عطالة كبيرة والتي تؤدي إلى الإخلال بقانون دارسي .

وهكذا فإن الإخلال بقانون دارسي للارتشاح لايعني الإخلال بالنظام الصفحي للجريان .

٢-٥- قوانين الارتشاح غير الخطية :

لقد ذكرنا سابقاً أن قانون الارتشاح ينزاح عن قانون الارتشاح الخطي عند ازدياد Re عن Re_{kr} وذلك بسببين :

١) وجود سرعة ارتشاح كبيرة $v > v_{kr}$.

٢) كبر قطر الحبيبات المكونة للوسط المسامي (عند سرعة ارتشاح صغيرة) .

٢-٥-١- سرعة ارتشاح كبيرة :

لدى استثمار الآبار التامة هيدروديناميكياً ستكون سرعة الارتشاح عادة أصغر من السرعة الحرجة $v < v_{kr}$ ، عندئذ لن يحدث انزياح عن قانون الارتشاح الخطي . أما في الواقع تكون أغلب الآبار غير تامة،حيث يتم التدفق إلى البئر من خلال الثقوب الموجودة في مواسير التغليف أي أن سطح الارتشاح سيصغر ويكون مساوياً :

$$F = \frac{\pi D^2}{4} . n . b \qquad (٢-٥٠)$$

حيث إن : D - قطر الثقب ، n - عدد الثقوب في المتر الطولي من المواسير ، b - سماكة الطبقة .

وكما هو معروف أن سرعة الارتشاح تعطى بالعلاقة التالية :

$$v = \frac{Q}{F} \qquad (٢-٥١)$$

حيث إن Q - التدفق الحجمي للسائل (الإنتاجية) .

وبالتالي فإن سرعة الارتشاح ستزداد بشكل كبير وتصبح أكبر من السرعة الحرجة وسينزاح قانون الارتشاح عن القانون الخطي .

لقد أجريت أبحاث كثيرة حول الانزياح عن قانون الارتشاح الخطي وسنلخصها فيما يلي :

لقد أعطى الباحث بوزيرفسكي (POZERVSKY) علاقة تربط سرعة الارتشاح

بالانحناء الهيدروليكي :

$$v = 35 \sqrt{i} \qquad (٢-٥٢)$$

ثم قام الباحث كراسنوبولسكي (KRASNOPOLSKY) باقتراح معادلة مشابهة لحساب سرعة الارتشاح من خلال الصخور المتشققة :

$$v = K_k \sqrt{i} \qquad (٢-٥٣)$$

حيث إن K_k ـ ثابت كراسنوبولسكي .

نرى أن علاقة الانحناء الهيدروليكي وسرعة الارتشاح في المعادلتين السابقتين ، علاقة تربيعية .

أما من أجل تبيان تأثير قطر الحبيبات الصخرية المكونة للوسط المسامي فقد قام بعض الباحثين بإجراء أبحاث على الصخور ذات الحبيبات الكبيرة وتم التوصل إلى المعادلة التالية :

$$v = 173 \left(\frac{d}{90} \cdot i \right)^{n} \qquad (٢-٥٤)$$

حيث إن : v ـ سرعة الارتشاح ، d ـ قطر الحبيبات المكونة للصخر ،

i ـ الانحناء الهيدروليكي ، n ـ مؤشر الأس .

ويحسب مؤشر الأس بالمعادلة التالية :

$$n = \frac{0,8 + d}{0,8 + 2d} \qquad (٢-٥٥)$$

نلاحظ أن مؤشر الأس دائماً سيكون أصغر من الواحد $n < 1$ ومن هذه المعادلة نجد أنه كلما زاد قطر الحبيبات الصخرية ازداد الانزياح عن قانون الارتشاح الخطي .

كذلك فقد تم التوصل إلى المعادلة التالية بناء على الأبحاث المخبرية :

$$v = K_c \cdot i^{n} \qquad (٢-٥٦)$$

حيث إن : K_c ـ معامل التناسب ، n ـ مؤشر الأس $0,5 \le n \le 1$.ويحدد كل من K_c ، n لكل حالة تجريبياً .

