروه مکانيك، تبديل انرژي، دانشکده مهندسي دانشگاه فردوسي مشهد؛ Teymourtash@um.ac.ir

[ii] استاد، گروه مکانيك، تبديل انرژي، دانشکده مهندسي دانشگاه فردوسي مشهد؛ mahpeymr@um.ac.ir

[iii] استاديار، گروه مکانيك، تبديل انرژي، دانشکده فني و مهندسي دانشگاه تربيت معلم سبزوار؛ e.lakzian@sttu.ac.ir

turbulence model, was used in this study. Pressure distribution and droplets size in a Laval nozzle and a turbine cascade are predicted and compared with empirical results. In the strength of validation, the effect of injection of water droplets into the steam flow in order to control the intensity and location of condensation shock is considered theoretically. A converging nozzle is used to producing droplets at inlet of turbine cascade. The results illustrate that wet steam at inlet of a turbine cascade weakens or delays the condensation shock in the passage of the blades.

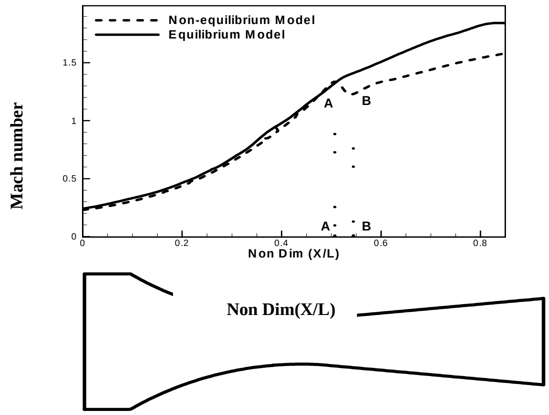
KEYWORDS : Supercooled, Nucleation, Condensation Shock, Wet Steam, Jameson, Baldwin-Lomax, Injection of Droplets**.**

۱- مقدمه

تحليل جريان چگالشي بخار در بسياري از جنبه‌هاي مهندسي مانند شيپوره‌هاي گذرصوتي بخار و گذرگاه پره‌هاي طبقات كم فشار توربين‌هاي بخار كاربرد فراوان دارد. در اين جريان‌ها به طور معمول نرخ انبساط سريع‌تر از آن است كه بخار در شرايط تعادلي باقي بماند و از اين رو، بدون تغيير فاز تا زير خط اشباع سرد شده و در شرايط غير تعادلي موسوم به فوق اشباع يا فوق سرد قرار مي‌گيرد؛ درپايان با افزايش درجه فوق سردي تصادم اتفاقي مولكول‌ها باعث توليد جوانه‌ها و خوشه‌هاي پايدار مايع شده و با ايجاد سطح كافي در داخل بخار، بر اثر فرآيند چگالش ناگهاني، سيستم به تعادل ترموديناميكي برمي‌گردد. فرآيند گفته شده كه در نبود سطوح صلب و ذرات خارجي رخ مي‌دهد، جوانه‌زايي همگن و چگالش خودبخودي ناميده شده است. شكل (۱) شرايط غيرتعادلي تا خط ويلسون (خطA-A) را كه نهايت درجه فوق سردي است نشان مي‌دهد. بعد از خط ويلسون، بخار چگالش يافته و گرماي نهان خود را به محيط اطراف مي‌دهد. اين امر باعث كاهش ماخ و افزايش فشار در جريان فرا صوتي مي‌شود. اين پديده كه به شوك چگالش (A-B) معروف است تلفات ترموديناميكي و آئروديناميكي را باعث مي‌شود.

اولين حل دوبعدي بخار چگالشي در نازل‌ها و بين تيغه‌هاي توربين به وسيله باختر و توچايي [۱] براساس روش تايم-مارچينگ دنتون ابداع شد. هر چند كه، اختلافات مهمي بين جريان بخار خشك و مرطوب ارائه شد، اما دقت جواب‌ها خوب نبودند. پس از آن فعاليت‌هاي تئوري مختلفي انجام شد كه از مهم‌ترين آنها اعمال روش تايم مارچينگ دنتون در پره‌هاي نازل يک توربين توسط مه پيكر [۲] است. وايت و همكارانش [۳] تئوري جريان چگالشي و چگونگي تشكيل شوک چگالش در گذرگاه پره‌هاي توربين را به طور تجربي مورد تاييد قرار دادند. تيمورتاش [۴] براي دستيابي به جواب‌هاي بهتر از روش رانج-كوتا منسوب به جيمسون كه از دقت رسته دو در فضا برخوردار است، استفاده نمود و نشان داد كه روش جيمسون در آشكارسازي شوك‌هاي جريان چگالشي قابليت بالايي دارد. كرماني و گربر [۵] توسط يک بسته نرم‌افزاري تجاري با عنوان CFX-TASC flow به پيش‌بيني تلفات ترموديناميكي و آئروديناميكي در جريان چگالشي دوبعدي درون يک نازل پرداختند و نتيجه گرفتند كه تلفات آئروديناميكي ناشي از اثرات لزجت و شوک‌ها در مقايسه با تلفات ترموديناميكي تشكيل قطرات بسيار بيشتر است. ياماموتو [۶] با استفاده از روش تفاضل محدود، جريان بخار مرطوب و لزج را بين پره‌هاي توربين حل نمود. فليپو و همكاران [۷] جريان بخار مرطوب را در داخل يك كانال همگرا - واگرا يا نازل به‌صورت لزج بررسي نمودند. در ادامه، تيمورتاش [۸] به تحليل اثر نرخ انبساط بخار بر توليد بي‌نظمي جريان چگالشي درون يک نازل لاوال پرداخت و نتيجه گرفت كه افزايش نرخ انبساط موجب افزايش درصد رطوبت و تخريب اگزرژي مي‌شود.

در اين تحقيق حاضر جريان چگالشي بخار با استفاده از معادلات ناويراستوكس و روش تايم مارچينگ جيمسون مبتني بر حجم‌كنترل، به صورت دوبعدي و با طرح مغشوش بالدوين - لوماكس شبيه‌سازي شده و سپس، حل‌هاي مختلف ناشي از طرح تدوين شده با نتايج تجربي موجود مقايسه شده و اعتبار آن‌ها بررسي قرار شده است. با توجه به اعتبار بدست آمده، اثر تزريق قطرات آب در بخار ورودي به گذرگاه پره‌هاي يک توربين براي بررسي اين ترفند بر شدت و موقعيت شوک چگالش و نيز بر اندازه قطرات نهايي اقدام شده؛ براي اين كار در مدل‌سازي عددي از يک شيپوره همگرا در بالا دست پره كه موجبات چگالش بخار را فراهم آورده و قطرات با شعاع مناسب براي ورود به گذرگاه را توليد مي‌نمايد، استفاده شده است. به اين ترتيب عملكرد جريان بخار همراه با قطرات ورودي معلوم درگذرگاه پره‌هاي توربين موردنظر به صورت تئوري مورد مطالعه قرار گرفته و مقايسه‌اي با وضعيت عادي جريان به عمل آمده است.



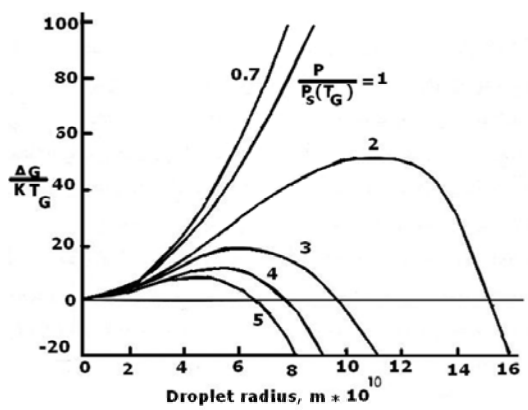
شكل (۱): توزيع ماخ براي جريان گذر صوتي بخار با در نظر گرفتن چگالش و بدون چگالش در یک شیپوره همگرا-واگرا

۲- جوانه‌زايي همگن و تشكيل قطرات مايع در بخار فوق‌سرد

برخورد تصادفي مولكول‌هاي بخار مبناي تشكيل خوشه‌هاي مولكولي (كلاسترها) در جريان بخار است. تعداد كلاسترها كه جنين‌هاي تشكيل قطره هستند از تئوري سينتيك گازها توسط رابطه بولتزمن به‌دست مي‌آيد [۹].

$$n_g = n_1 EXP\left(\frac{-\Delta G}{KT_G}\right) \qquad (۱)$$

كه در آن معادله n_g، تعداد كلاسترهاي، g مولكولي در واحد حجم $(Clusters/m^3)$ و K ثابت بولتزمن است.



شكل (۲): تغييرات در انرژي آزاد گيبز هنگام تشكيل يك قطره در بخار $100°C$ و مقادير مختلف نسبت فوق اشباع $(P/P_S(T_G))$ [۹].

