

بررسی عددی تغییر طول و قدرت پتانسیل های غیر یکنواخت زتا در ریزمجراهای دارای انشعاب به وسیله جریان الکترواستاتیک

محمد رضا معاونیان^۱

کارشناسی ارشد

در این پژوهش، جریان در یک ریزمجرای چند راهه توسط یک روش عددی شبیه سازی و طول و قدرت پتانسیل غیر یکنواخت زتا در این مجراهای دارای انشعاب به وسیله جریان الکترواستاتیک بررسی شده است. در این جریان ها دو نوع میدان الکتریکی تعریف می شود، اولین میدان الکتریکی، میدان الکتریکی خارجی است که توسط بار موجود روی الکترودهای آند و کاتد ایجاد می شود و دومین میدان الکتریکی به سبب توزیع بار شبکه در دابل الکتریکی به وجود می آید. با اعمال نیروهای حجمی ناشی از میدانهای فوق در معادلات ممنتوم و گسسته سازی آنها همراه معادله پیوستگی حل می شوند. در ابتدا سعی شده جهت کنترل سیال داخل مجرا جریان میکروفلوئید توسط تغییر میدان الکتریکی داخل مجرا تغییر مسیر یابد. در گام بعد سعی شده یک گرفتگی موضعی در محل انشعابات شبیه سازی شود. اعمال گرفتگی به دو صورت بررسی قدرت گرفتگی و طول ناحیه گرفتگی در نظر گرفته شده است و سعی شده تا توسط تغییر میدان الکتریکی اثر گرفتگی در مجرا تا حد چشم گیری برطرف شود.

محمد حسن جوارشکیان^۲

دانشیار

واژه های راهنما: ریز مجرا، زتا پتانسیل غیر یکنواخت، جریان الکترواستاتیک، انشعاب

۱- مقدمه

بررسی در مورد ریزمجراها از سالها پیش در برخی از کشورها آغاز شده است، و زمینه های مختلفی از شبیه سازی و ساخت و بکارگیری از این ابزار مورد مطالعه قرار گرفته است. از این وسایل به منظور جداسازی و یا ترکیب نمونه های سیال میکروفلوئیدی استفاده می شود؛ از نمونه های کاربردی آن می توان به استفاده آنها در صنعت داروسازی جهت ساخت داروها با ترکیبات و غلظت مشخص اشاره نمود. در واقع جهت اطمینان از عملکرد دقیق سیستم، میکروپمپهایی با همین ابعاد به این وسایل اضافه می شوند. به عبارت دیگر پمپ های الکترواستاتیک با بخش های غیر متحرک می توانند به طور موثری سیال را به وسیله اعمال میدان الکتریکی خارجی در داخل ریزمجرا انتقال دهند. هنگامی که یک سطح نارسا در

^۱ m.moavenian10@yahoo.com

javareshkian@um.ac.ir

^۱ کارشناسی ارشد مهندسی مکانیک، موسسه آموزش عالی اقبال لاهوری، مشهد

^۲ نویسنده مسئول، دانشیار، گروه مهندسی مکانیک، دانشگاه فردوسی مشهد

تاریخ دریافت: ۹۲/۰۸/۲۰، تاریخ پذیرش: ۹۴/۰۱/۱۸

معرض یک محلول الکتروولت قرار می گیرد یک بار الکتریکی تولید می شود، سطح باردار یونهای محلول مجاور خود را تحت تاثیر قرار می دهد به طوری که بارهای ناهم نام سطح و محلول جذب یکدیگر می شوند. در نتیجه این فرآیند بارهای مخالف ناحیه وسیعی در نزدیک دیواره تشکیل می دهند که به نام لایه های دوپل الکتریکی (ای دی ال) معروفند. در حقیقت واکنش محلول یونیزه شده با بار استاتیکی روی سطح نارسا در دیواره ریزمجرا تشکیل لایه های دوپل الکتریکی را می دهد. لایه های دوپل الکتریکی خود شامل دو زیر لایه به نام های لایه استرن و لایه پخش می باشد، دسته یونهای نزدیک دیواره تشکیل لایه استرن را می دهند، این یونها داخل این لایه با نیروی قوی الکترواستاتیک به دیواره می چسبند و در نتیجه نزدیک دیواره ساکن می شوند. بلافاصله پس از این لایه، لایه پخش تشکیل می شود که در این لایه یونهای با چگالی متفاوت قرار دارند که از رابطه بولتزمن پیروی می کند.

پژوهشگران بسیاری به بررسی اثرات غیر یکنواختی پتانسیل های زتا پرداخته اند که به چند نمونه از آنها اشاره می کنیم. برلی [۱] در تحقیقش به شبکه های میکرو سیالانی در ریزمجراهای دارای انشعاب اشاره داشته و نرخ جریان سیال و جریان الکتریکی را در هر شاخه از شبکه به عنوان تابعی از پتانسیل الکتریکی کاربردی و گرادیانهای فشار مدل سازی کرده است. جباری مقدم [۲] دوره زمانی جریان الکترواستاتیک را در یک ریزمجرا بر اساس معادله خطی پواسون- بولتزمن مورد مطالعه قرار داده است، و به راه حل دقیقی از توزیع سرعت با استفاده از تابع گرین دست یافته است. لی و همکاران [۳] ویژگی های جریان الکترواستاتیک در ریزمجراهای استوانه ای را بررسی کرده اند. آنها به تاثیرات پتانسیل های غیر یکنواخت زتا بر روی پروفیل سرعت نیز اشاره ای داشته اند. در ادامه تحقیقاتشان به گردش جریان محلی با استفاده از الگوی ناهمگن از پتانسیل های زتا و یا ترکیبی از یک توزیع پتانسیل زتا ناهمگن و اختلاف فشار اعمال شده بر روی کانال پرداخته اند. اند و مپالیل [۴] به مطالعه جریان الکترواستاتیک در ریزمجراها پرداخته اند، و دیواره های کانال که دارای پتانسیل های غیر یکنواخت هستند را توسط اصلاح شیمیایی با یک پلیمر کاتیونی اصلاح کرده اند. همچنین به اعمال ولتاژ بر روی الکترودهای ورودی و کنترل تنش برشی یکنواخت اشاره ای داشته اند. میسرا و چاندرا [۵] یک جریان الکترواستاتی در یک ریزمجرای متخلخل که تحت عمل یک میدان الکتریکی متناوب قرار گرفته را بررسی نموده اند و به مشکل جریان الکترواستاتی در تغییر جریان و میدان الکتریکی اشاره ای داشته اند. ان جی و چن [۶] به مطالعه انتشار و پراکندگی هیدرودینامیک ناشی از جریان مداوم الکترواستاتی در شکاف یک ریزمجرا با تغییرات طولی گام زتا پتانسیل پرداخته اند. آنها پتانسیل های غیر یکنواخت زتا را به صورت دوره ای با مسیر های متناوب در دیواره های کانال قرار داده اند؛ و در حالت کلی مشکل ضریب پراکندگی را به صورت عددی حل نموده اند. پارک و لی [۷] به بررسی زبری دیواره ناشی از غیر یکنواختی پتانسیل های زتا پرداخته اند و سعی کرده اند تا رابطه ای برای پتانسیل های غیر یکنواخت دیواره بدست آورند. همچنین رابطه سرعت جریان با زبری دیواره را مورد بررسی قرار داده اند. ژوکوفسکی و همکاران [۸] یک کانال مستقیم با طول ثابت و زتا پتانسیل های متغیر را مورد بررسی قرار داده اند. آنها ترکیبی از جریان الکترواستاتیک و جریان فشار محور را از داخل یک کانال مستقیم عبور داده اند و تغییرات طولی پتانسیل زتا را بررسی کرده اند. آنها در نتیجه تحقیقاتشان توسط توزیع سرعت هیدرودینامیک، ارتفاع صفحه کانال برای یک حلال غیرالکتروولت مرتبط با توزیع طولی کانال را بدست آورده اند. همچنین افرادی

همچون ای و همکاران [۹]، بابایی و همکاران [۱۰]، چن و همکاران [۱۱]، داسا و همکاران [۱۲]، هادی گل و همکاران [۱۳]، جین و نانداسکیومار [۱۴]، کنگ و همکاران [۱۵]، میربزرگی و همکاران [۱۶، ۱۷]، نصرتی و همکاران [۱۸]، ساها و همکاران [۱۹]، سانچز و همکاران [۲۰]، یالسن و همکاران [۲۱]، یآوری و همکاران [۲۲]، به بررسی زتا پتانسیل های غیر یکنواخت در ریزمجراها پرداخته اند.

پژوهش های انجام شده نشان می دهد که اگر چه ویژگی اصلی پتانسیل های غیر یکنواخت زتا مرتبط با جریان الکترواستاتیک مورد بررسی قرار گرفته اند، اما تاکنون به بررسی پتانسیل های غیر یکنواخت زتا در ریزمجراهای دارای انشعاب که در محل انشعاب دچار خلل باشند پرداخته نشده است، و اثرات تغییرات طولی ناحیه غیر یکنواخت زتا بر روی میدان جریان بیان نشده است. همچنین در تحقیقات اشاره شده به عوامل موثر در تغییر مسیر حرکت سیال در داخل ریزمجراها اشاره ای نشده است. هدف از این تحقیق بررسی دو موضوع بسیار مهم در حوزه انتقال سیال میکروفلوئیدی در داخل مجموعه ریزمجرا است. اولین موضوع بررسی و مطالعه عبور جریان سیال در ناحیه غیر یکنواخت پتانسیل های زتا با دو طول متفاوت از دیواره کانال در محل انشعاب است، که در این بخش به ارائه راه حلی جهت همگون سازی میدان سرعت سیال در این ناحیه پرداخته شده است. موضوع دوم، بررسی و معرفی عوامل موثر در تغییر مسیر حرکت سیال در داخل ریزمجراها است.

۲- معادلات حاکم

در جریان الکترواستاتیک دو نوع میدان الکتریکی تعریف می شود. اولین میدان الکتریکی، میدان الکتریکی خارجی است که توسط بار موجود روی الکترودهای آند و کاتد ایجاد می شود. توزیع پتانسیل الکتریکی بین الکترودها با $\phi(x, y)$ و میدان الکتریکی حاصله با $-\nabla\phi$ نشان داده می شود. دومین میدان الکتریکی به سبب توزیع بار شبکه در EDL به وجود می آید، توزیع میدان الکتریکی در این ناحیه توسط $\psi(x, y)$ و میدان الکتریکی وابسته به آن توسط $-\nabla\psi$ نمایش داده می شوند. توزیع پتانسیل الکتریکی در این سیستم توسط معادله لاپلاس بیان می شود.

$$\frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial \bar{y}^2} = 0 \quad (1)$$

یادآوری می شود که میدان الکتریکی با قرارگیری الکترودهایی در ورودی و خروجی همه شاخه ها، و اعمال ولتاژ الکتریکی متفاوت بین آنها ایجاد می شود. در این معادله $\bar{x} = x/H$ ، $\bar{y} = y/H$ ، و همچنین $\bar{\phi} = (E_{ref} H)$ است. پتانسیل الکتریکی یونها در EDL مربوط به چگالی بار الکتریکی شبکه (ρ_e) از معادله (۲) بدست می آید.

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -\frac{\rho_e}{\epsilon_r \epsilon_0} \quad (2)$$

میزان میدان الکتریکی در بین کل مجموعه از رابطه (۳) بدست می آید.

$$E_{ref} = (\phi_1 - \phi_2)/(L + 2L_R) \quad (3)$$

در این معادله ϕ_1 و ϕ_2 پتانسیل های ورودی و خروجی کانال هستند و مقدار مشخصی دارا می باشند. اما به منظور بدست آوردن پتانسیل های الکتریکی (ψ) از معادله (۲) می بایست چگالی بار الکتریکی شبکه مقدار معلومی باشد لذا این مقدار را از رابطه (۴) بدست می آوریم.

$$\rho_e = (n^+ - n^-)e \quad (4)$$

در این معادله n^+ و n^- غلظت یونهای مثبت و منفی موجود در EDL هستند. اگر عبارات $(\bar{n})^+ = n^+/n_o$, $(\bar{n})^- = n^-/n_o$, $\bar{\rho}_e = \rho_e/(\zeta en_o)$ $\bar{\psi} = \psi/(k_b T/\zeta e)$ قرار دهیم به معادله (۵) خواهیم رسید.

$$\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial y^2} = -\frac{k^2 \bar{\rho}_e}{2} \quad (5)$$

در این معادله $n_o = CN_A$ عدد بالک مربوط به غلظت یونها در محلول الکترولیت و C غلظت مولار یونها است. ضریب $k = KH$ در معادله (۵) مربوط به پارامتر لایه های دابل الکتریکی است.