اگر نسبت فشار حاكم به فشار اشباع متناظر با دماي بخار را نسبت فوق اشباع، كه معياري از عدم تعادل ترموديناميكي است، بدانيم، در شكل (۲) تغييرات انرژي آزاد گيبز هنگام تشكيل يك قطره كروي برحسب شعاع آن براي آب در $100°C$ و به ازاء مقادير مختلف نسبت فوق اشباع نشان داده شده است [۹]. در بخار فوق‌سرد كه از تعادل ترموديناميكي خارج شده است، نسبت فوق اشباع بزرگتر از ۱ است؛ در اين حالت اگر شعاع قطراتي كه بصورت تصادفي و از برخورد مولكول‌ها تشكيل شده‌اند از شعاع بحراني، r^*، متناظر با قله منحني بيشتر باشد، قطره شروع به رشد مي‌نمايد و سيستم با كاهش انرژي گيبز به سوي شرايط تعادلي ميل مي‌نمايد. قطرات كوچكتر از قطرات بحراني با از دست دادن مولكول‌ها، تبخير و دوباره كاهش گيبز را فراهم مي‌نمايند. در اين صورت $\Delta G = 0$ نشان دهنده حالتي است كه قطره‌اي در بخار فوق سرد تشكيل نشده است. بر اساس مرجع [۹] شعاع بحراني از رابطه زير محاسبه مي‌شود :

$$r^* = \frac{2\sigma_r}{\rho_L RT_G Ln\left(\frac{P}{P_s(T_G)}\right)} \qquad (۲)$$

رابطه (۲) به معادله كلوين هلمهلتز معروف است كه براي هر نسبت فوق اشباع، اندازه قطره‌اي كه در تعادل شبه پايدار است را معلوم مي‌كند.

معادله جوانه‌زايي كلاسيك كه بيانگر نرخ توليد قطرات با شعاع بحراني بر واحد حجم در بخار فوق سرد است، بر اساس مرجع گفته شده به صورت رابطه (۳) ارائه شده است :

$$J_{st} = J_{class} = q_c \frac{\rho_G^2}{\rho_L} \sqrt{\left(\frac{2\sigma_r}{\pi M^3}\right)} \exp\left[-\frac{\Delta G^*}{KT_G}\right] \qquad (۳)$$

كه در آن q_c ضريب چگالش بوده كه برابر با یک فرض شده است. بعدها اصطلاحات مختلفي بر معادله جوانه‌زايي كلاسيك اعمال شده است كه مي‌توان به تصحيحات كورتني [۱۰] و كانترويتز [۱۱] اشاره نمود كه در اين تحقيق به كار رفته‌اند.

$$J_{Ka} = \frac{1}{1+\phi} J_{st} \qquad (۴)$$

كه در آن:

$$\phi = \frac{q_c \rho_G}{\alpha_r}\left(\frac{RT_G}{2\pi}\right)^{0.5}\left(\frac{L^2}{RT_G^2} - \frac{L}{2T_G}\right) \qquad (۵)$$

در رابطه فوق α_r ضريب انتقال حرارت است و L گرماي نهان تبخير است.

$$L = h_G - h_L \qquad (۶)$$

يك رابطه تجربي براي α_r به‌وسيله گارماسي [۱۲] به صورت رابطه (۷) ارائه شده است:

$$\alpha_r = \frac{\lambda}{r(1+3.18K_n)} \qquad (۷)$$

كه در آن λ ضريب هدايت حرارتي قطره و K_n عدد بدون بعد ندسن مي‌باشد [۱۳].

$$K_n = \frac{1.88\mu_G}{2r\rho_G\sqrt{RT_G}} \qquad (۸)$$

۳- رشد قطرات مايع در بخار فوق سرد

اندازه قطره آنقدر كوچك است (درحدود ميكرومتر) كه با صرف‌نظر از اينرسي حرارتي قطره، بالانس انرژي در تشكيل قطره‌اي به شعاع r با رابطه (۹) تعريف مي‌شود :

$$L\frac{dm_r}{dt} = 4\pi r^2 \alpha_r \left(T_L - T_G\right) \qquad (۹)$$

گارماسي براي محاسبه دماي قطره برحسب دماي بخار، شعاع قطره و درجه فوق سردي از تقريب رابطه (۱۰) استفاده نموده است [۱۲] :

$$T_L = T_G + \left[1 - \frac{r^*}{r}\right]\left[T_s(p) - T_G\right] \qquad (۱۰)$$

در اين تقريب از تغييرات ضريب كشش سطحي و انتالپي تبخير در بازه T_L تا T_G صرف‌نظر شده است. از تركيب معادلات (۹) و (۱۰) رابطه (۱۱) ايجاد مي‌شود. اين معادله براي محاسبات رشد قطره در ناحيه جوانه‌زايي مورد استفاده قرار مي‌گيرد :

$$\frac{a}{2}\left(r^2 - r_1^2\right) + b\left(r - r_1\right) + c\,\ln\left(\frac{r - r^*}{r_1 - r^*}\right) = d\,\delta t \qquad (۱۱)$$

كه در آن r^* شعاع بحراني، r_1 مقدار اوليه شعاع در زمان t_1 و $\delta t = t - t_1$ بيانگر بازه زماني بوده و ضرايب معادله فوق عبارتند از:

$$\begin{aligned} a &= h_G - c_L\left(T_s(P) - T_D\right) \\ b &= \left(r^* + 1.59\bar{l}\right)\times \\ &\left[h_G - c_L\left(T_s(P) - T_D\right) + c_L r^*\left(T_s(P) - T_G\right)\right] \\ c &= r^*\left(r^* + 1.59\bar{l}\right)\left[h_G - c_L\left(T_G - T_D\right)\right] \\ d &= \frac{\lambda}{\rho_L}\left(T_s(P) - T_G\right) \end{aligned} \qquad (۱۲)$$

كه در آن h_G، انتالپي فاز بخار، c_L، گرماي ويژه آب، $T_s(P)$، دماي اشباع در فشار موردنظر، T_D، دماي مرجع با مقدار آن $273.16\,K$، $\bar{l}$، مسير پويش آزاد مولكولي، λ، ضريب انتقال حرارت هدايتي و T_G، دماي بخار است.

٤- معادلات جريان

در اين مطالعه تعقيب و بررسي قطرات آب به‌صورت لاگرانژي و تحليل جريان بخار همان‌طور كه شرح خواهد يافت، به صورت اويلري مدل شده‌اند.

٤-۱- معادلات حاكم بر جريان

معادلات بقاء جرم، ممنتوم و انرژي براي بخار لزج و جريان تراكم‌پذير در مختصات كارتزين دوبعدي عبارتند از:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{\partial R}{\partial x} + \frac{\partial S}{\partial y}$$

به طوري كه:

$$G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho v u \\ P + \rho v^2 \\ \rho v h_0 \end{bmatrix} \quad F = \begin{bmatrix} \rho u \\ P + \rho u^2 \\ \rho u v \\ \rho u h_0 \end{bmatrix} \quad W = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho v \\ \rho u \\ \rho e_0 \end{bmatrix} \qquad (۱۳)$$

$$R = \begin{bmatrix} 0 \\ \sigma_x \\ \tau_{yx} \\ \sigma_x u + \tau_{xy} v + k\,\dfrac{\partial T}{\partial x} \end{bmatrix} \quad S = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \sigma_y \\ \sigma_y v + \tau_{xy} u + k\,\dfrac{\partial T}{\partial y} \end{bmatrix}$$

بردار W شامل متغيرهاي بقايي، بردارهاي F و G بيانگر شارهاي غيرلزج، بردارهاي R و S مبين اثرات لزجت بوده و $k\,, h_0, e_0$ به ترتيب بر انرژي كل، آنتالپي كل و ضريب هدايت حرارتي بخار دلالت دارند.

همچنين $\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}, \tau_{yx}$ جمله‌هاي تنش هستند به طوري كه:

$$\sigma_x = -\frac{2}{3}\mu_{eff}\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + 2\mu_{eff}\,\frac{\partial u}{\partial x} \qquad (۱٤)$$

$$\sigma_y = -\frac{2}{3}\mu_{eff}\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + 2\mu_{eff}\,\frac{\partial v}{\partial y} \qquad (۱۵)$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu_{eff}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) \qquad (۱٦)$$

μ_{eff} مجموع لزجت مولكولي و لزجت مغشوش است. به‌طوري كه همواره :

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \qquad (۱۷)$$

نحوه محاسبه و اعمال لزجت مولكولي و لزجت مغشوش در معادلات حاكم به صورت زير تحقق يافته است.

٤-۲- لزجت مولكولي

براي محاسبه لزجت مولكولي به‌استناد مرجع [۱٤] و به صورت رابطه (۱۸) اقدام شده است:

$$\frac{\mu(\rho, T)}{\mu^*} = \psi(\delta, \theta) = \psi_0(\theta).\psi_1(\delta, \theta) \qquad (۱۸)$$

كه در آن:

$$\delta = \frac{\rho}{\rho^*},\ \ \theta = \frac{T}{T^*},\ \ \mu^* = 1\times 10^{-6}\,Pa\,s \qquad (۱۹)$$

تابع ψ در محاسبه لزجت از حاصل‌ضرب توابع ψ_0, ψ_1 به‌دست مي‌آيد. ψ_0 بيانگر لزجت در گاز ايده‌آل است به طوري كه:

$$\psi_0(\theta)=\theta^{0.5}\left[\sum_{i=1}^{4} n_i^0 \theta^{1-i}\right]^{-1} \qquad (۲۰)$$

در معادله(۲۰):

$$\theta=\frac{T}{T^*},\ T^*=T_c=647.096\,K \qquad (۲۱)$$

و مقدار n_i^0 بەاستناد همان مرجع از جدول زیر محاسبه مي-شود:

جدول(۱): محاسبه ضرایب ψ_0 [۱۴]

i	n_i°	i	n_i°
۱	۰/۱۶۷۷۵۲*۱۰^(-۱)	۳	۰/۶۳۶۶۵۶*۱۰^(-۲)
۲	۰/۲۲۰۴۶۲*۱۰^(-۱)	۴	-۰/۲۴۱۶۰۵*۱۰^(-۲)

ψ_1 از رابطه(۲۲) بەدست مي‌آید:

$$\psi_1(\delta,\theta)=\exp\left[\delta\sum_{i=1}^{21} n_i\,(\delta-1)^{I_i}\left(\theta^{-1}-1\right)^{J_i}\right] \qquad (۲۲)$$

که در آن:

$$\delta=\frac{\rho}{\rho^*},\ \ \rho^*=\rho_c=322\ \ kg\,m^{-3}$$
$$\theta=\frac{T^*}{T},\ T^*=T_c=647.096\,K \qquad (۲۳)$$

و ضرایب معادله ψ_1 طبق مرجع گفته شده از جدول زیر بدست مي‌آید:

جدول (۲): محاسبه ضرایب ψ_1 [۱۴]

i	I_i	J_i	n_i	i	I_i	J_i	n_i
۱	۰	۰	۰/۵۲۰۰۹۴	۱۲	۲	۲	-۰/۷۷۲۴۷۹
۲	۰	۱	۰/۸۵۰۸۹۵*۱۰^(-۱)	۱۳	۲	۳	-۰/۴۸۹۸۳۷
۳	۰	۲	-۰/۱۰۸۳۷۴*۱۰^(۱)	۱۴	۲	۴	-۰/۲۵۷۰۴۰
۴	۰	۳	-۰/۲۸۹۵۵۵	۱۵	۳	۰	۰/۱۶۱۹۱۳
۵	۱	۰	۰/۲۲۲۵۳۱	۱۶	۳	۱	۰/۲۵۷۳۹۹
۶	۱	۱	۰/۹۹۹۱۱۵	۱۷	۴	۰	-۰/۳۲۵۳۷۲*۱۰^(-۱)
۷	۱	۲	۰/۱۸۸۷۹۷*۱۰^(۱)	۱۸	۴	۳	۰/۶۹۸۴۵۲*۱۰^(-۱)
۸	۱	۳	۰/۱۲۶۶۱۳*۱۰^(۱)	۱۹	۵	۴	۰/۸۷۲۱۰۲*۱۰^(-۲)
۹	۱	۵	۰/۱۲۰۵۷۳	۲۰	۶	۳	-۰/۴۳۵۶۷۳*۱۰^(-۲)
۱۰	۲	۰	-۰/۲۸۱۳۷۸	۲۱	۶	۵	-۰/۵۹۳۲۶۴*۱۰^(-۳)
۱۱	۲	۱	-۰/۹۰۶۸۵۱				

٤-۳- لزجت مغشوش با استفاده از مدل بالدوین-لوماکس

براي انجام هرگونه محاسبات در جریان مغشوش با توجه به جملەهاي تنش در معادلات حاکم، تخمین مقادیر لزجت مغشوش لازم است. براي رسیدن به این هدف طرح جبري بالدوین - لوماکس [۱۵] مورد استفاده قرار گرفته است. طرح گفته شده ساده بوده و محاسبات پیچیده جریان چگالشي را به مخاطره نینداخته و نیز ضمن برآوردن خواستەهاي موردنظر در زمان محاسبات، صرفەجویي شده است. این طرح جبري، دو لایەاي است [١٦]؛ بەطوريکه، لایه مرزي را به دو ناحیه داخلي و خارجي تقسیم مي‌نماید. مقدار لزجت مغشوش براي هر نقطه برابر با کمینه لزجت داخلي و لزجت خارجي است:

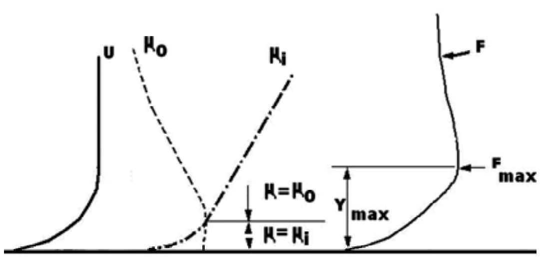
$$\mu_t=\min(\mu_i\,,\mu_o) \qquad (٢٤)$$

μ_i لزجت مغشوش در لایه داخلي و μ_o لزجت مغشوش در لایه خارجي است (شکل ۳). لزجت مغشوش در لایه داخلي که نزدیك به سطح است به استناد مرجع گفته شده به صورت رابطه (۲۵) بەدست مي‌آید:

$$\mu_i=\rho(KYD)^2|\omega| \qquad (۲۵)$$

که در آن ρ دانسیته، $K=0.4$ ثابت فون کارمن، Y فاصله عمودي از دیواره، D میرایي ون دریست است که به صورت رابطه (٢٦) تعریف شده است:

$$D=1-\exp\left(\frac{-Y^+}{26}\right) \qquad (٢٦)$$



شکل (۳): شماتیك لزجت مغشوش داخلي و خارجي

$$Y^+ = \frac{Y}{\mu_w}\sqrt{\rho_w|\tau_w|} \qquad (۲۷)$$

τ_w تـنش برشـي ديـواره، μ_w لزجـت آرام در ديـواره و ω ورتيسيتي است. لزجت مغشوش در لايه خـارجي عبـارت اسـت از:

$$\mu_0 = \rho k C_{cp} F_{wake} F_{kleb} \qquad (۲۸)$$

در آن $k = 0.0168$, $C_{cp} = 1.6$ هستند.

$$F_{kleb} = \left(1 + 5.5\left(C_{kleb}\frac{Y}{Y_{\max}}\right)^6\right)^{-1} \qquad (۲۹)$$

كه $C_{kleb} = 0.3$ است.

$$F_{wake} = \min\left(Y_{\max}F_{\max}, C_{wk}Y_{\max}\frac{U_{diff}^2}{F_{\max}}\right) \qquad (۳۰)$$

كه در آن $C_{wk} = 0.25$ و $F_{\max}$ حداكثر مقدار تابع F است كـه بصورت رابطه (۳۱) تعريف شده است:

$$F(Y) = Y|\omega|D \qquad (۳۱)$$

$Y_{\max}$ طبق شكل ۳، در محلي است كه $F(Y)$ بيشينه مي‌شـود و U_{diff} نيز به صورت رابطه (۳۲) تعريف مي‌شود:

$$U_{diff} = \left(\sqrt{u^2+v^2}\right)_{\max} - \left(\sqrt{u^2+v^2}\right)_{\min} \qquad (۳۲)$$

كه در آن u، سرعت در راستاي محور افقـي، $v_{\max}$، و $v_{\min}$، بيشينه و كمينه سرعت در راستاي محور عمودي است.