پارامتر $K = [2\zeta^2 e^2 n_o / \epsilon_r \epsilon_o k_b T]^{1/2}$ نشان دهنده مشخصه ضخامت EDL است و به نام پارامتر دبی هاگل^۱ معروف می باشد. در این رابطه T نشانگر دمای مطلق دیواره بر حسب درجه کلون است. به منظور دست یابی به چگالی بار شبکه نیازمند بدست آوردن توزیع غلظت های گونه هایی باردار یونی در محلول می باشیم که از معادلات (۶) و (۷) بدست می آیند.

$$\frac{\partial(un^+)}{\partial x} + \frac{\partial(vn^+)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D^+ \frac{\partial n^+}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D^+ \frac{\partial n^+}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[D^+ n^+ \left(\frac{\zeta e}{k_b T} \right) \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \right] + \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[D^+ n^+ \left(\frac{\zeta e}{k_b T} \right) \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) \right]$$

$$\frac{\partial(un^-)}{\partial x} + \frac{\partial(vn^-)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D^- \frac{\partial n^-}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D^- \frac{\partial n^-}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left[D^- n^- \left(\frac{\zeta e}{k_b T} \right) \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \right] - \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[D^- n^- \left(\frac{\zeta e}{k_b T} \right) \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) \right]$$

u و v اجزای سرعت در راستای x و y هستند. D^+ و D^- به ترتیب ضریب پخش یونهای مثبت و منفی محلول هستند. دو ترم اول سمت راست این معادلات مربوط به ترم پخش شدگی^۲ است که به جهت وجود گرادیان غلظت ایجاد شده است و دو ترم آخر، مربوط به ترم پخش شدگی به جهت وجود پتانسیل الکتریکی می باشد. شکل بی بعد شده معادلات به فرم زیر است.

¹ Debye-Huckel parameter

² Diffusion terms

$$\frac{\partial(un^+)}{\partial x} + \frac{\partial(vn^+)}{\partial y} = \frac{1}{\text{Re}Sc^+} \left\{ \frac{\partial^2 n^+}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n^+}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left[n^+ \left(A \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[n^+ \left(A \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) \right] \right\} \quad (8)$$

$$\frac{\partial(un^-)}{\partial x} + \frac{\partial(vn^-)}{\partial y} = \frac{1}{\text{Re}Sc^-} \left\{ \frac{\partial^2 n^-}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n^-}{\partial y^2} - \frac{\partial}{\partial x} \left[n^- \left(A \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial y} \left[n^- \left(A \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) \right] \right\} \quad (9)$$

در این معادلات $Sc^\pm = \mu / \rho D^\pm$ معرف عدد اشمیت، $\text{Re} = \rho U_{ref} H / \mu$ معرف عدد رینولدز و همچنین پارامتر $U_{ref} = -\varepsilon_r \varepsilon_o E_{ref} \xi / \mu$ مشخصه سرعت جریان الکترواسمتیک^۱ است. ρ چگالی سیال، μ ویسکوزیته دینامیکی و $A = E_{ref} H / (k_b T / \zeta e)$ پارامتر بی بعدی است که نشانگر نسبت ولتاژ اعمالی خارجی به ولتاژ ابتدایی است. این معادلات تابع شرایط مرزی بی بعد زیر هستند. در ورودی $n^+ = n^- = 1$ ، در خروجی $\partial(n^+) / \partial x = \partial(n^-) / \partial x = 0$ و در دیواره ها تعادل ترمودینامیکی موضعی بر اساس توزیع بولتزمن حاکم است. آنچنان که داریم، $n^+_{walls} = \exp(-\xi)$ ، $n^-_{walls} = \exp(\xi)$ ، جریان الکترواسمتیک به وسیله واکنش بین یونها موجود در EDL با اعمال یک میدان الکتریکی خارجی به وجود می آید. یونها با چگالی غیر صفر در این لایه به طرف الکتروود ناهم نام خود حرکت می کنند و سیال واسط بین خود را با خود می کشند. در میکروفلوئیدها میدان جریان سیال می تواند توسط معادله پیوستگی نیز مدل شود. در جریان الکترواسمتیک یک میدان الکتریکی خارجی به محلول الکترولیت متقارن^۲ اعمال می شود که تحت تأثیر بار استاتیکی موجود در دیواره کانال قرار می گیرند که در نتیجه آن نیروهای حجمی الکتریکی از معادله مومنوم بدست می آیند. در این مسئله سیال عامل خواص ثابت یک سیال نیوتنی را دارا می باشد. برای یک جریان الکترواسمتیک در حالت پایدار^۳ معادلات پیوستگی و مومنوم به صورت زیر است.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial(\rho uu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vu)}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - f_{gx} \quad (11)$$

$$\frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vv)}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - f_{gy} \quad (12)$$

نیروی حجمی الکتریکی که در معادلات (۱۱) و (۱۲) بر روی سیال عمل میکند به صورت معادله (۱۳) است.

$$f_{gx} = \rho_e \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \right), f_{gy} = \rho_e \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) \quad (13)$$

ϕ و ψ به ترتیب پتانسیل الکتریکی سازنده میدان الکتریکی در جهات x و y هستند. با استفاده از روابط ، $\bar{u} = u / U_{ref}$ ، $\bar{v} = v / U_{ref}$ ، $\bar{P} = P / \rho U_{ref}^2$ می توانیم معادلات مومنوم فوق را به صورت بی بعد بنویسیم.

¹ Electro Osmotic Flue (EOF)

^۲ ماده الکترولیت باردار یونی ای که تعداد یونها مثبت و منفی برابری داشته باشد.

³ Steady State

$$\frac{\partial(uu)}{\partial x} + \frac{\partial(vu)}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - B\rho_e \left(A \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \quad (14)$$

$$\frac{\partial(uu)}{\partial x} + \frac{\partial(vu)}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - B\rho_e \left(A \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) \quad (15)$$

B نسبت فشار یونی به فشار دینامیکی سیال است و همچنین یک پارامتر بی بعد به شمار می رود و از رابطه (۱۶) محاسبه می شود.

$$B = n_0 k_b T / \rho U_{ref}^2 \quad (16)$$

در ورودی و خروجی حوزه حل شرایط مرزی $\partial u / \partial x = 0$ ، $\partial^2 u / \partial x^2 = 0$ ، $v = 0$ همچنین بین ورودی و خروجی جریان سیال شرط $\partial P / \partial x = 0$ برقرار است. پتانسیل الکتریکی در جهت y است و با تغییرات x تغییر نمی کند در نتیجه $\partial \psi / \partial x = 0$ است. با قرار دادن این شرایط مرزی در معادله (۱۴) به معادله (۱۷) خواهیم رسید.

$$\frac{1}{\text{Re}} \frac{d^2 u}{dy^2} + A\rho_e \left(-\frac{d\phi}{dx} \right) = 0 \quad (17)$$

که در این معادله $E = -d\phi/dx = (\phi_1 - \phi_2)/(L + 2L_R)$ است. اگر عبارات $\rho U_{ref} H / \mu$ و $E_{ref} H / (k_b T / \zeta e)$ را به جای A و Re در معادله (۱۷) قرار دهیم خواهیم داشت.

$$\frac{d^2 u}{dy^2} = \text{Re} A\rho_e \left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{L + L_R} \right) = \frac{\rho U_{ref} H}{\mu} \frac{E_{ref} H}{\mu} \times (-E_{ref}) \quad (18)$$

با ساده سازی و انتگرال گیری از معادله فوق خواهیم داشت:

$$\frac{u}{U_{ref}} = 1 - \frac{\cosh \left[k \left(\frac{y}{H} - \frac{1}{2} \right) \right]}{\cosh \left(\frac{k}{2} \right)} \quad (19)$$

با استفاده از شرط عدم لغزش در دیواره ها داریم: $u_{walls} = 0$ ، $v_{walls} = 0$ پتانسیل الکتریکی در جهت x است و با تغییرات y تغییر نمی کند در نتیجه خواهیم داشت $\partial \phi / \partial y = 0$. اگر این شرایط مرزی را در معادله (۱۵) قرار دهیم خواهیم داشت:

$$-\frac{dp}{dy} + B\rho_e \left(-\frac{d\psi}{dy} \right) = 0 \quad (20)$$

در این گونه مسائل از معادلات و شبکه بولتزمن به طور گسترده ای استفاده می شود که در بخش گسسته سازی معادلات به آن خواهیم پرداخت. معادله پویزن بولتزمن^۱ به صورت زیر است [۱۷].

¹ Poisson-Boltzmann

$$\frac{d^2\psi}{dy^2} = k^2 \sinh(\psi) \quad (21)$$

با توجه به اینکه مقدار ψ در ریز مجراها خیلی کوچک است می توان $\psi \sim \sinh(\psi)$ فرض کرد پس خواهیم داشت:

$$\frac{d^2\psi}{dy^2} = k^2\psi \quad (22)$$

با ادغام و ساده سازی معادلات (۲۰) و (۲۲) رابطه فشار را به صورت زیر خواهیم داشت:

$$\frac{P}{P_{\max}} = \left[\frac{\cosh\left[k\left(\frac{y}{H} - \frac{1}{2}\right)\right]}{\cosh\left(\frac{k}{2}\right)} \right]^2 \quad (23)$$

که در این معادله $P_{\max} = \zeta^2 e^2 \xi^2 n_0 / (k_b T)$ تعریف می شود. از اینکه در معادله (۵) شرط مرزی $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0$ برقرار است می توان نتیجه گرفت که $\nabla^2 \psi = -k^2 \rho_e / 2$ است، بنابراین شرایط مرزی برای فشار به صورت زیر است.

$$\nabla^2 P = \frac{B\rho_e^2 k^2}{2} \quad (24)$$

در هر جایی از ریزمجرها به جز نواحی ورودی و خروجی کانال گرادیان فشار در جهت جریان مقدار ثابتی است یا به کندی تغییر می کند بنابراین معادله (۲۴) به صورت زیر ساده می شود.

$$-\frac{\partial^2 P}{\partial n^2} = \frac{B\rho_e^2 k^2}{2} \quad (25)$$

۲-۱- معادلات استوکس

معادلات جریان استوکس تقریباً شبیه معادلات ناویر استوکس است با این تفاوت که در آن فرض می کنیم که ترم $\rho u \cdot \nabla u$ صفر است. بنابراین رابطه جریانی با عدد رینولدز خیلی پایین و نیروهای اینرسی خیلی کوچک را توصیف می کند. بر خلاف معادلات ناویر استوکس معادلات استوکس از یک سیستم تقریباً خطی پیروی می کنند. معادلات استوکس به صورت زیر است:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} - \nabla \cdot [-pI + \zeta \nabla u + (\nabla u)^T] = F \quad (26)$$

$$\nabla \cdot u = 0 \quad (27)$$

این معادلات به صورت زیر گسسته می شود:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} \right) = -\rho g \nabla h - \nabla p + \mu \nabla^2 \vec{V} \quad (28)$$

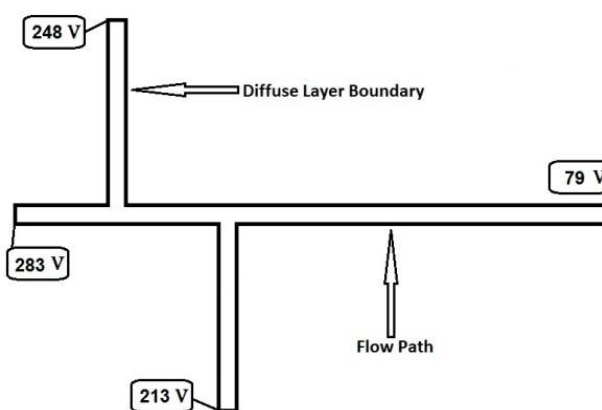
$$(\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = 0 \quad -\rho g \nabla h = f \quad (29)$$

$$\nabla p = f + \mu \nabla^2 \vec{v} \quad (30)$$

در این معادلات \vec{v} بردار سرعت و f فشار استاتیکی سیال است.