۵- تركيب معادلات بقاء و جمله‌هاي رطوبت

گفتني است كه در جريان چگالشي كسر رطوبت w، از تقسيم جرم مايع به جرم كل بدست مي‌آيد كه به صورت رابطه (۳۳) تعريف شده است:

$$w = \frac{M_L}{M_L + M_G} \qquad (۳۳)$$

در رابطه (۳۳) پانويس G و L به ترتيب بـه فـاز بخـار و مـايع دلالت دارند. براي تحليل اين جريان‌ها نحوه عمل بر ايـن شـيوه استوار است كه بخار مرطوب به‌صورت مجموعـه‌اي از قطـرات مايع كروي كه بـا انـدازه‌اي معلـوم درون بخـار تحـت فـشار و دمايي مشخص پراكنده شده‌انـد، تـصور مـي‌شـود و نيـز از آن لحاظ كه اندازه جوانه‌ها و قطرات تـشكيل شـده بـسيار كوچـك است، به‌طور معمول فرض مي‌شود كه اين قطرات خط مـسير را بدون لغزش طي مي‌نمايند. بـه عنـوان يـك اصـل، كـل سيـستم مي‌بايد از قوانين بقاء تبعيت نمايد، اما بـراي اعمـال قـوانين يـاد شده بـر جريـان بخـار مرطـوب مـي‌بايـد آن‌هـا را بـا معـادلات (۴و۱۰) كه حاكم بر تـشكيل جوانـه‌هـا و رشـد قطـرات هـستند، تركيب و به طور همزمان حل نمود. در روند گفته شده توجه به تفاوت اين دو دسته معادلات اهميت دارد، زيرا روابط حـاكم بـر تشكيل و رشد قطرات در مقايسه بـا معـادلات ديگـر نـسبت بـه تغييرات و شرايط فيزيكي حساس‌تر بوده و از اين رو، مـي‌بايـد روي فواصل كوتاه‌تر انتگـرال‌گيـري شـوند. همچنـين، معـادلات رشد قطره در اصل بر مبناي ديدگاه لاگرانژ شـكل گرفتـه‌انـد و بنابراين هرگونـه تغييـر در قطـرات مـي‌بايـد در امتـداد خطـوط جريان تصور شود كه ايـن خطـوط هميـشه بـر خطـوط شـبكه محاسباتي منطبق نيستند. بنـابراين دلايـل دو رشـته محاسـبات جداگانه اما موازي به‌كار گرفته مي‌شوند. تركيب نمودن صـحيح اين محاسبات اهميت دارد. براي كار، كسر رطوبت (معادلـه ۳۳) كه از حل معادلات جوانه‌زايي و رشد قطرات به‌دست مي‌آيد، در محاسبه انتالپي و دانسيته مخلوط به صورت رابطـه (۳۴) كمـك گرفته مي‌شود:

$$h = wh_L + (1-w)h_G \qquad (۳۴)$$

$$\frac{1}{\rho} = \frac{w}{\rho_L} + \frac{(1-w)}{\rho_G} \qquad (۳۵)$$

گفتني است كه كسر رطوبت در عمل در هر نقطه از ميدان محاسباتي توسط شعاع به‌وسيله قطرات و تعداد قطرات در واحد جرم مخلوط مايع و بخار قابل محاسبه است.

اطلاعات مورد نياز ديگر در اين مطالعه روابط توصيف كننده خواص براي مايع و بخار آب بوده كه حجم مخصوص مايع اشباع (v_L) از كينان و كيز استخراج شده است.

$$v_L = \frac{v_C + a(T_C - T_S)^{1/3} + b(T_C - T_S) + c(T_C - T_S)^4}{1 + d(T_C - T_S)^{1/3} + e(T_C - T_S)} \qquad (۳۶)$$

كـه در آن (v_C) حجـم مخـصوص آب در نقطـه بحرانـي و معـادل $3.1975 cm^3/g$ ، (T_C) دمـاي بحرانـي معـادل $647.27°K$ است و نيز:

$a = -0.3151548$ $\quad$ $b = -1.203374\times10^{(-5)}$

$c = 7.48908\times10^{(-13)}$ $\quad$ $d = 0.1342489$

$e = -3.946263\times10^{(-3)}$ $\quad$ in SI units

انتالپي مخصوص آب در دماي قطره (T_L), از رابطه (۳۷) به‌دست آمده است:

$$h_L = c_L(T_L - T_D) \qquad (۳۷)$$

كه T_D دماي مبنا و برابر با $273.15°K$ است.

و بالاخره از تركيب قوانين اول و دوم ترموديناميك و با استفاده از روابط ماكسل مي‌توان نشان داد كه:

$$\left(\frac{\partial h_G}{\partial P_G}\right) = v_G - T_G \left(\frac{\partial v_G}{\partial T_G}\right)_P \quad (۳۸)$$

و يا:

$$h_G = \int \left[v_G - T_G \left(\frac{\partial v_G}{\partial T_G}\right)\right] dp + F_h(T_G) \quad (۳۹)$$

با استفاده از معادله حالت، عبارت نهايي براي انتالپي بخار خشک به شکل رابطه (٤٠) خواهد شد:

$$h_G = \frac{RT_G}{2}\left(\sqrt{1+\frac{4PB}{RT_G}} - 1\right)\left(1 - \frac{T_G}{B}\frac{dB}{dT_G}\right) + F_h(T_G) \quad (٤٠)$$

مي‌توان نشان داد که:

$$F_h(T_G) = a\ln T_G + bT_G + cT_G^{\,2} - dT_G^{\,3} + eT_G^{\,4} - fT_G^{\,5} + const. \quad (٤١)$$

به طوري که:

$a = 46$ $\quad b = 1.47276$

$c = 0.419465\times10^{-3}$ $\quad d = 7.33297\times10^{-8}$

$e = 6.16548\times10^{-11}$ $\quad f = 1.94063\times10^{-14}$

$const. = 1782.24 \; in \; SI \; units$

مجموعه معادلات فوق براي تشريح ميدان جريان کافي هستند [٤].

٦- روش عددي

معادلات حاکم با روش تايم‌مارچينگ جيمسون حل شده‌اند. براي محاسبه نمو متغيرها در نقاط محاسباتي، سيستم معادلات(١٣) ، به طور جداگانه براي هر المان به‌کار رفته است. پس از حل جريان، متغيرهاي بقايي $(\rho, \rho u, \rho v, \rho e_0)$ به‌دست آمده‌اند. مقدار صحيح فشار در جريان بخار مرطوب بايد با استفاده از حل معادلات فاز مايع در هر گام محاسباتي به‌دست آيد. چگونگي حل معادلات حاکم بر فاز مايع بستگي به وضعيت جريان دارد. يکي از شرايط خشك، جوانه‌زايي و مرطوب ممکن است در جريان بخار اتفاق بيفتد. روش حل براي هر يك از اين سه حالت عبارت است از:

I. جريان خشک

در قسمتي از جريان که بخار تغيير فاز نداده است، جريان تک‌فاز و کسر رطوبت صفر تلقي مي‌شود. از اين رو انتالپي مخصوص (h) مساوي با h_G و دانسيته کل (ρ) مساوي با ρ_G بوده و انرژي داخلي به صورت رابطه (٤٢) تعيين مي‌شود:

$$e = h_G - \frac{P}{\rho_G} \quad (٤٢)$$

در حل عددي، دانسيته و انرژي داخلي کل از حل معادلات بقاء به دست مي‌آيند، در نتيجه با استفاده از سرعت‌ها داريم:

$$e = e_0 - \frac{u^2+v^2}{2} \quad (۴۳)$$

در اجراي برنامه، ابتدا يك مقدار براي دماي بخار(T_G) حدس زده مي‌شود. با استفاده از معادله حالت، فشار بدست مي‌آيد. از اين مقادير فشار و دماي بخار (T_G, P) براي محاسبه انتالپي (رابطه٤٠) استفاده مي‌شود. از انتالپي براي محاسبه انرژي داخلي با استفاده از رابطه (٤٢) استفاده مي‌شود. اگر اين مقدار با نتيجه به‌دست آمده از رابطه (٤٣) مساوي نباشد، مقدار T_G به روش نيوتن - رافسون اصلاح مي‌گردد. براي اين کار تابع خطا به صورت رابطه (٤٤) در نظر گرفته شده است:

$$F(T_G) = \left(e_0 - \frac{u^2+v^2}{2}\right) - \left(h_G - \frac{P}{\rho_G}\right) \quad (۴۴)$$

و از اين رو، تصحيح دما به صورت رابطه (٤٥) امکان‌پذير مي‌شود.

$$\Delta T_G = \frac{-F(T_G)}{dF(T_G)/dT_G} \quad (۴۵)$$

بنابراين:

$$T_{G(new)} = T_{G(old)} + \Delta T_G \quad (۴۶)$$

دقت لازم وقتي به‌دست مي‌آيد که $|\Delta T_G / T_G| \le \varepsilon$ باشد که ε عامل همگرايي معادل 10^{-4} انتخاب شده است. سپس مقادير جديد فشار و دماي بخار محاسبه مي‌شود. پس از معلوم شدن مقادير نهايي فشار، P، دماي بخار، T_G و نيز انتالپي h_G، نرخ جوانه‌زايي محاسبه شده و با حداقل مقدار ممکن که مي‌توان هنوز جريان را تک‌فاز تصور نمود، مقايسه مي‌شود. در اين تحقيق $J_{min} = 10^{18}\ Nuclei/kg.\mathbf{sec}$ در نظر گرفته شده است [٤].

II. جريان جوانه‌زايي

در بررسي جريان‌هاي چگالشي، متغيرهاي بقايي بر مخلوط مايع و بخار دلالت داشته و از اين رو، معادلات بقاء همان‌گونه که بر ناحيه تک فاز حاکم هستند، شامل حال قسمت دوفازي نيز مي‌شوند. بنابراين، با توجه به شکل (٤) مراحل بروز دانسيته و انرژي در نقطه محاسباتي D براي وضعيت تک‌فاز و دوفاز يکسان است. اما نحوه محاسبه فشار و دما از مقادير معلوم دانسيته و انرژي در مقايسه با ناحيه تک فاز متفاوت است، زيرا اين محاسبات در شرايط دو فازي با کسر رطوبت، w، درگير بوده و به حل معادلات رشد قطره و تعيين ميزان رطوبت نيازمند است. گفتني است که، محاسبات مربوط به رشد قطرات

بر ديدگاه لاگرانژ وابسته بوده [۲] و مي‌بايد در امتداد خطوط جريان انجام شوند و از اين رو، خط جريان QD كه از نقطه D مي‌گذرد، بايد مشخص شود. اين عمل با توجه به مقادير سرعت و معادله خط جريان امكان‌پذير است. در اين صورت با معلوم بودن شرايط در ايستگاه BAE متشكل از نقاط محاسباتي (E و B, A) كه قبلا به روز شده‌اند، شرايط در نقطه Q قابل ميان‌يابي بوده و زمان لازم براي رسيدن قطرات به نقطه D يعني δt قابل محاسبه خواهد بود.

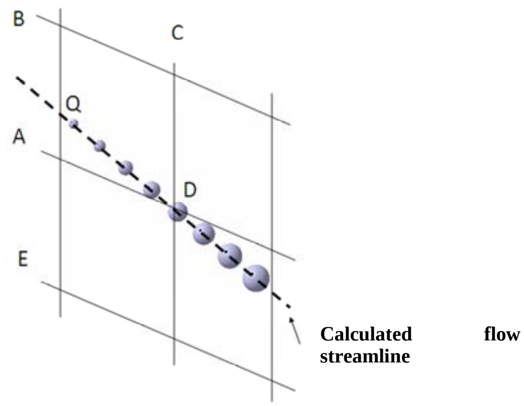
$$\delta t = \frac{\Delta X_D}{\left(\left(u_Q + u_D\right)/2\right)} \qquad (۴۷)$$

كه در آن ΔX_D حد فاصل افقي نقطه Q تا نقطه محاسباتي D است.

شعاع قطرات r_Q، و تعداد قطرات در واحد جرم، N_Q در نقطه Q به عنوان شرايط شروع در محاسبه نرخ رشد قطرات در امتداد QD پذيرفته مي‌شوند. مقادير ياد شده اگر در مرحله شروع شدن دوفازي باشند، از رابطه شعاع بحراني قطرات جوانه (رابطه (۲)) زده شده و نيز نرخ توليد جوانه‌ها (رابطه (٤)) محاسبه مي‌شوند. در غير اين صورت از روابط رشد و ايجاد قطرات در مراحل قبلي به‌دست مي‌آيند. در هر حال به طور كلي محاسبات با حدس دماي بخار، T_G، دماي قطره، T_L و نيز دماي اشباع متناظر با فشار بخار يعني $T_S(P)$ به عنوان متغيرهاي مستقل در D شروع مي‌شود. به‌اين ترتيب خواص سيال نظير ρ_L, ρ_G, h_G و نيز تخمين شعاع قطره از تقريب گارماسي (معادله ۱۰) امكان‌پذير مي‌شود. پس از آن فرايند حل براي محاسبه رشد قطره به طور رسمي و توسط انتگرال‌گيري انجام مي‌شود. چنانچه در انتهاي مرحله انتگرال‌گيري از معادله رشد قطره، جمله رطوبت و مقادير تخميني اوليه براي نقطه D ارضاء نشوند، حدس جديدي براي دماهاي سه گانه (دماي بخار، T_G، دماي قطره، T_L و نيز دماي اشباع متناظر با فشار بخار) در نظر گرفته شده و فرايند تكرار مي‌شود.

در عمل مقادير انرژي، دانسيته و شعاع قطره ناشي از اعمال معادلات بقاء و فرايند گام‌زني زماني يعني r'_D, ρ'_D, e'_D با مقادير تخميني، براساس دماهاي فرضي مقايسه گرديده و اختلاف آنها به صورت توابع F_1, F_2, F_3 بيان مي‌شوند.

تغيير لازم در مقادير دماهاي حدسي يعني $\Delta T_G, \Delta T_L, \Delta T_S(P)$ به كمك روش نيوتن - رافسون و از راه توابع ياد شده انجام شده است. مشتق هاي جزئي لازم مانند $\frac{\partial F_1}{\partial T_G}, \frac{\partial F_1}{\partial T_L}, \frac{\partial F_1}{\partial T_s(P)}$ كه در فرايند تكرار نيوتن - رافسون به كار مي‌آيند، به صورت تحليلي محاسبه شده‌اند.



شكل (۴): جزئيات خط جريان محاسبه شده

$$\begin{aligned} F_1 &= e_D - e'_D = \left[(1-w)h_G + wh_L - \frac{P}{\rho}\right] - e'_D \\ F_2 &= \frac{1}{\rho_D} - \frac{1}{\rho'_D} = \left[(1-w)v_G + wv_L\right]_D - \frac{1}{\rho'_D} \\ F_3 &= r_D - r'_D \end{aligned} \qquad (۴۸)$$

از آنجا كه پديده جوانه‌زايي بسيار سريع اتفاق مي‌افتد، لازم است مسير بين Q و D را به تعدادي زير فاصله مناسب تقسيم نموده و فرايند تكرار، براي هريک جداگانه انجام شود. در اين صورت توزيع دانسيته و انرژي داخلي در امتداد مسير QD خطي فرض شده و گاه تا هشت زير فاصله لحاظ شده است. در انتهاي اين رشته از محاسبات تمام خواص سيال شامل فشار، دما و انتالپي در نقطه D بروز شده و حل براي تكميل تكرارهاي لازم ادامه يافته است.

III. جريان مرطوب

نقطه شروع و خاتمه ناحيه جوانه‌زايي توسط نرخ جوانه‌زايي موثر J_{min} مشخص مي‌شود. بنابراين هنگامي كه نرخ جوانه‌زايي از مقدار بيشينه عبور نموده و سپس به حداقل مقدار تعريف شده نزول نمايد، ناحيه مرطوب آغاز مي‌شود. در اين ناحيه نرخ جوانه‌زايي ناچيز است و چگالش فقط با رشد قطره انجام مي‌شود. از آنجا كه در ناحيه مرطوب شعاع قطرات از اندازه بحراني بزرگتر است، براي محاسبه شعاع قطرات از معادله (٤٩) استفاده شده است [۱۷].

$$r = -1.59\,\bar{l} + \sqrt{\left(1.59\,\bar{l}\right)^2 + r_1\left(r_1 + 2\left(1.59\,\bar{l}\right)\right) + 2\lambda\left(\frac{T_L - T_G}{h_G - h_L}\right)\delta t} \qquad (۴۹)$$

كه r_1 شعاع اوليه در هر بازه زماني δt است.

از آنجا كه در اين ناحيه قطره جديدي بوجود نمي‌آيد، بنابراين به فرايند متوسط‌گيري براي اندازه قطرات نياز نيست.

در هر حال روند كلي محاسبات مانند چيزي است كه براي ناحيه جوانه‌زايي توصيف شد. در اين حالت خطاهاي F_1, F_2 طبق قبل تعريف شده، اما نحوه بررسي خطا در مورد شعاع كمي تغيير يافته است. ابتدا شعاع قطره r'_D با استفاده از رابطه (٤٩) محاسبه شده و با استفاده از فرمول گارماسي (١٠)، دماي قطره، T'_{LD} بدست مي‌آيد. دماي گفته شده با مقدار حدسي، T_{LD} مقايسه و خطاي F_3 به صورت رابطه (٥٠) در نظر گرفته شده:

$$F_3 = T_{LD} - T'_{LD} \qquad (٥٠)$$

بر اين اساس، دما بروز شده و تا ارضاء شرايط همگرايي، سعي و خطا تكرار شده است.