۳- شرح مدل

برای شبیه سازی جریان الکترواسمتیک در ریزمجرا می بایست مدل، با توزیع پتانسیل الکتریکی در محلول یونی ای که از داخل ریز تراشه می گذرد و همچنین با معادلات جریان سیال کوپل باشد. شکل (۱) هندسه ریز تراشه را نشان می دهد. پتانسیل های متفاوت بین بخشهای مختلف هندسه شکل اعمال می شوند که یک جریان در جهت عمودی یا افقی تولید می کنند که این نیز بستگی به جهت اعمال میدان الکتریکی دارد. مدل ریز تراشه از دو صفحه موازی به فاصله $2/5 \times 10^{-4}$ (mm) و طول $1/45 \times 10^{-2}$ (mm) روی شاخه افقی و عرض و طول به ترتیب $0/25 \times 10^{-3}$ (mm) و $5/35 \times 10^{-3}$ (mm) در شاخه های بالایی و پایینی تشکیل شده است.



شکل ۱- هندسه ریز تراشه

در این مدل ابتدا یک جریان ساده از راست به چپ در کانال افقی (کانال اصلی) ایجاد می کنیم. سپس درصدد این بر خواهیم آمد که بتوانیم جریانی را که به صورت مستقیم در کانال ایجاد کرده ایم را منحرف ساخته و از یکی از شاخه های فرعی (شاخه ی بالا یا پایین) خارج کنیم. در ادامه بر آن خواهیم شد تا یک گرفتگی در یکی از محل های انشعابات مجموعه ریزمجرا ایجاد کنیم و راه حلی جهت رفع این گرفتگی در کانال ارائه دهیم. سیال عامل آب به همراه نمک (NaCl) می باشد که خواص و شرایط آن در جدول (۱) آورده شده است.

۳- گسسته سازی معادلات

ثابت می گردد که روش شبکه بولتزمن بطور بالقوه قادر به حل معادله بولتزمن می باشد. معادله بولتزمن را در شکل کلی می توان بصورت زیر بیان نمود [۲۳]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} + F \frac{\partial f}{\partial v} = \Omega(f_1, f_2) \quad (31)$$

جدول ۱ - خواص سیال عامل

نماد	مقدار	توضیحات
P	$(10)^3 \text{ kg/m}^3$	چگالی سیال
H	$(10)^{-3} \text{ kg/(m}\cdot\text{s)}$	ویسکوزیته دینامیکی
Σ	0.11845 S/m	رسانایی الکتریکی
ϵ_r	۸۰/۲	گذردهی نسبی آب
ζ_0	0.1 V	پتانسیل زتا

در رابطه فوق $f(x, v, t)$ بیانگر تابع توزیع ذره ای با سرعت v در موقعیت x و زمان t می باشد. همچنین F نمایانگر نیروی خارجی می باشد. سمت راست معادله (۳۱) جمله برخورد نامیده شده که تغییر در تابع توزیع در نتیجه برخورد میان دو ذره را نشان می دهد و بصورت زیر ارائه گردیده است [۲۳]:

$$\Omega(f_1, f_2) = \iint_{R^3 S} |V \cdot n| (f_1' f_2' - f_1 f_2) dndv_1 \quad (32)$$

در این رابطه دو ذره قبل از برخورد با اعداد 1 و 2 و ذرات پس از برخورد با 1' و 2' مشخص گردیده اند و V سرعت نسبی ذره 2 (v_2) نسبت به ذره 1 (v_1) می باشد. همچنین، انتگرال روی فضای سه بعدی R^3 و نیم کره S انجام می پذیرد.

با توجه به پیچیده بودن جمله برخورد، حل تحلیلی معادله بولتزمن بدون استفاده از فرضیات ساده کننده غیر ممکن می باشد. به همین دلیل چندین مدل به منظور تقریب زدن این جمله پیشنهاد گردیده است. در این میان یکی از پرکاربردترین روابط، مدل پیشنهادی توسط بهاتناگار-گروس-کروک^۱ می باشد که به منظور خطی نمودن جمله برخورد ارائه گردیده است. جمله برخورد با استفاده از تقریب BGK بصورت زیر بیان می گردد [۲۳]:

$$\Omega(f_1, f_2) = -\frac{f - f^{eq}}{\zeta} \quad (33)$$

در رابطه فوق ζ زمان آسایش مدل و f^{eq} تابع توزیع تعادلی ذرات می باشد که از رابطه زیر قابل محاسبه می باشد [۲۳]:

$$f^{eq} = \frac{W}{(2\pi kT)^{3/2}} \exp\left[-\frac{Wu^2}{2kT}\right] \quad (34)$$

¹ Bahtnagar-Groos-Krook (BGK)

که در آن k ، W ، u و T به ترتیب ثابت بولتزمن، جرم مولکولی، سرعت متوسط حرارتی مولکول ها^۱ و دما می باشند. در نهایت معادله بولتزمن با استفاده از تقریب BGK و با صرف نظر از نیروهای خارجی بصورت زیر ساده می گردد [۲۳]:

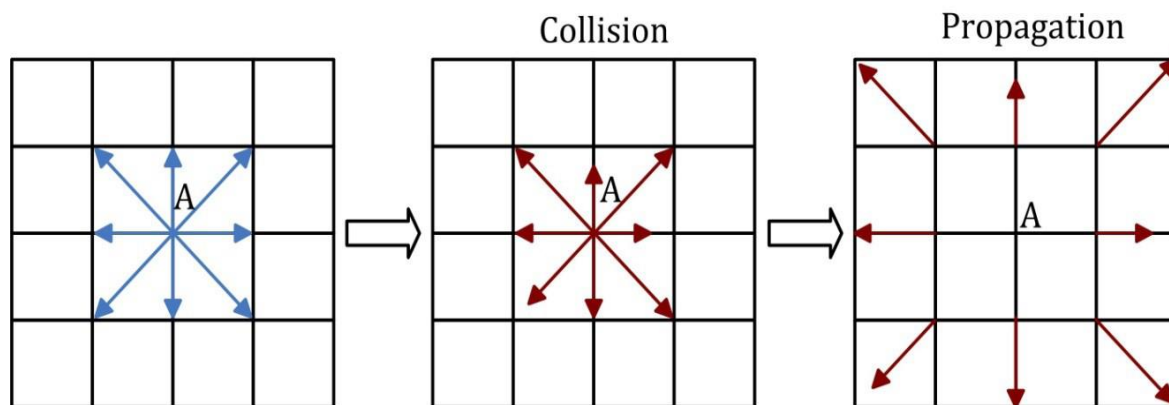
$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \nabla f = -\frac{f - f^{eq}}{\tau} \quad (35)$$

با محدود نمودن درجه آزادی حرکت ذرات در فضا، می توان به جای انتگرال گیری از معادله فوق، از سری های متناهی استفاده نمود. ایده اصلی این موضوع به روش شبکه گاز بر می گردد، که توسط فریش^۲ و همکاران [۲۴] معرفی شده است. در عمل معادله شبکه بولتزمن طی دو مرحله بصورت زیر حل می گردد:

$$\tilde{f}_i(x, t) = f_i(x, t) - \frac{1}{\tau} (f_i(x, t) - f_i^{eq}(x, t)) \quad \text{گام برخورد:}$$

$$f_i(x + e_i \delta x, t + \delta t) = \tilde{f}_i(x, t) \quad \text{گام انتشار:}$$

در این رابطه \tilde{f} تابع توزیع پس از برخورد^۳ را مشخص می نماید. همان گونه که مشاهده می گردد، مرحله برخورد فقط از داده های درون هر سلول استفاده می کند بطوری که در محاسبات این مرحله هیچگونه وابستگی به اطلاعات سلول های مجاور وجود ندارد. این امر باعث شده است که روش شبکه بولتزمن به عنوان روشی کارآمد در پردازش موازی و به منظور تحلیل جریان های پیچیده با حجم محاسباتی بالا معرفی و مورد استفاده قرار گیرد. در مرحله انتشار، توابع توزیع معلوم در جهت های مجاز حرکت ذره به گره های مجاور منتقل می گردد. شکل (۲) بطور شماتیک نحوه تغییرات توابع توزیع طی انجام دو مرحله فوق را نشان می دهد.



شکل ۲- نمایش برخورد و انتشار توابع توزیع. مرحله برخورد تنها درون گره A اتفاق می افتد سپس توابع توزیع به گره های مجاور منتقل می گردد [۸].

¹ Mean thermal velocity of molecules

² Frisch

³ Post collision distribution function

بطور کلی الگوریتم حل شبکه بولتزمن به دو روش می تواند ارائه گردد: روش برخورد- انتشار، در آن ابتدا مرحله برخورد انجام گرفته و سپس توابع توزیع پس از برخورد به گره های مجاور جابجا می شوند، و روش انتشار- برخورد، که عکس فرایند فوق می باشد. می توان نشان داد که هر دو روش نتیجه یکسانی در بر خواهد داشت و در کار حاضر از روش برخورد- انتشار استفاده گردیده است. لازم به ذکر است که در برخی موارد به ویژه در مسائل پیچیده می توان ترتیب زیربرنامه های ارائه شده را بنا بر شرایط مسئله مورد مطالعه تغییر داده و بهبود بخشید.

۳-۱- شرط مرزی دیوار

در حل معادلات ناویر- استوکس به روش حجم محدود، دیوارها از طریق اعمال شرط مرزی عدم لغزش مشخص می گردند. در روش شبکه بولتزمن برهم کنش بین ذره و مرز جامد به منظور ارضا نمودن شرط عدم لغزش توسط مدل عقب گرد صورت می پذیرد. در این روش فرض می گردد ذره با برخورد به دیوار در جهت معکوس به دامنه حل بازگردانده می شود.

۳-۲- شرط مرزی ورودی

در کار حاضر از شرط مرزی سرعت در ورودی استفاده گردیده است. برای این منظور، فرض می کنیم که سرعت در ورودی کانال دارای مقدار یکنواخت u_x می باشد. این شرط با به کارگیری روش پیشنهادی توسط زو و هی^۱ [۲۵] تحقق می یابد.

۳-۳- شرط مرزی خروجی

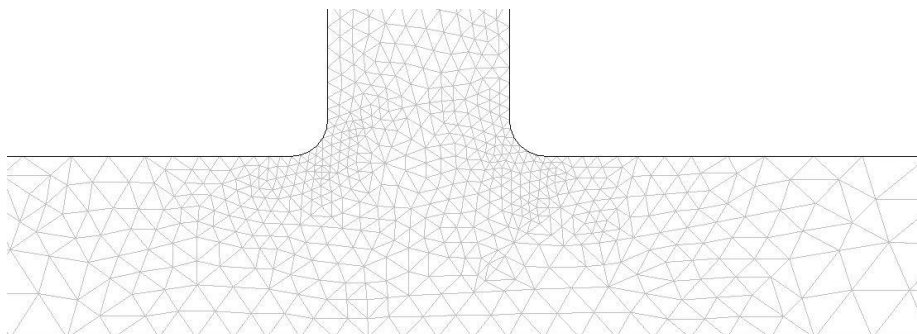
در خروجی از شرط مرزی جریان کاملا توسعه یافته^۲ استفاده گردیده است. در این روش مقدار سرعت در گره خروجی از مقدار آن در گره مجاور تخمین زده می شود.

۳-۴- استقلال از شبکه

یک شبکه به کار رفته در این مطالعه در شکل (۳) نشان داده شده است که در آن گره های ناحیه T شکل به هم فشرده شده اند. یک ضریب کیفیت گرهی به منظور سنجش نظم گره ها برای سیستم تعریف شده است. سه نقطه در اطراف ناحیه T شکل تعریف شده اند که با پنج شبکه بندی مختلف سرعت عبوری از آن نقاط که طبق شکل (۸) در مقاطع (۱)، (۲) و (۳) از کانال قرار دارند به منظور دست یابی به استقلال از شبکه بندی مقایسه می گردند. که نتایج آن به ترتیب در جداول (۲)، (۳) و (۴) آورده شده اند.

¹ Zou and He

² Fully developed



شکل ۳- یک شبکه به کار رفته در ریزمجرای چند راهه

مطالعه اثر تعداد نقاط شبکه بر روی نتایج مقدار سرعت نشان داد که $N_i \times N_j$ حداقل 3928×2217 باشد تا نتایج بدست آمده مستقل از تعداد گره ها باشد. N_i تعداد نقاط شبکه در جهت جریان و N_j تعداد نقاط شبکه در جهت عرضی است. در نتیجه استفاده از یک شبکه با تعداد نقاطی نزدیک به 3928×2217 برای $\xi = -0.1$ [mv] می تواند یک حل قابل قبول و مستقل از تعداد نقاط شبکه را فراهم نماید.

جدول ۲- مقایسه سرعت در نقطه $(4-e-1/25, 3-e-6/75) = A$ در مقطع (۱) با شبکه بندی های مختلف

$N_i \times N_j$	تعداد کل گره ها	سرعت مقطع (۱) (mm/s)	فاکتور حداقل کیفیت نظم شبکه	تعداد گره های مرزی
682×982	۸۲۳۷	۱/۰۱۲۹۴۴	۰/۶۹۸۳	۲۵۲
2217×3928	۲۹۲۲۸	۱/۰۱۴۸۳۲	۰/۶۹۸۳	۵۰۴
8361×1571	۱۰۹۵۰۸	۱/۰۱۴۸۱۸	۰/۶۳۷۹	۱۰۰۸
32433×62848	۴۲۳۲۶۰	۱/۰۱۴۸۳۲	۰/۵۹۶۶	۲۰۱۶
127713×251392	۱۶۶۳۵۳۲	۱/۰۱۴۸۴۱	۰/۵۷۵۲	۴۰۳۲

جدول ۳- مقایسه سرعت در نقطه $(4-e-1/25, 3-e-3/5) = B$ در مقطع (۲) با شبکه بندی های مختلف

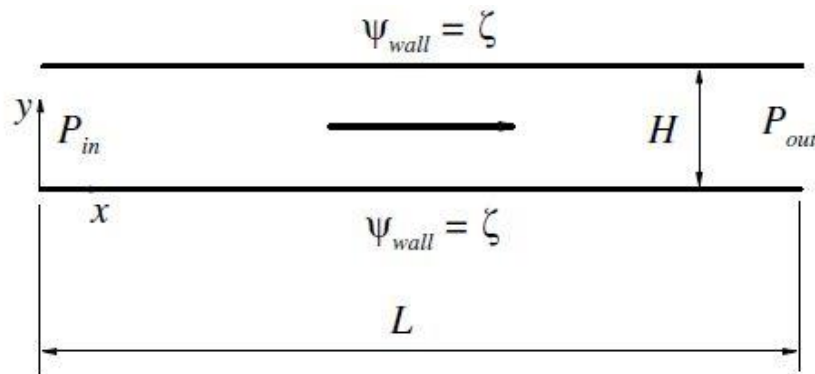
$N_i \times N_j$	تعداد کل گره ها	سرعت مقطع (۲) (mm/s)	فاکتور حداقل کیفیت نظم شبکه	تعداد گره های مرزی
682×982	۸۲۳۷	۰/۸۹۲۳۶۲	۰/۶۹۸۳	۲۵۲
2217×3928	۲۹۲۲۸	۰/۸۸۶۹۴۹	۰/۶۹۸۳	۵۰۴
8361×15712	۱۰۹۵۰۸	۰/۸۸۶۹۷۵	۰/۶۳۷۹	۱۰۰۸
32433×62848	۴۲۳۲۶۰	۰/۸۸۶۹۷۹	۰/۵۹۶۶	۲۰۱۶
127713×251392	۱۶۶۳۵۳۲	۰/۸۸۶۹۸۱	۰/۵۷۵۲	۴۰۳۲

جدول ۴ - مقایسه سرعت در نقطه $C = (5/125 e^{-3}, -1 e^{-3})$ در مقطع (۳) با شبکه بندی های مختلف

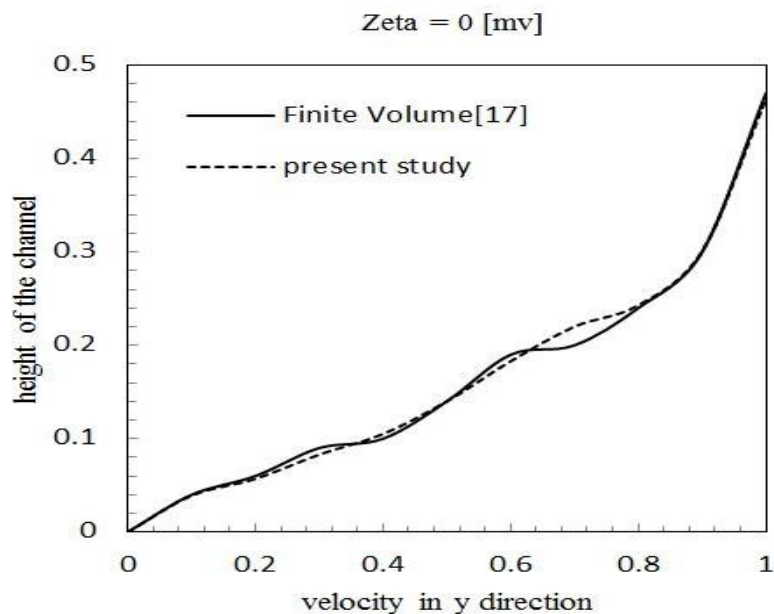
$N_i \times N_j$	تعداد کل گره ها	سرعت مقطع (۳) (mm/s)	فاکتور حداقل کیفیت نظم شبکه	تعداد گره های مرزی
682×982	۸۲۳۷	0.127918	0.6983	۲۵۲
2217×3928	۲۹۲۲۸	0.127830	0.6983	۵۰۴
8361×15712	۱۰۹۵۰۸	0.127841	0.6379	۱۰۰۸
32433×62848	۴۲۳۲۶۰	0.127853	0.5966	۲۰۱۶
127713×251392	۱۶۶۳۵۳۲	0.127860	0.5752	۴۰۳۲

۳-۵- اعتبارسنجی

به منظور اعتبارسنجی؛ یک ریز مجرای تخت به ارتفاع H و طول L و سیستم مختصات نشان داده شده در شکل (۴) مطابق مرجع [۱۷] در نظر گرفته می شود. فرض می شود که دیواره های ریزمجرای دارای بار الکترواستاتیکی مطابق بارسطحی $\psi_{wall} = \zeta$ هستند. سیال عامل با اعمال اختلاف فشار $P_{in} - P_{out}$ در جهت x درون ریزمجرای به حرکت در می آیند. در طرح مذکور در سطوح دیواره زتا پتانسیل های متفاوتی اعمال می شود و پروفیل سرعت نسبت به مقطع عرضی جریان نیز با روش حجم محدود بدست می آید. در دو دیواره ریزمجرای (دیواره بالا و دیواره پایین) زتا پتانسیل های غیر یکنواختی با سه قدرت مختلف مورد بررسی قرار گرفته اند. نتایج مقایسه روش حجم محدود با روش بولتزنم برای زتا پتانسیل های $0 [mv]$ ، $50 [mv]$ ، $-50 [mv]$ ، در شکل (۵) که به صورت بی بعد رسم شده است به جز در ناحیه سرعت 0.7 که به علت خطای محاسبات در حل مرتبه دوم معادلات بولتزنم به وجود آمده در سایر نقاط تطابق قابل قبولی مشاهده می شود. شکل های (۶) و (۷) نیز مقایسه روش بولتزنم و حجم محدود را برای زتا پتانسیل های غیر یکنواخت $50 [mv]$ و $-100 [mv]$ نشان می دهد.

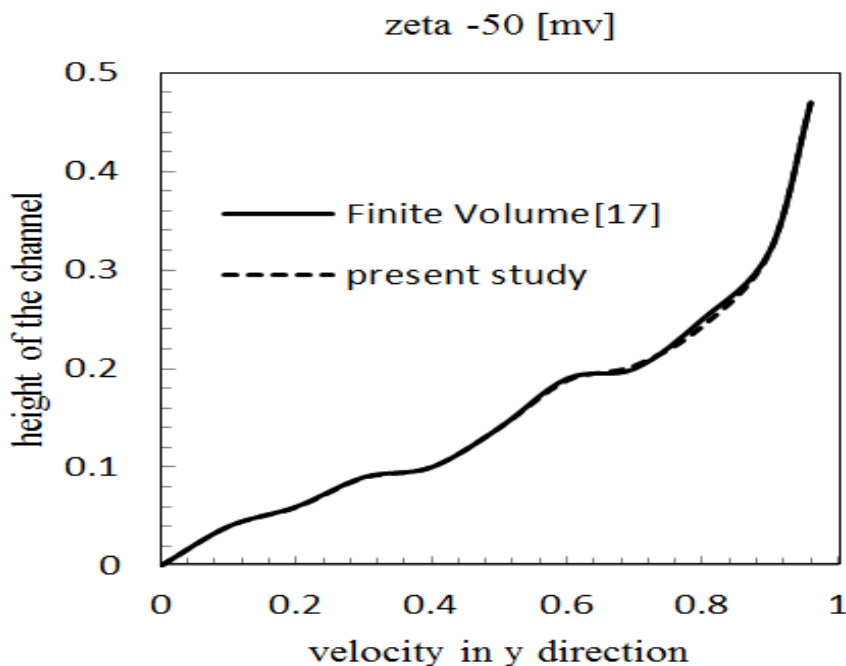


شکل ۴ - طرح واره هندسه جریان فشار - محرک در ریزمجرای تخت صفحه موازی

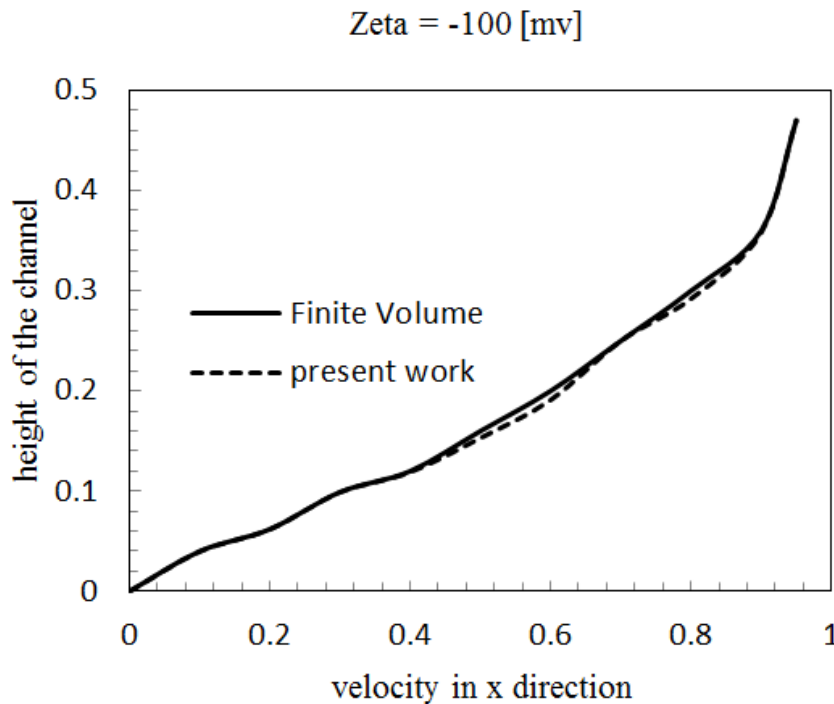


شکل ۵ - مقایسه زتا پتانسیل غیریکنواخت $\zeta = 0$ [mv] از روش حجم محدود با روش بولتزمن

لازم به ذکر است مدلی که اعتبارسنجی بوسیله آن در مرجع [۱۷] انجام شده است، به دو صورت جریان فشار محور و جریان الکترواستاتیک بوده که در ابتدا این دو جریان به صورت جداگانه حل شده اند و در پایان کار ترکیب این دو جریان مورد مطالعه قرار گرفته اند. با توجه به اینکه در این پژوهش صرفاً از جریان الکترواستاتیک استفاده شده است، لذا در بخش اعتبارسنجی از نتایج جریان الکترواستاتیک مرجع [۱۷] استفاده شده است.