٧- پايداري حل

به طور كلي براي بقاء پايداري در طرح‌هاي صريح، بيش‌ترين گام زماني توسط شرط كورانت (CFL) تعيين مي‌شود، به طوري كه:

$$\Delta t = FT.CFL.\frac{\Delta x}{\left(\left|V\right| + a\right)} \qquad (٥١)$$

FT عامل زمان، CFL عدد كورانت، Δx گام مكاني، $\left|V\right|$ اندازه سرعت و a سرعت صوت است. براي روش استاندارد رانج كوتاي چهار مرحله‌اي جيمسون، $CFL = 2\sqrt{2}$ گزارش شده است [١٨]، در روش تدوين شده، بدون اعمال روش‌هاي تسريع در همگرايي، انتخاب عامل زماني FT تا 0.4 هيچ مشكلي در پايداري حل ايجاد نمي‌نمايد.

٨- همگرايي حل

در اين تحقيق ابتدا تغيير در مقدار سرعت محوري به عنوان معيار همگرايي در نظر گرفته شد و براين اساس شرط همگرايي به صورت رابطه (٥٢) در نظر گرفته شد:

$$\left|\frac{\Delta u}{u}\right| < 0.01\% \qquad (٥٢)$$

سپس ملاك ديگري مبتني بر متوسط مجموع تغييرات دانسيته در حوزه حل مورد توجه قرار گرفت كه در ديناميك سيالات محاسباتي بسيار رايج است به طوري كه:

$$R_{error} = \frac{1}{N_{node}}\left[\sqrt{\sum_{ij}\left(\delta\rho_{ij}^2\right)}\right] \qquad (٥٣)$$

در اين معيار N_{node} كل نقاط محاسباتي و $\delta\rho$ تغيير دانسيته در دو گام متوالي است. با اين روش شرط همگرايي عبارت است از:

$$R_{error} \le 1\times10^{-4} \qquad (٥٤)$$

به تجربه معلوم شده است كه در اكثر حالات‌ها، ارضاء همگرايي به روش بالا پس از تحقق يافتن رابطه (٥٢) به‌دست مي‌آيد. بنابراين معيار اخير به عنوان شاخص نهايي انتخاب شده است.

٩- اعتبارسنجي طرح عددي تدوين شده

براي اعتبارسنجي نتايج حل عددي حاضر، از دو هندسه متفاوت به شرح زير كمك گرفته شده است:

الف) شيپوره C منسوب به مور و همكارانش [١٩] كه هندسه و داده‌هاي تجربي توزيع فشار در امتداد محور و اندازه قطرات در خروجي آن از قبل انتشار يافته‌اند.

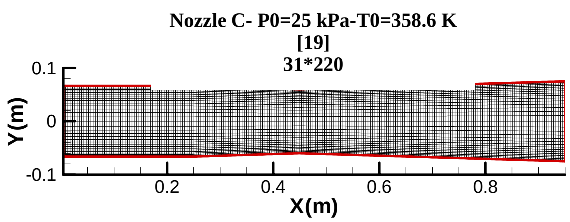
ب) گذرگاه پره هاي يک توربين در تحقيقات منسوب به باختر و همكاران [٢] كه داده‌هاي تجربي فشار در امتداد جريان و اندازه قطرات در خروجي آن موجود هستند.

٩-١- شيپوره همگرا - واگراي مور

شرايط آزمايش براي شيپوره C منسوب به مور در جدول ٣ ديده مي‌شود؛ هندسه شيپوره و شبكه‌بندي مربوطه نيز در شكل (٥) ارائه شده‌اند.

جدول (٣): فشار و دماي ورودي در شيپوره C در آزمايش‌هاي منسوب به مور و همكاران [١٩]

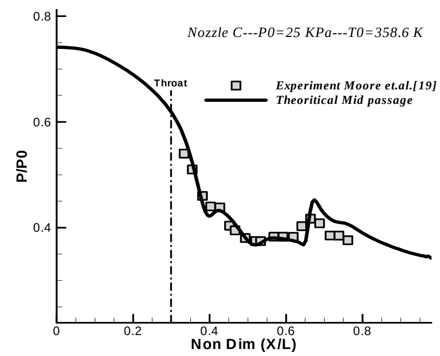
$$P_{0in} = 25\,Kpa$$
$$T_{0in} = 358.6\,K$$
$$P_{OUT} = 8\,Kpa$$



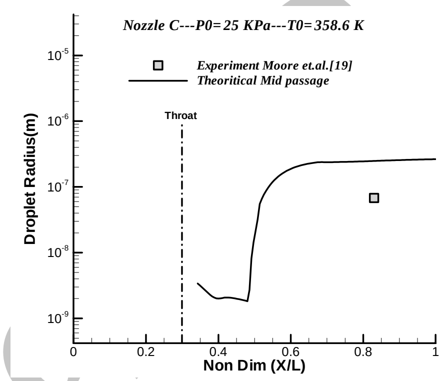
شكل (٥): هندسه و شبكه‌بندي شيپوره C منسوب به مور و همكاران [١٩]

در شكل (٦) تغييرات نسبت فشار $\left(P/P_{0in}\right)$ در خط مركزي شيپوره مور حاصل از تحقيق حاضر با داده‌هاي تجربي مرجع [١٩] مقايسه شده كه برابري خوبي را نشان مي‌دهد.

در شكل (٧) شعاع تئوري قطرات، در انتهاي خط مركزي اين شيپوره بر اساس روش ارائه شده با داده‌هاي تجربي مور [١٩] مقايسه شده است. همان‌گونه كه ديده مي‌شود اختلاف كمي بين نتايج محاسباتي و تجربي وجود دارد كه با توجه به مقياس ميكروني شعاع قطرات، علت اختلاف را مي‌توان به عدم قطعيت در اندازه‌گيري آزمايشگاهي، خطاي فرمولي و محاسباتي نسبت داد و ديگر محققان از جمله گربر و كرماني [٥] نيز چنين اختلافي بين نتايج تجربي و تحليلي را گزارش نموده‌اند.



شكل (۶): توزيع فشار تئوري در طول شيپوره C منسوب به مور براي جريان مغشوش و چگالشي بخار (تحقيق حاضر) در مقايسه با مقادير تجربي مور [۱۹]



شكل (۷) : مقايسه شعاع قطره روي خط مياني در انتهاي شيپوره موردنظر، حاصل از محاسبات لزج مغشوش (تحقيق حاضر) با مقدار تجربي مور [۱۹]

۹-۲- گذرگاه پره‌هاي توربين منسوب به تحقيقات باختر

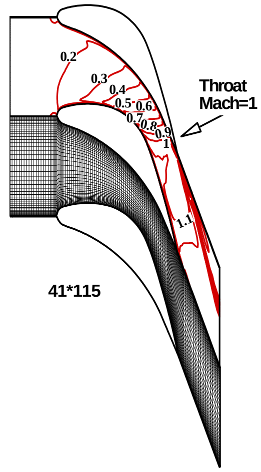
براي بررسي اعتبار نتايج حاصل از شبيه‌سازي پره‌هاي ثابت توربين داده‌هاي تجربي باختر و همكارانش، از مرجع [۲] استفاده شده است. شرايط آزمايشگاهي كه در ارائه نتايج عددي از آنها استفاده شده به شرح زير هستند:

جدول (٤): فشار و دماي ورودي در گذرگاه‌هاي توربين منسوب به تحقيقات باختر و همكاران [۲]

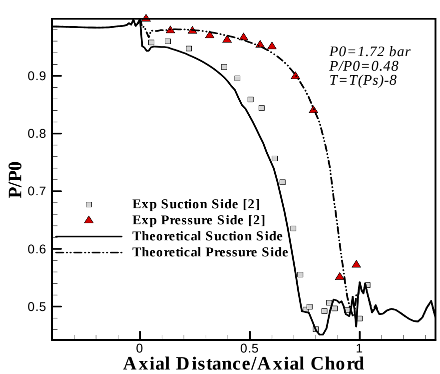
$$P_{0in} = 172\,Kpa$$
$$T_{0in} = 380\,K$$
$$P_{OUT} = 82.56\ Kpa$$
$$\theta_{in} = 0°$$

هندسه گذرگاه و شبكه‌بندي مربوطه در شكل (۸) مشخص شده‌اند؛ شبكه‌بندي مورد استفاده با توجه به مراجع [۲-٤-۵] از نوع H انتخاب شده است. انتخاب اين نوع شبكه حجم محاسبات را كاسته و تحليل جريان چگالشي پيچيده را ساده‌تر مي‌نمايد. همچنين در شكل (۸) خطوط هم ماخ حاصل از حل عددي حاضر براي جريان مغشوش و چگالشي بخار به نمايش در آمده‌اند و موقعيت گلوگاه در اين جريان گذر صوتي با $M = 1$ مشخص شده است.