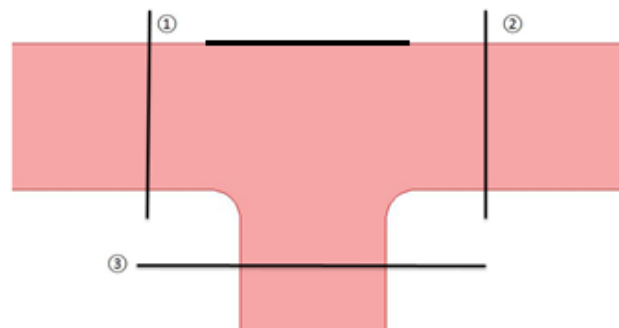
شکل ۶ - مقایسه زتا پتانسیل غیریکنواخت $\zeta = -50$ [mv] از روش حجم محدود با روش بولتزمن



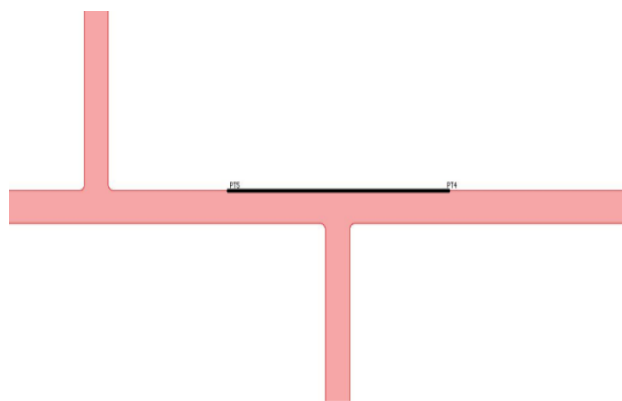
شکل ۷ - مقایسه زتا پتانسیل غیر یکنواخت $\xi = -100$ [mv] از روش حجم محدود با روش بولتزمن

۴ - نتایج و بحث ها

در مرحله نخست به منظور شبیه سازی یک پتانسیل غیر یکنواخت بر روی هندسه ریزمچرا ناحیه مشخص شده در شکل (۸) را با پتانسیل های زتا متفاوت مدل سازی می کنیم. بازه این تغییرات در محدوده $-0.1 \leq \xi \leq -1$ ولت می باشد. در مرحله دوم سعی شده تا میدان سرعت در ناحیه ای گسترش یافته تر از پتانسیل های غیر یکنواخت زتا مورد بررسی قرار گیرند، این امر در دو ناحیه با طول مختلف از پتانسیل های غیر یکنواخت زتا بررسی شده است که در شکل (۹) نشان داده شده است.

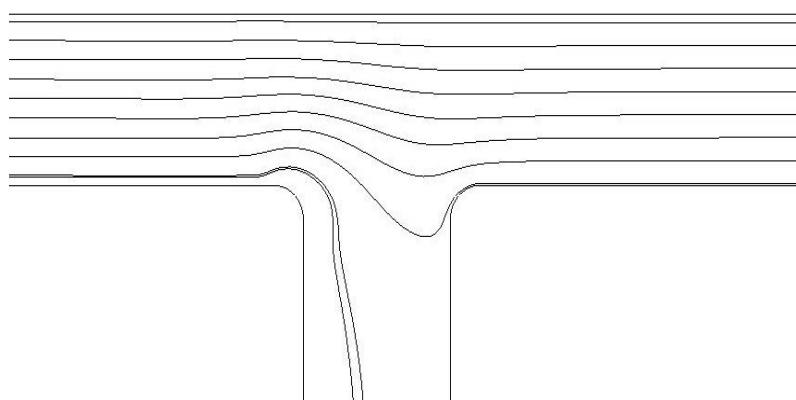


شکل ۸ - ناحیه با زتا پتانسیل غیر یکنواخت

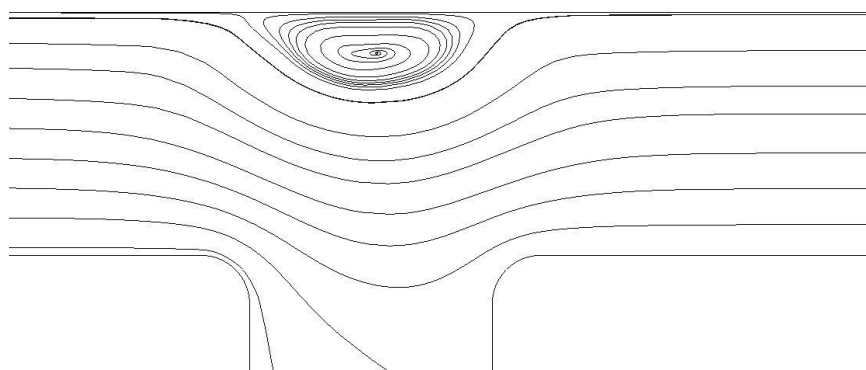


شکل ۹- ناحیه غیر یکنواخت پتانسیل های زتا به طول $(mm) 2/25 e-3$

هنگامی که جریان الکترواستاتیک از داخل ریزمجراهای میکرونی عبور می کند ذرات بیولوژیکی سیال گذرنده از این مجراها به دیواره کانال می چسبند و سبب غیر یکنواختی سطح توزیع بار الکتریکی در آن ناحیه می شوند. عواملی دیگر مانند وجود ناخالصی در ماده سازنده دیواره ریزمجرا، تولید ترک، انواع جذب سطحی دیواره و تغییرات پی اچ (PH) محلول را می توان به عنوان دلایل غیر یکنواختی پتانسیل های زتا در داخل ریزمجراها دانست. در نمونه ای که در شکل (۱) نشان داده شده است جریان ابتدا از سمت راست وارد مجرا می شود. اگر در ابتدا در شاخه های جریان گرفتگی وجود نداشته باشد خطوط جریان به صورت متوازن از مقطع سمت راست به مقطع سمت چپ گذر خواهند کرد (شکل ۱۰). اما اگر مقطع جریان دچار گرفتگی شود در ناحیه ناهمگون توازن عبور خطوط جریان برهم می خورد و گردابه هایی نزدیک دیواره بالایی (محل تشکیل اختلال) ایجاد می شود، که علت آن اختلاف پتانسیل های زتا بین مکان خلل و مکان های سالم است. این موضوع به خوبی در شکل (۱۱) نمایانگر می باشد.



شکل ۱۰- نمونه ریزمجرا بدون گرفتگی

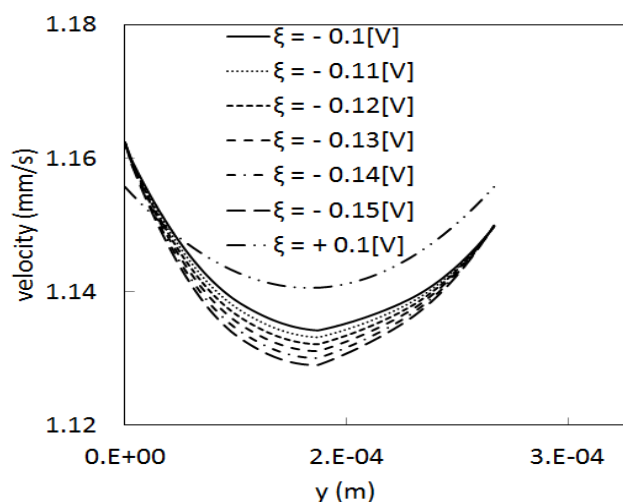


شکل ۱۱- گردابه تشکیل شده در محل خلل

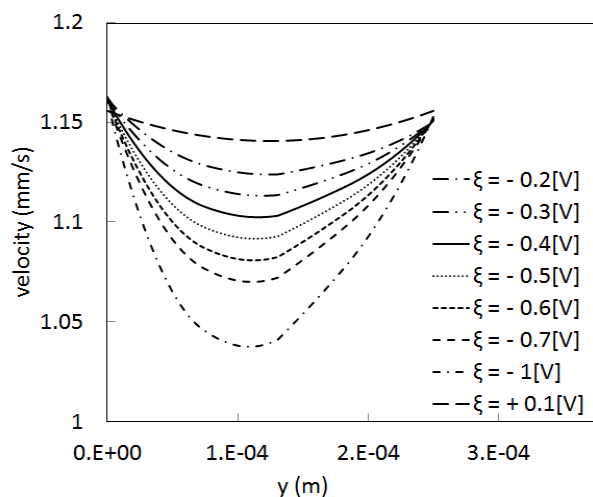
میزان انسداد کانال و همچنین تولید گردابه در کنار دیواره کانال به مقدار غیریکنواختی پتانسیل های زتا وابسته است. یک دیواره سالم در ریزمجرا می بایست برای عبور جریان الکترواستاتیک در داخل خود دارای پتانسیل زتای مثبت باشد، چنانچه گرفتگی در داخل ریزمجرا ایجاد شود و یا هر گونه آسیبی از قبیل شکستگی یا وجود ترک و یا تغییر شکل نامتوازی در شکل ریزمجرا به وجود آید پتانسیل های زتای منفی در محل خلل شکل می گیرند، این پتانسیل ها سبب بر هم خوردگی میدان سرعت و همچنین تغییر در میدان فشار در داخل ریزمجرا می شود که در پی آن میزان کنترل بر دبی خروجی از هر مقطع کانال بر هم می خورد و راندمان و دقت وسیله را کاهش می دهد. شکل‌های (۱۲) آ. تا (۱۲) د. تفاوت میدان سرعت در ریزمجرای سالم با ریزمجراهای دارای گرفتگی به ازای پتانسیل های متفاوت را نشان می دهند.

شکل (۱۱۲) به ازای زتاهای غیریکنواخت منفی روی محل مشخص شده در شکل (۸) است.

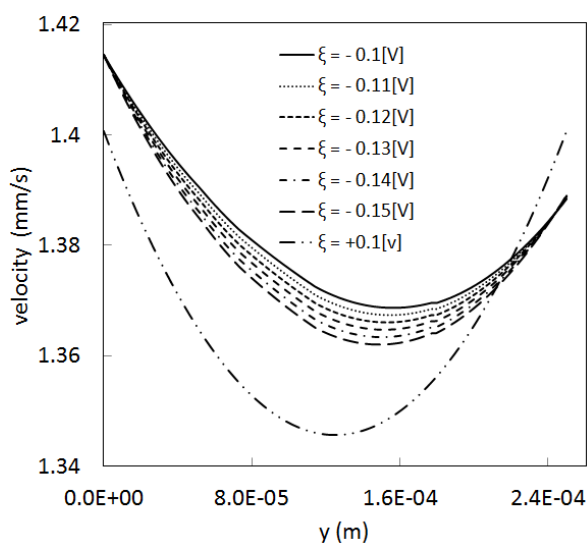
مقدار $(V) \xi = + 0.1$ به ازای ریزمجرای سالم رسم شده و زتاهای منفی میزان قدرت انسداد و یا عمق ترک در دیواره ریزمجرا را نشان می دهند. شکل (۱۲) ب) نیز همین موضوع را به ازای قدرت های بالاتر انسداد و یا عمق ترک در دیواره ریزمجرا نشان می دهد. شکل (۱۲) ث) و د تفاوت میدان سرعت در ریزمجرای سالم و ناسالم را به ازای زتاهای مختلف در شاخه سمت چپ را نشان می دهد.



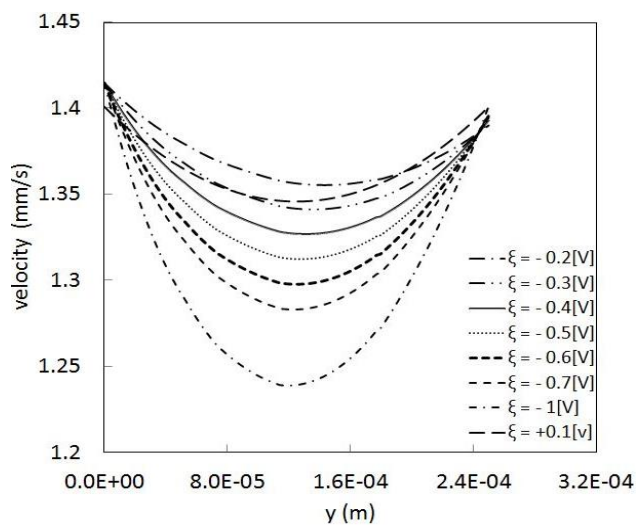
شکل ۱۲- آ - میدان سرعت در شاخه سمت راست به ازای زتا پتانسیل های منفی بیشتر از $(V) \xi = -0.2$



شکل ۱۲-ب - میدان سرعت در شاخه سمت راست به ازای زتا پتانسیل های منفی کمتر از (V) ۰/۲-



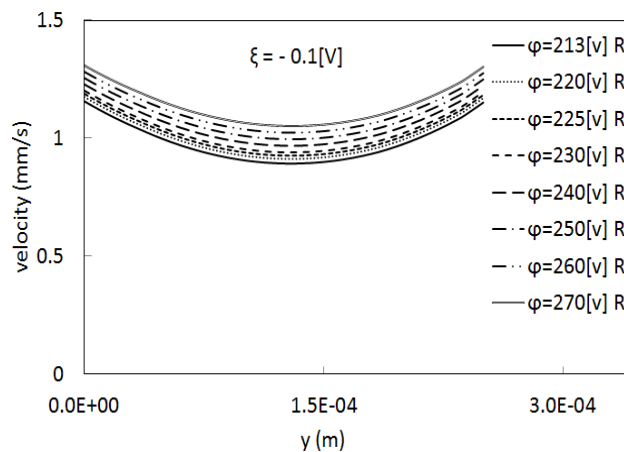
شکل ۱۲-ث - میدان سرعت در شاخه سمت چپ به ازای زتا پتانسیل های منفی بیشتر از (V) ۰/۲-



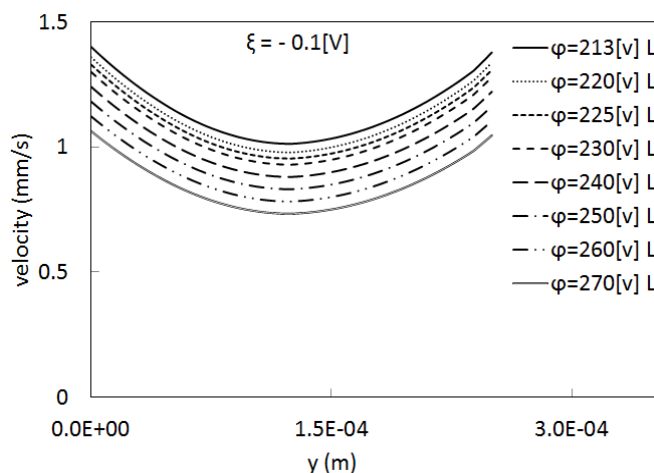
شکل ۱۲-د - میدان سرعت در شاخه سمت چپ به ازای زتا پتانسیل های منفی کمتر از (V) ۰/۲-

اما در گام دوم مسئله به بررسی نواحی بزرگتری از پتانسیل های غیر یکنواخت زتا می پردازیم. در این پژوهش دو نمونه از آنها آورده شده اند. شکل های (۱۳آ) تا (ث) به ترتیب تفاوت میدانهای سرعت در بخش های راست، چپ و پایین گردابه را به ازای مقادیر مختلف پتانسیل شاخه ی پایین و با میزان غیر یکنواختی ثابت پتانسیل های زتا نشان می دهد. همانطور که در شکل (۱۳آ) دیده می شود با افزایش پتانسیل شاخه پایین میدان سرعت افزایش پیدا می کند که این خود سبب آشفتهگی جریان در کانال می شود، و در پی آن کنترل دبی خروجی کانال غیر ممکن خواهد شد. شکل (۱۳ب) همین موضوع را در طرف چپ گردابه نشان می دهد. بر خلاف طرف راست گردابه، در این قسمت با افزایش پتانسیل شاخه پایین میدان سرعت کاهش می یابد، که این نشان دهنده چرخش راست گرد گردابه تشکیل شده در محل خلل می باشد سمت چپ گردابه سبب مکش جریان و طرف مقابل دهش جریان را به دنبال خواهد داشت که این امر توازن میدان سرعت در طرفین گردابه به شدت بر هم زده و عبور جریان را با مشکل رو به رو خواهد کرد. شکل (۱۳ث) میدان سرعت در پایین گردابه را نشان می دهد. همان طور که در شکل مشخص است ابتدا روند کاهشی میدان سرعت در این ناحیه را شاهد هستیم اما با گذشتن پتانسیل شاخه پایین از $\varphi = 230$ [V] شاهد افزایش میدان سرعت هستیم. علت این امر همان مکش و دهش گردابه تشکیل شده می باشد. هنگامی که با افزایش پتانسیل شاخه پایین مکش از سمت راست گردابه بیشتر می شود، هم زمان مکش سمت چپ گردابه کاهش می یابد، این اختلاف دبی از شاخه پایین خارج می شود و با افزایش پتانسیل شاخه ی پایین به طور پیوسته بر میدان سرعت این شاخه می افزاید.

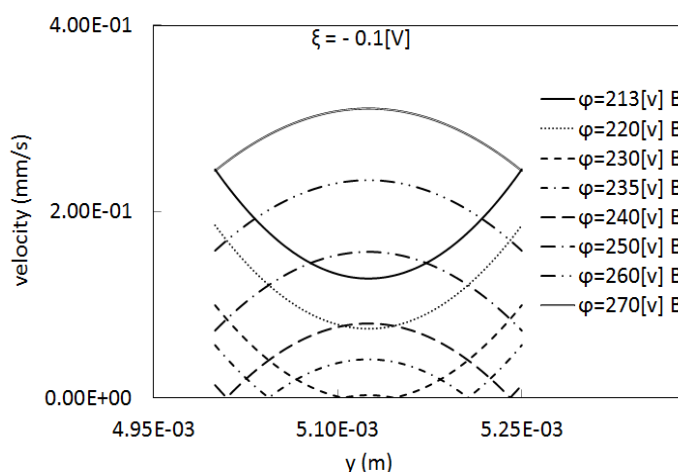
اشکال (۱۴آ) تا (ث) همین توصیفات را برای طول $(3 - 4/25 e - \text{mm})$ ناحیه غیریکنواخت زتا را نشان می دهد. همان طور که در کلیه اشکال مشخص است وجود خلل، میدان سرعت کانال را ناهمگون می کند و همین امر سبب اختلال در روند کارکرد این وسایل میکرونی می شود.



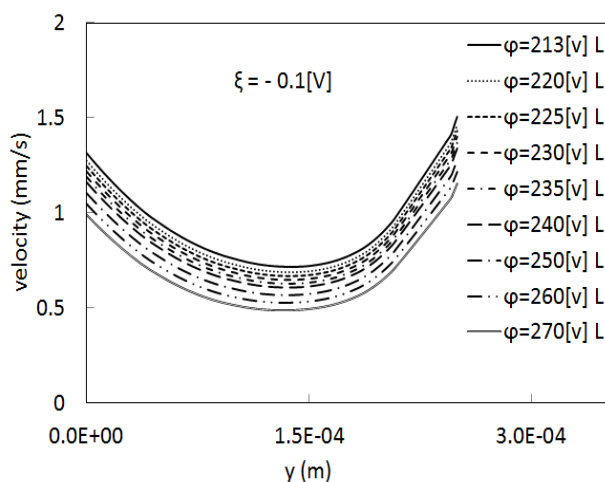
شکل ۱۳-آ - میدان سرعت در سمت راست گردابه در ناحیه ای از پتانسیل های غیریکنواخت زتا
 به طول $(3 - 4/25 e - \text{mm})$ برای پتانسیل های مختلف شاخه پایین



شکل ۱۳-ب- میدان سرعت در سمت چپ گردابه در ناحیه ای از پتانسیل های غیریکنواخت زتا به طول 3×10^{-3} (mm) برای پتانسیل های مختلف شاخه پایین

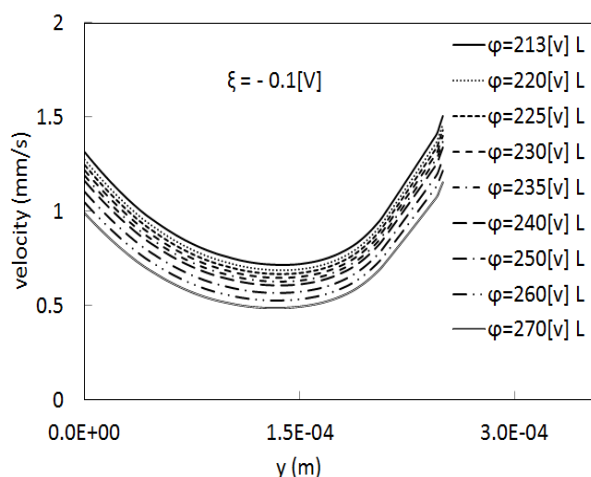


شکل ۱۳-ث- میدان سرعت در پایین گردابه در ناحیه ای از پتانسیل های غیریکنواخت زتا به طول 3×10^{-3} (mm) برای پتانسیل های مختلف شاخه پایین

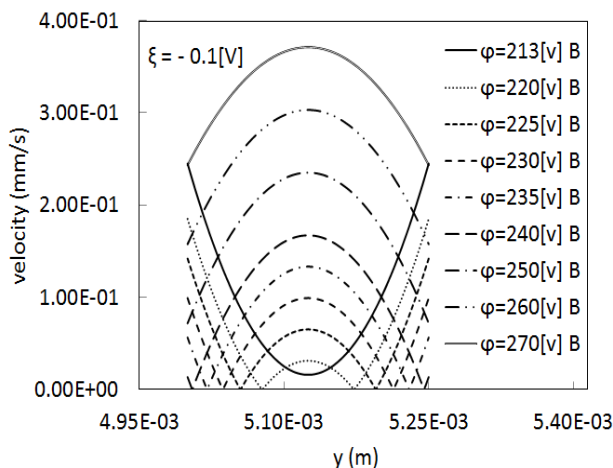


شکل ۱۴-آ- میدان سرعت در سمت راست گردابه در ناحیه ای از پتانسیل های غیریکنواخت زتا به طول 3×10^{-3} (mm) برای پتانسیل های مختلف شاخه پایین

در این تحقیق محل خلل با قدرت های گرفتگی متفاوت بررسی شده، هر چه میزان پتانسیل زتا که تماما منفی هستند از نظر قدر مطلق مقدار بزرگتری را به خود اختصاص دهند محل خلل با گرفتگی بیشتری همراه می باشد. در اینجا میزان خلل با ۱۳ نوع قدرت غیریکنواختی پتانسیل زتا مورد بررسی قرار گرفته است. در مرحله اول میزان غیریکنواختی از $0.1 [V]$ تا $0.15 [V]$ - مورد تحلیل قرار گرفته، و سپس قدرت های بالاتر یعنی مقادیر $0.2 [V]$ تا $1 [V]$ - مورد بررسی قرار گرفته اند.



شکل ۱۴-ب - میدان سرعت در سمت چپ گردابه در ناحیه ای از پتانسیل های غیریکنواخت زتا به طول $3 - 4/25 e - 3$ (mm) برای پتانسیل های مختلف شاخه پایین

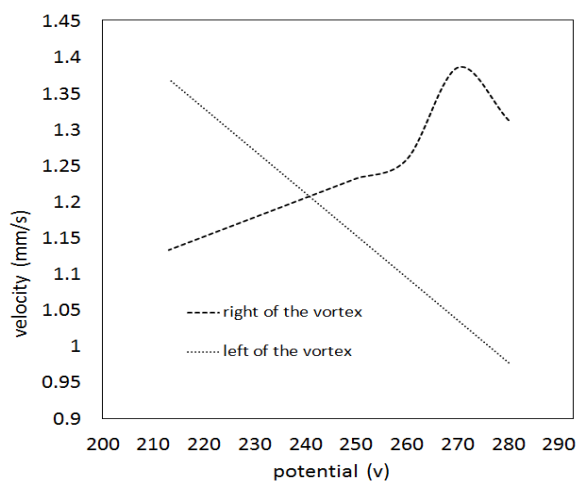


شکل ۱۴-ث - میدان سرعت در پایین گردابه در ناحیه ای از پتانسیل های غیریکنواخت زتا به طول $3 - 4/25 e - 3$ (mm) برای پتانسیل های مختلف شاخه پایین

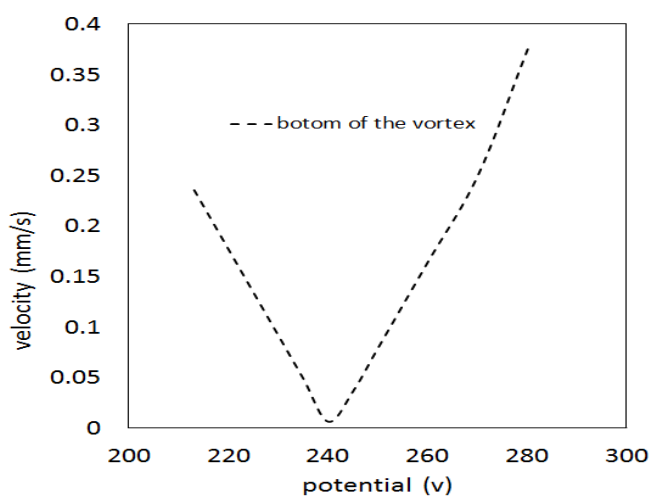
در بخش دوم دو طول ثابت از ناحیه غیر یکنواخت با زتا پتانسیل ثابت $0.1 [V]$ - در نظر گرفته شده و با تغییر پتانسیل شاخه پایین سعی شده تا میزان ناهمگونی میدان سرعت در طرفین گردابه رفع گردد. اما همانطور که قبلا گفته شد در اثر غیریکنواختی پتانسیل زتا در دیواره کانال میزان غیر یکنواختی در میدان سرعت در داخل ریزمجرا به وجود می آید، به طوری که گردابه ای در کنار محل خلل ظاهر می شود که