در شكل (۹) تغييرات نسبت فشار $\left({P}/{P_{0in}}\right)$ در سطح فشار و مكش پره مربوطه حاصل از تحقيق حاضر با داده هاي تجربي اخذ شده از مرجع [۲] مقايسه شده‌اند. برابري با نتايج تجربي در سطح فشار بسيار خوب است. شوك چگالش در امتداد سطح مكش به خوبي گرفته شده است. افزايش فشار در $x/c = 0.7$ (C بيانگر وتر محوري است.) روي سطح فشار، به علت شوك چگالش است كه بعد از گلوگاه اتفاق افتاده و توافق مطلوب بين نتايج عددي و داده‌هاي تجربي [۲] در شكل ديده مي‌شود.



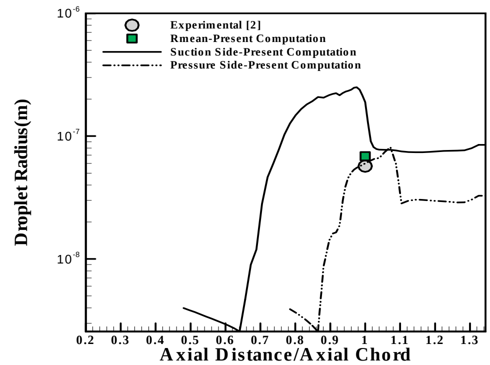
شكل (۸): هندسه، شبكه‌بندي و خطوط هم ماخ حاصل از حل عددي براي جريان مغشوش و چگالشي بخار براي گذرگاه‌هاي توربين منسوب به تحقيقات باختر [۲]



شكل (۹): توزيع فشار تئوري در سطح فشار و مكش گذرگاه‌هاي توربين منسوب به باختر براي جريان مغشوش و چگالشي بخار (تحقيق حاضر) در مقايسه با مقادير تجربي باختر [۲]

در شكل (۱۰) تغيير شعاع قطرات در امتداد سطح فشار و سطح مكش در جريان بخار مرطوب لزج نشان داده شده است. در اين شكل شعاع متوسط قطرات در انتهاي گذرگاه با شعاع

تجربي مقايسه شده است. مشخص است كه پيش‌بيني اندازه قطره با مقدار واقعي در انتهاي گذرگاه پره‌هاي توربين بسيار خوب انجام شده است.



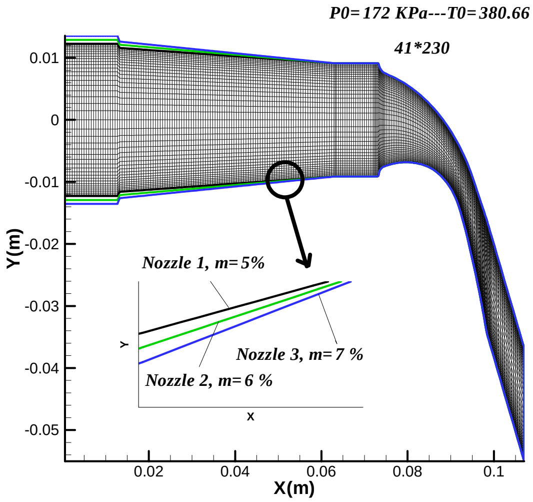
شكل (١٠): توزيع تغييرات شعاع قطره در سطح فشار و مكش پره توربين منسوب به باختر براي جريان مغشوش و چگالشي بخار براي خروجي بالاي صوت در جريان لزج و چگالشي بخار (تحقيق حاضر) و مقايسه شعاع ميانگين قطره در انتهاي گذرگاه توربين حاصل از تحقيق حاضر با مقدار تجربي باختر [٢]

١٠- بحث و بررسي نتايج عددي

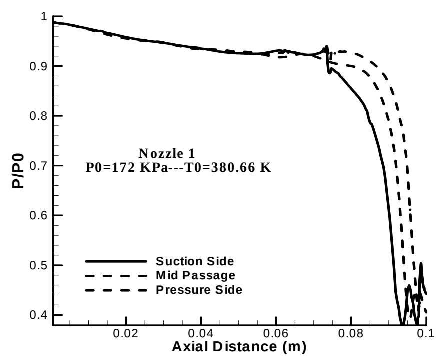
در اين تحقيق براي ايجاد قطرات در ورودي به گذرگاه پره‌هاي توربين از شيپوره‌هاي همگرايي با شيب ٥% (نازل١)، ٦% (نازل٢) و ٧% (نازل٣) به صورت تئوري استفاده شده است. شرايط سيال ورودي به شيپوره‌هاي همگرا، مشابه جدول (٢) فرض شده‌اند. هندسه شيپوره‌هاي گفته شده به همراه گذرگاه پره هاي توربين كه در مجموع، حوزه حل عددي را تشكيل مي-دهند، در شكل (١١) ارائه شده‌اند. براي وضوح، فقط شبكه‌بندي نازل ١ به تصوير در آمده است.

در شكل (١٢) تغييرات نسبت فشار $\left(P/P_{0in} \right)$ در امتداد محوري نازل ١ و بر روي سطوح فشار، مكش و خط مياني گذرگاه پره‌هاي توربين، حاصل از تحقيق حاضر رسم شده است. در امتداد شيپوره از (X=0) تا انتهاي آن (X=0.065 m)، نرخ انبساط به آهستگي صورت گرفته اما تغييرات فشار در گذرگاه پره‌هاي توربين (X>0.075 m)، به شدت افزايش يافته است.

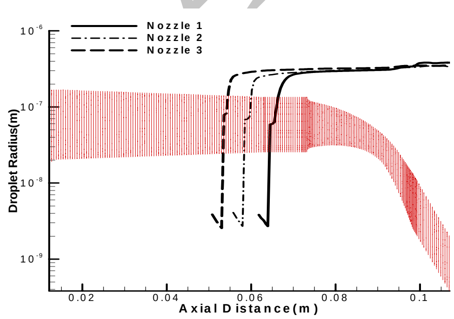
در شكل (١٣) اندازه شعاع قطرات در امتداد خط مياني در جريان گذر صوتي، مغشوش و چگالشي بخار در نازل‌هاي ٣،٢،١ به همراه گذرگاه پره‌هاي توربين منسوب به باختر نشان داده شده است. از آنجا كه با افزايش شيب نازل (زاويه واگرايي) نرخ انبساط افزايش مي‌يابد؛ بنابراين در نازل‌هاي با شيب بيشتر شرايط وقوع جوانه‌زايي بحراني زودتر حاصل شده است. همان‌طوري كه در شكل مشخص است با استفاده از نازل ٣ جوانه‌زايي در محل X=0.053 m ، با نازل ٢ در محل X=0.058 m و با نازل ١ جوانه‌زايي در محل X=0.065 m اتفاق افتاده است.



شكل (١١): هندسه نازل ١ با شيب ٥% ، نازل ٢ با شيب ٦%، نازل ٣ با شيب ٧% به همراه هندسه گذرگاه پره‌هاي منسوب به تحقيقات باختر به همراه شبكه‌بندي ايجاد شده روي كل حوزه حل

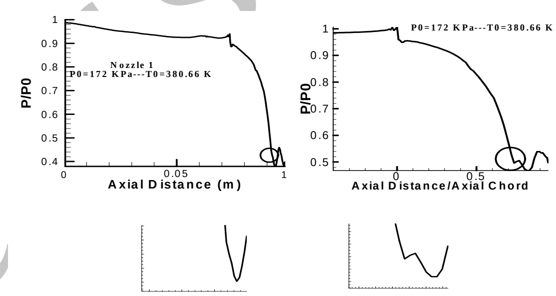


شكل (١٢): توزيع فشار تئوري در امتداد محوري نازل ١ و بر روي سطوح فشار، مكش و خط مياني گذرگاه پره‌هاي توربين براي جريان گذر صوتي مغشوش و چگالشي بخار (تحقيق حاضر)



شكل (١٣): اندازه شعاع قطره در امتداد محوري نازل‌هاي ٣،٢،١ و بر روي خط مياني گذرگاه پره‌هاي توربين براي جريان گذر صوتي، مغشوش و چگالشي بخار (تحقيق حاضر)

در شکل (١٤) توزيع فشار در سطح مکش پره توربين در دو وضعيت با وجود قطرات ورودي توسط نازل و بدون وجود قطرات (حالت عادي) مقايسه شده است. در عمل طبقات انتهايي توربين با قطرات ورودي ناشي از چگالش بخار در طبقات بالا روبرو مي‌شوند که هدف از اين کار مدل‌سازي و پيش‌بيني اثر اين قطرات برالگوي جريان بوده است. وجود قطرات ورودي، سطح کافي در اختيار بخار فوق‌سرد قرار ميدهد به طوري که چگالش به تدريج بر روي سطح قطرات موجود انجام مي‌شود و بنابراين گرماي نهان چگالش نيز به‌تدريج به جريان منتقل مي‌شود در اين حالت، افزايش ناگهاني فشار (شوک چگالشي) را نخواهيم داشت. اما در نبود پاشش قطرات، جريان پس از عبور از خط ويلسون بطور ناگهاني گرماي نهان خود را به بخار اطراف مي‌دهد که همراه با شوك چگالش خواهد بود؛ بنابراين با توجه به شکل (١٤) افزايش فشار ناشي از شوك ميعان در جريان همراه با پاشش قطرات ورودي، ديده نمي‌شود و تغييرات فشار نسبت به حالت بدون پاشش هموارتر است.