مقدار سرعت را در قبل و بعد از محل گرفتگی به میزان قابل توجهی تغییر می دهد که علاوه بر به وجود آوردن انقباض و انبساط های سیال سبب کاهش دقت کنترل میزان دبی عبوری از مقطع ریزمجرای می شود و در نتیجه راندمان دستگاه را به شدت کاهش داده و میزان دبی مطلوب از مقطع خروجی بدست نخواهد آمد. در این تحقیق سعی شده تا با تغییرات در پتانسیل های ورودی و خروجی کانال میزان تفاوت سرعت در قبل و بعد از ناحیه ناهمگون به حداقل میزان ممکن کاهش یابد تا میزان دبی عبوری از مقطع دارای گرفتگی قابل پیش بینی باشد و همچنین در محاسبات استفاده از این وسایل با میزان خطای بسیار کمتری مواجه شویم. هنگامی که با گرفتگی با زتا پتانسیلی به اندازه $0.1[V]$ - در محل مشخص شده در اتصال T شکل روبه رو می شویم، جریان از شاخه سمت راست وارد و از شاخه بالا خارج می شود. غیر یکنوختی پتانسیل زتا در محل اتصال T شکل بر روی خطوط میدان سرعت اثر گذاشته به طوری که با وجود مقدار $213 [V]$ پتانسیل در ورودی شاخه پایین، سرعت روی خط مرکزی کانال افقی در مقطع ۲ و ۱ به ترتیب برابر $1/133621 (mm/s)$ و $1/370488 (mm/s)$ است که این نشان دهنده مقدار $0.236846 (mm/s)$ مکش از شاخه پایین است. با رساندن تدریجی پتانسیل شاخه پایینی به $240 [V]$ شاهد کمترین مقدار اختلاف در مقدار سرعت طرف راست و چپ ناحیه ناهمگون خواهیم بود. همچنین در چنین پتانسیلی کمترین میزان مکش از شاخه پایینی را شاهد خواهیم بود. به طوری که سرعت در مقطع ۲ و ۱ ناحیه ناهمگون به ترتیب برابر $1/205997 (mm/s)$ ، $1/212175 (mm/s)$ و کمترین میزان مکش از شاخه پایینی به مقدار (mm/s) 0.06175 می باشد که بهبود چشمگیری در وضعیت میدان سرعت را مشاهده خواهیم کرد. شکل ۱۵ سرعت طرفین گردابه را نشان می دهد، در این شکل می توان به روشنی دید که سرعت مقطع ۲ و ۱ گردابه در پتانسیل $240 [V]$ به یکدیگر می رسند که سبب توازن در میدان سرعت در شاخه اصلی مجموعه می شود. همچنین شکل (۱۶) نشان می دهد که در این پتانسیل کمترین میزان مکش را خواهیم داشت که این موضوع به کنترل سرعت و پیش بینی دبی مطلوب کمک شایانی می کند. در ناحیه غیر یکنوختی به طول $(mm) 3 - 2/25 e$ زمانی که پتانسیل شاخه پایینی $213 [V]$ است سرعت مقطع ۲ $(mm/s) 0.892362$ و در مقطع ۱ $(mm/s) 0.12944$ است اما با اصلاح پتانسیل شاخه پایینی و رساندن آن به $229 [V]$ شاهد این خواهیم بود که سرعت در مقطع ۲ و ۱ به ترتیب برابر $(mm/s) 0.936936$ ، $(mm/s) 0.934446$ خواهد شد. برای طول $(mm) 3 - 4/25 e$ با پتانسیل $213 [V]$ در شاخه پایینی سرعت مقطع ۲ و ۱ به ترتیب $(mm/s) 0.628369$ ، $(mm/s) 0.719575$ خواهد بود ولی با افزایش این پتانسیل به $226 [V]$ شاهد این خواهیم بود که سرعت سمت راست گردابه $(mm/s) 0.66534$ و در طرف مقابل $(mm/s) 0.666483$ خواهد شد. جداول (۵) و (۶) سرعت های طرفین گردابه به ازاء پتانسیل های مختلف برای طول های $(mm) 3 - e$ و $(mm) 3 - 4/25 e$ را نشان می دهد.

در واقع افزایش پتانسیل های شاخه های کانال سبب کشیدگی جریان به سمت آن شاخه می شود، اگر و فقط اگر شاخه ی دارای افزایش پتانسیل جزو شاخه های اصلی جریان باشد. البته این را باید در نظر داشت که تنها عامل جذب جریان افزایش پتانسیل شاخه اصلی کانال نیست بلکه عامل اختلاف پتانسیل بهینه بین شاخه دارای تغییرات با شاخه ای که دارای بیشترین میزان پتانسیل در مجموعه وسیله می باشد نیز باید در نظر گرفته شود.



شکل ۱۵- سرعت به ازای پتانسیل های مختلف در طرفین گردابه برای ناحیه دارای خلل با قدرت (v) ۰/۲-



شکل ۱۶- سرعت به ازای پتانسیل های مختلف در پایین گردابه برای ناحیه دارای خلل با قدرت (v) ۰/۱-

جدول ۵- سرعت های طرفین گردابه به ازاء پتانسیل های مختلف شاخه پایین برای طول (mm) $3 - 2/25 e$ با غیر یکنواختی ثابت [v] ۰/۱-

پتانسیل شاخه پایین [v]	سرعت مقطع ۱ (mm/s)	سرعت مقطع ۲ (mm/s)	سرعت مقطع ۳ (mm/s)
۲۷۰	۰/۷۳۳۲۹۶	۱/۰۵۱۱۵۷	۰/۳۱۰۲۹۷
۲۶۰	۰/۷۸۲۳۵۷	۱/۰۲۳۲۹۸	۰/۲۳۳۴۱۷
۲۵۰	۰/۸۳۱۴۱۸	۰/۹۹۵۴۳۹	۰/۱۵۶۵۳۷
۲۴۰	۰/۸۸۳۹۱۲	۰/۹۷۱۹۷۸	۰/۰۷۹۶۵۷
۲۳۵	۰/۹۰۸۴۸۹	۰/۹۵۸۰۳۵	۰/۰۴۱۲۱۸
۲۳۰	۰/۹۲۹۵۴	۰/۹۳۹۷۲۲	۰/۰۰۲۷۷۸
۲۲۹	۰/۹۳۴۴۴۶	۰/۹۳۶۹۳۶	۰/۰۰۴۹۱
۲۲۸	۰/۹۳۹۳۵۲	۰/۹۳۴۱۵	۰/۰۱۲۵۹۸
۲۲۷	۰/۹۴۴۲۵۹	۰/۹۳۱۳۶۴	۰/۰۰۲۰۲۸۶
۲۲۵	۰/۹۵۴۰۷۱	۰/۹۲۵۷۹۲	۰/۰۰۳۵۶۶۲
۲۲۰	۰/۹۷۸۶۰۱	۰/۹۱۱۸۶۳	۰/۰۰۷۴۱۰۲
۲۱۳	۱/۰۱۲۹۴۴	۰/۸۹۲۳۶۲	۰/۱۲۷۹۱۸

اگر پتانسیل های چهار شاخه کانال را طوری تنظیم کنیم شکل (۱) که جریان از سمت راست وارد مجموعه شود و به طور مستقیم در شاخه اصلی کانال از سمت چپ خارج شود، جریانی متعادل خواهیم داشت که سرعتی تقریباً برابر صفر در شاخه های جانبی کانال خواهیم داشت. برای چنین حالتی چینه پتانسیل های شاخه های بالا، پایین، چپ و راست به ترتیب برابر $[v]$ ۲۴۸، $[v]$ ۲۱۳، $[v]$ ۲۸۳ و $[v]$ ۷۹ خواهد بود. چنانچه بخواهیم جریانی از سمت راست به بالا داشته باشیم طبق آنچه که گفته شد می بایست بیشترین میزان پتانسیل در مجموعه مربوط به شاخه بالا باشد. با افزایش تدریجی پتانسیل این شاخه سرعت در شاخه بالا افزایش می یابد اما با عبور مقدار پتانسیل شاخه بالا از $[v]$ ۲۸۳ هنوز سرعت شاخه سمت چپ بیشتر از شاخه بالاست که این نشان می دهد تنها عامل کشش جریان داشتن بیشترین میزان پتانسیل در کل مجموعه نیست. با رساندن تدریجی پتانسیل شاخه بالایی به $[v]$ ۳۱۸ به جایی می رسیم که از آن به بعد شاهد افزایش سرعت در شاخه بالایی هستیم. اختلاف این پتانسیل با $[v]$ ۲۸۳ میزان اختلاف پتانسیل بهینه در کانال معرفی می شود. پس در کنترل جریان در انشعابات دو عامل موثرند: ۱- بیشینه شدن پتانسیل شاخه مورد نظر ۲- اختلاف پتانسیل بهینه دو انشعاب دارای بیشترین میزان پتانسیل.

جدول ۶- سرعت های طرفین گردابه به ازاء پتانسیل های مختلف شاخه پایین برای طول (mm) $e - 3 \times 4/25$ با غیر یکنواختی ثابت $[v]$ ۰/۱ -

پتانسیل شاخه پایین $[v]$	سرعت مقطع ۱ (mm/s)	سرعت مقطع ۲ (mm/s)	سرعت مقطع ۳ (mm/s)
۲۷۰	۰/۴۸۷۷۴۴	۰/۷۹۰۴۷۱	۰/۳۷۱۱۶۶
۲۶۰	۰/۵۲۸۱۹	۰/۷۶۲۰۳۲	۰/۳۰۳۲۱۲
۲۵۰	۰/۵۶۸۷۵۷	۰/۷۳۳۵۹۳	۰/۲۳۵۲۵۷
۲۴۰	۰/۶۰۹۴۲۲	۰/۷۰۵۱۵۴	۰/۱۶۷۳۰۳
۲۳۵	۰/۶۲۹۷۸۵	۰/۶۹۰۹۳۵	۰/۱۳۳۳۲۵
۲۳۰	۰/۶۵۰۱۶۶	۰/۶۷۶۷۱۶	۰/۰۹۹۳۴۸
۲۲۹	۰/۶۵۴۲۴۴	۰/۶۷۳۸۷۲	۰/۰۹۲۵۵۲
۲۲۸	۰/۶۵۸۳۲۳	۰/۶۷۱۰۲۸	۰/۰۸۵۷۵۷
۲۲۷	۰/۶۶۲۴۰۳	۰/۶۶۸۱۸۴	۰/۰۷۸۹۶۱
۲۲۶	۰/۶۶۶۴۸۳	۰/۶۶۵۳۴	۰/۰۷۲۱۶۶
۲۲۵	۰/۶۷۰۵۶۳	۰/۶۶۲۴۹۶	۰/۰۶۵۳۷۱
۲۲۰	۰/۶۹۰۹۷۵	۰/۶۴۸۲۷۷	۰/۰۳۱۳۹۳
۲۱۳	۰/۷۱۹۵۷۵	۰/۶۲۸۳۶۹	۰/۰۱۶۱۷۵

موضوع دیگر مورد بحث این است که در شاخه های فرعی، با افزایش میزان پتانسیل عمل دهنش در این شاخه ها افزایش می یابد و درست عملکردی عکس شاخه های اصلی کانال دارد. علت این امر هم این است که پتانسیل شاخه ای که جریان از آن خارج می شود آنقدر بزرگ است که کنترل تمام شاخه ها را به خوبی در دست دارد، چنانچه اختلاف پتانسیل شاخه ای که جریان از آن خارج می شود با شاخه فرعی مقدار قابل

توجهی باشد(بستگی به میزان پتانسیل شاخه خروجی و همچنین پتانسیل دیگر شاخه ها دارد) جریان در شاخه فرعی بسیار ناچیز خواهد بود، چون میدان الکتریکی خروجی تولید شده در کانال در مقایسه با میدان الکتریکی شاخه های فرعی بزرگتر است. ولی اگر پتانسیل شاخه های فرعی با پتانسیل شاخه خروجی اختلافشان دائما در حال کاهش باشد میدانهای ضعیف تر در صدد تقویت میدان اصلی کانال بر خواهند آمد، و باعث تزریق جریان به کانال اصلی مجموعه می شوند علت این موضوع را این طور می توان بیان کرد که چون میدانهای شاخه های فرعی هم سو با میدان اصلی کانال هستند خاصیت تقویت در میدان اصلی به وجود می آید و باعث دهش سیال از شاخه های فرعی به کانال اصلی که با میدان اصلی کنترل می شود خواهد شد.