با حضور قطرات ورودي بدون حضور قطرات ورودي

شکل (١۴): مقايسه توزيع فشار تئوري در سطح مکش پره توربين در دو وضعيت: با استقرار نازل بالادست (حضور قطرات ورودي) و بدون نازل بالادست (بدون حضور قطرات ورودي) براي جريان مغشوش و چگالشي بخار (تحقيق حاضر)

١١- نتيجه‌گيري

با توجه به نتايج مدل تدوين شده براي پيش‌بيني رفتار جريان لزج و چگالشي بخار ضمن استفاده از مدل توربولانسي بالدوين لوماکس، در شيپوره C منسوب به مور و پره توربين منسوب به تحقيقات باختر، توزيع فشار در امتداد محور طولي و نيز شعاع قطرات در انتهاي هر دو هندسه با داده‌هاي تجربي مقايسه شده که به واسطه اعمال لزجت و توربولانسي، برابري مطلوب‌تري بين نتايج عددي و داده‌هاي تجربي در مقايسه با حل‌هاي غير لزج حاصل شده است؛ در ادامه پس از اعتبار سنجي طرح عددي تدوين شده، به‌صورت تئوري اقدام به استفاده از شيپوره همگرا در ورودي به يك کسکيد از پره‌هاي توربين شده است. همان‌طور که در نمودارهاي ارائه شده مشخص است، با استفاده از يک شيپوره مناسب قبل از کسکيد موردنظر، قطرات مايع در جريان بخار ايجاد شده که سطح کافي براي عمل چگالش را براي بخار فوق‌سرد پديد آورده است، بدين ترتيب شوك چگالش از جريان حذف شده که در نتيجه تلفات آئروديناميکي و ترموديناميکي ضعيف مي‌شوند.

در ضمن همان‌گونه که گزارش شد، طرح موجود از جنبه‌هاي مختلف قابليت پيش‌بيني جريان لزج و چگالشي بخار را دارد و مي‌توان آن را ابزاري مفيد براي طراحي صحيح و نيز تحليل گذرگاه پره‌هاي توربين بخار به جهت پيش‌بيني تلفات آئروديناميکي و ترموديناميکي ناشي از شوک چگالش به‌حساب آورد.

١٢- فهرست علائم

A	سطح المان
c	گرماي ويژه
e	انرژي داخلي
ΔG	تغييرات انرژي گيبس
h	آنتالپي
J	نرخ تشکيل قطرات بر واحد حجم
k	ضريب هدايت حرارتي بخار
K	ثابت بولتزمن
Kn	عدد ندسن (نسبت مسير پويش آزاد مولکول‌هاي بخار به قطر قطره)
L	گرماي نهان چگالش
m_r	جرم يك قطره
n_g	کلاستر شامل g مولکول
n_1	کلاستر شامل ١ مولکول
N	تعداد مولکول‌ها بر واحد جرم بخار
M	جرم يک مولکول آب
$\bar{l}$	مسير پويش آزاد مولکول‌هاي بخار
P	فشار
$P_S(T_G)$	فشار اشباع در دماي T_G
q_c	ضريب چگالش(کسري از مولکول‌هاي برخورد کننده بخار به سطح يک قطره که چگاليده مي‌شوند.)
R	ثابت گاز
S_c	عدد اشميت ($S_c = \mu_G / \rho_G D$ که D ضريب نفوذ بخار است.)

شعاع قطره r
دما T
دماي اشباع در فشار P $T_S(P)$
درجه فوق سردي $[T_s(P)-T_G]$ ΔT
زمان t
سرعت در امتداد محور x u
حجم مخصوص - سرعت در امتداد محورy v
کسر رطوبت w

علائم يوناني

ضريب انتقال حرارت جابجايي براي بخار α_r
لزجت بخار μ_G
لزجت موثر بخار μ_{eff}
چگالي مخلوط مايع و بخار ρ
ضريب هدايت حرارتي قطره λ
ضريب کشش سطحي بخار σ
چگالي بخار اشباع در دماي T_L مجـاور قطـره‌اي به شعاع r $\rho_s(T_L,r)$

۱۳- مراجع

[۱] F. Bakhtar, M.T. Mohammadi Tochai, "An investigation of Two dimensional flows of nucleating and wet steam by the time - marching method" INT. J. Heat and Fluid Flow, Vol.2. No.1, pp. 5-18, (1980).

[۲] F. Bakhtar, M.R. Mahpeykar, K.K. Abbas,"An investigation of nucleating flows of steam in a cascade of turbine balding-Theoretical treatment" Transactions of ASME Vol.117, pp. 138-144, (1995).

[۳] A.J. White, J.B. Young, P.T. Walters, "Experimental validation of condensing flow theory for a stationary cascade of steam turbine blades", Proc. Royal Soc., A, 354, 59-80, (1996).

[۴] M.R. Mahpeykar, A. R. Teymourtash , "An investigation of 2D-2phase flow of steam in a cascade of turbine blading by the time marching Method." Amir Kabir University ,Vol. 14 , No 56 , pp.254-269,

[۵] M.J. Kermani , A.G. Gerber, "A general formula for the evaluation of thermodynamic and aerodynamic losses in nucleating steam flow." International Journal of Heat and Mass Transfer 46, pp. 3265–3278, (2003).

[۶] S.Yamamoto, "Computation of practical flow problems with release of latent heat", Energy, 30 197–208 (2005).

[۷] A.R. Avetissian a, G.A. Philippov a, L.I. Zaichik ,"Effects of turbulence and inlet moisture on two-phase spontaneously condensing flows in transonic nozzles." International Journal of Heat and Mass Transfer 51, 4195–4203(2008).

[۸] A. R. Teymourtash ,J. Abolfazli Esfahani, S.A. Mousavi Shaegh," The effects of rate of expansion and injection of water droplets on the entropy generation of nucleating steam flow in a Laval nozzle ", Heat Mass Transfer, 45: pp.1185-1198, (2009).

[۹] J.E.McDonald," Homogeneous nucleation of water vapor condensation ", I.Thermodynamics aspects ", Am.J.Phys.30, pp.870-877, (1963).

[۱۰] W.G. Courtney, " Remarks on homogeneous nucleation" , J.chem.Phys,35,2249, (1961).

[۱۱] A. Kantrowitz, "Nucleation in very rapid vapour expansion", f.chem.Phys. 19, 1097, (1951).

[۱۲] G. Gyarmathy, "Bases for a theory for wet steam turbines", bull.No.6,Inst.for therm Turbomachines in fed.Tech.Univ.Zurich, (1964).

[۱۳] K. Zidi, "Spontaneous condensation in flowing high pressure steam", Ph. D thesis, Dep. Of Mechanical Eng. University of Birmingham, England, (1981).

[۱۴] W. Wagner, H. Joachim, Kretzschmar ,"International steam tables." Second edition, springer, ISBN 978-3-540-21419-9, (2008).

[۱۵] B.S. Baldwin, H. Lomax, , “Thin-layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows”, AIAA Paper 78-257, (1978).

[۱۶] W. Rodi," Simulation of turbulence in practical flow calculations", Proc. ECCOMAS 2000, Barcelona, (2000).

[۱۷] A.R. Teymourtash, M.R. Mahpekar, "A blade to blade inviscid transonic flow analysis of nucleating steam in a turbine cascade by the Jameson’s time-marching scheme using body fitted grid." ,Journal of school of engineering , Ferdowsi University of Mashhad , Vol.18,NO.1, (2006).

[۱۸] A. Jamson, W. Schmidt, E. Turkel," Numerical solutions of the Euler equations by finite volume methods using Runge-Kutta time-stepping schemes." AIAA 14th Fluid and Plasma Dynamics Conference,Palo Alto, California , pp.1-14, (1981).

[۱۹] M.J. Moore, P.T. Walters, R.I. Crane, B.J. Davidson, "Predicting the fog drop size in wet steam turbines", Institute of Mechanical Engineers (UK), Wet Steam 4 Conf., University of Warwick, paper C37/73, (1973).

۱٤- زيرنويس

نماد فاز بخار G
نماد فاز مايع L
نماد شرايط سکون 0
شعاع يك قطره r
نماد شرايط اشباع s
نماد مقادير بحراني $*$