۵- نتیجه گیری

در این تحقیق سعی شد تا با شبیه سازی یک سیستم میکرونی دارای انشعاب مشکل گرفتگی این وسایل مورد بررسی قرار گیرد و راه حلی جهت همگون سازی میدان سرعت در ناحیه ناهمگون اطراف محل گرفتگی ارائه شود. معادلات استوکس برای عبور نمونه سیال در داخل ریز مجرا به طور عددی حل شدند. عوامل غیریکنواختی پتانسیل های زتا در دیواره ریزمجراها بررسی و چند نمونه از قدرتهای زتاپتانسیل های مختلف در محل خلل شبیه سازی و حل شدند. همچنین این شبیه سازی برای چند طول مختلف از ناحیه غیر یکنواخت زتا مورد بررسی قرار گرفت. علل مکش و دهش جریان در شاخه های مختلف مورد تحلیل و بررسی قرار گرفتند. همچنین انواع جریانهای عبوری در داخل ریزمجرا تعریف شدند.

در حقیقت هنگامی که با گرفتگی، وجود ترک، ناخالصی در جنس دیواره ریزمجرا و عوامل دیگری که سبب وجود غیر یکنواختی پتانسیل های زتا در مناطق دارای انشعاب در این وسایل میکرونی می شود مواجه می شویم، می توانیم با تغییر در پتانسیل های شاخه های فرعی میزان غیریکنواختی در میدان سرعت در اطراف گردابه های ایجاد شده در محل خلل را به طور چشم گیری به حالت همگون و متوازن نزدیک کنیم. در واقع در اثر غیریکنواختی پتانسیل های زتا در اتصالات دارای انشعاب در مکان خلل گردابه ای تولید می شود که میدان سرعت را در کانال انتقال دهنده سیال به شدت نا متوازن می کند به طوری کلیه محاسبات به منظور پیش بینی دبی خروجی از مجرا را دچار اختلال می کند و راندمان کیفی دستگاه را کاهش می دهد. اما با استفاده از روش تغییر در پتانسیل شاخه های فرعی این مشکل تا حد قابل توجهی برطرف شده و دبی های مطلوب کاربر را از این وسایل می توان انتظار داشت. نکته دوم اینکه کنترل جریان در انشعابات از دو عامل تاثیر پذیرند: ۱- بیشینه شدن پتانسیل شاخه مورد نظر ۲- اختلاف پتانسیل بهینه دو انشعابی که بیشترین میزان پتانسیل را دارند.

مراجع

- [1] Berli, C.L.A., "Theoretical Modelling of Electrokinetic Flow in Microchannel Networks", *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects* Vol. 301, pp. 271–280, (2007).
- [2] Jabari Moghadam, A., "Exact Solution of AC Electro-Osmotic Flow in a Microannulus", *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 135, pp. 10-13, (2013).
- [3] Lee, J.S.H., Ren, C., and Li, D., "Effects of Surface Heterogeneity on Flow Circulation in Electroosmotic Flow in Microchannels", *Analytica Chimica Acta* Vol. 530, pp. 273–282, (2005).
- [4] Mampallil, D., and Ende, D., "Electroosmotic Shear Flow in Microchannels", *Journal of Colloid and Interface Science* Vol. 390, pp. 234–241, (2013).
- [5] Misra, J. C., and Chandra, S., "Electro-smotic Flow of a Second-grade Fluid in a Porous Micro Channel Subject to an AC Electric Field", *Journal of Hydrodynamics, Ser. B* 25, pp. 309–316, (2013).
- [6] Ng, C.O., and Chen, B., "Dispersion in Electro-Osmotic Flow through a Slit Channel with Axial Step Changes of Zeta Potential", *Journal of Fluids Engineering* Vol. 135, pp. 8-8, (2013).
- [7] Park, H.M. and Lee, H.D., "Effects of Wall Roughness and Velocity Slip on Streaming Potential of Microchannels", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 55, pp. 3295–3306, (2012).
- [8] Zholkovskij, E. K., Yaroshchuk, A. E., Masliyah, J.H., and Pablo Ribas, J., "Broadening of Neutral Solute Band in Electroosmotic Flow Through Submicron Channel with Longitudinal Non-uniformity of Zeta Potential", *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, Vol. 354, pp. 338–346, (2010).
- [9] Ay, C. C.W., and Young, C. F., "Application of Lattice Boltzmann Method to the Fluid Analysis in a Rectangular Micro Channel", *Computers and Mathematics with Applications* Vol. 64, pp. 1065–1083, (2012).
- [10] Babaie, A., Saidi, M.H., and Sadeghi, A., "Heat Transfer Characteristics of Mixed Electroosmotic and Pressure Driven Flow of Power-law Fluids in a Slit Micro Channel", *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 53, pp. 71–79, (2012).
- [11] Chen, X.Y., Toh, K.C., Chai, J.C., and Yang, C., "Developing Pressure-driven Liquid Flow in Microchannels under the Electro Kinetic Effect", *International Journal of Engineering Science*, Vol. 42, pp. 609-622, (2004).
- [12] Dasa, S., Thundatb, T., and K.Mitra, S., "Analytical Model for Zeta Potential of Asphaltene", *Fuel*, Vol. 108, pp. 543–549, (2013).

- [13] Hadigol, M., Nosrati, R., and Raisee, M., "Numerical Analysis of Mixed Electroosmotic /Pressure Driven Flow of Power-law Fluids in Microchannels and Micropumps", *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, Vol. 374, pp. 142–153, (2011).
- [14] Jain, M., and Nandacumar, K., "Optimal Patterning of Heterogeneous Surface Charge for Improved Electro Kinetic Micro mixing", *Computers and Chemical Engineering*, Vol. 49, pp. 18–24, (2013).
- [15] Kang, K. H., Park, J., Kang, I.S., and Huh, K.Y., "Initial Growth of Electro Hydrodynamic Instability of Two-layered Miscible Fluids in T-Shaped Micro Channels", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 49, pp. 4577–4583, (2006).
- [16] Mirbozorgi, S. A., Niazmand, H., and Renksizbulut, M., "Electro-Osmotic Flow in Reservoir-connected Flat Microchannels with Non-uniform Zeta Potential", *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 128, pp. 1133–1143, (2006).
- [17] Mirbozorgi, S. A., Niazmand, H., and Renksizbulut, M., "Streaming Electro Potential in Pressure–driven Flows Through Reservoir–connected Microchannels", *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 129, pp. 1346– 1357, (2007).
- [18] Nosrati, R., Hadigol, M., and Raisee, M., "The effect of Y-Component Electroosmotic Body Force in Mixed Electroosmotic/Pressure Driven Microflows", *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, Vol. 372, pp. 190–195, (2010).
- [19] Saha, A. A., Mitra, S. K. and Li, X., " Electroosmotic Effect on Flows in a Serpentine Micro Channel with Varying Zeta Potential", *Journal of Power Sources*, Vol. 164, pp. 154–165, (2007).
- [20] Sánchez, S., Arcos, J., Bautista, O., and Méndez, F., "Joule Heating Effect on a Purely Electroosmotic Flow of Non-Newtonian Fluids in a Slit Microchannel", *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, Vol. 192, pp. 1–9, (2013).
- [21] Yalcin, S. E., Sharma, A., Qian, S., Joo, S.W., and Baysal, O., "On-demand Particle Enrichment in a Microfluidic Channel by a Locally Controlled Floating Electrode, Sensors and Actuators", *B: Chemical*, Vol. 153, pp. 277–283, (2011).
- [22] Yavari, H., Sadeghi, A., Saidi, M. H., and Chakraborty, S., " Combined Influences of Viscous Dissipation, Non-uniform Joule Heating and Variable Thermophysical Properties on Convective Heat Transfer in Microtubes", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 55, pp. 762–772, (2012).
- [23] Yeom, T., "Lattice Boltzmann Method for Micro Channel and Micro Orifice Flows", ProQuest, MSc Thesis, Oklahoma State University, USA, (2007).
- [24] Pomeau, B.H.Y., and Frisch, U., "Lattice-gas Automata for the Navier-Stokes Equation", *Phys. Rev. Lett*, pp. 322-327, (1986).

- [25] Zou, Q., and He, X., "On Pressure and Velocity Boundary Conditions for the Lattice Boltzmann BGK Model", *Physics of Fluids*, Vol. 9, No. 6, pp. 1591-1598, (1997).
- [26] Arcidiacono, S., Mantzaras, J., and Karlin, I., "Lattice Boltzmann Simulation of Catalytic Reactions", *Physical Review E*, 046711, (2008).
- [27] Chen, S., Liu, Z., Zhang, C., He, Z., Tian, Z., Shi, B., and Zheng, C., "A Novel Coupled Lattice Boltzmann Model for Low Mach Number Combustion Simulation", *Applied Mathematics and Computation*, Vol. 193, No. 1, pp. 266-284, (2007).
- [28] Chiavazzo, E., "Invariant Manifolds and Lattice Boltzmann Method for Combustion", Diss., Eidgenössische Technische Hochschule ETH Zürich, PhD Thesis, ETH Dissertation No. 18233, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, Switzerland, pp. 701-704, (2009).
- [29] Guo, Z., and Shu, C., " *Lattice Boltzmann Method and its' Applications in Engineering*", World Scientific Publishing Company Incorporated, Huazhong University of Science and Technology, China, (2013).
- [30] Qian, Y., d'Humières, D., and Lallemand, P., "Lattice BGK Models for Navier-Stokes Equation", *EPL (Europhysics Letters)*, Vol. 17, No. 6, pp. 479-484, (1992).
- [31] Succi, S., " *The Lattice Boltzmann Equation: for Fluid Dynamics and Beyond*", Oxford University Press, (2001).
- [32] Verhaeghe, F., Luo, L. S., and Blanpain, B., "Lattice Boltzmann Modeling of Microchannel Flow in Slip Flow Regime", *Journal of Computational Physics*, Vol. 228, No.1, pp. 147-157, (2009).
- [33] Wolf-Gladrow, D., " *Lattice-gas Cellular Automata and Lattice Boltzmann Models*", Springer, pp. 991-998, (2000).
- [34] Yu, D., Mei, R., Luo, L. S., and Shyy, W., "Viscous Flow Computations with the Method of Lattice Boltzmann Equation", *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 39, No. 5, pp. 329-367, (2003).

فهرست نمادهای انگلیسی

B	: نسبت فشار یونی به فشار دینامیکی
F	: نیروی حجمی
H	: ارتفاع ریزمجرا
K	: پارامتر دبی هاگل
k	: پارامتر ضخامت ای دی ال
L	: ارتفاع بی بعد کانال
U_{ref}	: سرعت مرجع
x, y	: مختصات کارتیزین
L_R	: ثابت بولتزمن
P	: فشار
Re	: عدد رینولدز
u, v	: سرعت اجزا در مختصات کارتیزین

نمادهای یونانی

ε_r	: گذر دهی نسبی آب
ε_r	: گذردهی نسبی آب
ρ	: چگالی سیال
η	: ویسکوزیته دینامیکی
σ	: رسانایی الکتریکی
ζ	: زتا پتانسیل
ψ	: پتانسیل الکتریکی در راستای y
ϕ	: پتانسیل الکتریکی در راستای x

Abstract

In this study, the fluid flow in multi micro-channel is simulated by the numerical method and length and non-uniform potential power of Zeta in micro-channel with branches are assessed with electroosmotic flow. In this process there are two types of electric field is defined, the first electric field, an external electric field is generated by the load on the anode and cathode electrodes and the second electric field due to the electric distribution network load in EDL occurs. The effect of electric fields are entered in the source term of momentum equations. Continuity and momentum equations are discretized and solved. At first we tried to control the flow in the micro-channel by the electric field inside the micro-channel. Next we tried a local congestion at the branching point of the simulation. Eclipse is applied with two form, study of the power eclipse and the eclipse area length are considered. , In order to resolve eclipse in channel, try to change the electric field.