وبالنظر إلى المعادلات (٢-٥٢) ، (٢-٥٣) ، (٢-٥٤) نلاحظ أن جميعها

منبثقة عن المعادلة (٢-٥٦) ، والتي تعبر عن العلاقة غير الخطية بين السرعة v والانحناء الهيدروليكي i وبالتالي تدرج الضغط $\frac{dP}{dL}$.

حيث إن : $\frac{dP}{dL} = \gamma . i$.

إن تعميم قانون دارسي عند قيم كبيرة لـ R_e كان قد تم الحصول عليه بناء على المعطيات التجريبية من قبل ديوبي ، حيث قام بصياغة قانون الارتشاح المؤلف من حدين من أجل الجريان الأحادي الاتجاه ، وقد سمي هذا القانون باسم الباحث النمساوي فوغيمر (VOGEMER) :

$$\frac{\Delta P}{\Delta L} = \frac{\mu}{K} v + \beta \frac{\rho}{\sqrt{K}} v^2 \qquad (٢-٥٧)$$

حيث إن : β ـ ثابت إضافي للوسط المسامي ويحدد تجريبياً .

يعبر الطرف الأول من المعادلة (٢-٥٧) عن فاقد الضغط الناتج عن لزوجة السائل ، أما الطرف الثاني فيمثل المقاومة الناتجة عن قوى العطالة التي تتعلق بانحناء القنوات المسامية . نلاحظ من المعادلة (٢-٥٧) أنه يمكن إهمال v^2 عندما تكون سرعة الارتشاح صغيرة وبالتالي سيتعلق تدرج الضغط بالحد الأول من الطرف الثاني فقط عندئذ سيتم الارتشاح حسب قانون دارسي ، دون الأخذ بعين الاعتبار قوى العطالة ، أما عندما تكون سرعة الارتشاح كبيرة فإن العطالة ستكون كبيرة وسيصبح تأثيرها أكبر من تأثير لزوجة السائل .

تعتبر المعادلة (٢-٥٧) أفضل بكثير من المعادلات التجريبية التي سبقتها حيث إنه يمكن استخدامها من أجل سرعة ارتشاح كبيرة جداً . ويفسر هذا فيزيائياً بظهور مقاومة هيدروليكية كبيرة ناتجة عن تعرج القنوات المسامية .عند ازدياد عدد رينولدز ، سيصبح مربع السرعة في الحد الثاني من العلاقة (٢-٥٧) كبيراً جداً بالنسبة إلى الحد الأول ، الذي يمثل تأثير اللزوجة وبالتالي ستصبح هناك علاقة تربيعية للارتشاح أي :

$$\frac{\Delta P}{\Delta L} = \beta \frac{\rho}{\sqrt{K}} v^2 \qquad (٢-٥٨)$$

هذه المعادلة كانت قد اقترحت من قبل كراسنوبولسكي من أجل الأوساط المسامية التي تتألف من حبيبات كبيرة الحجم .

كانت قد أشارت نتائج الأبحاث التي قام بها مينسكي وآخرون إلى أن المعادلة (٢-٥٧) أثبتت ويمكن استخدامها من أجل أية قيمة لعدد رينولدز التي يمكن أن نواجهها أثناء الاستثمار العملي للمكامن النفطية والغازية . ويجب الإشارة إلى أنه تستخدم قوانين غير خطية لدى بحث الجريانات الارتشاحية عند الإخلال بقانون دارسي . ويعبر عن هذه القوانين بالعلاقة المعممة التالية :

$$v = C\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)^{1/n} \qquad (٢-٥٩)$$

حيث إن C ، n - ثوابت تحدد تجريبياً $1 < n \leq 2$ فعندما تكون $n = 2$ تعبر العلاقة (٢-٥٩) عن العلاقة التربيعية بين سرعة الارتشاح v وتدرج الضغط $\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)$ وهي ماعبر عنها كراسنوبولسكي بالمعادلة (٢-٥٨) .

٢-٥-٢- سرعة ارتشاح صغيرة :

بالإضافة إلى ماسبق ، هناك حالة ينزاح فيها الجريان عن قانون الارتشاح الخطي عندما تكون سرعة الارتشاح صغيرة ، ويلاحظ هذا عند جريان الماء في الغضار أو جريان النفط والماء في الحجر الرملي ، حيث لوحظ انزياح عن قانون الارتشاح الخطي عند سرعة ارتشاح صغيرة .

يفسر ذلك بأنه عند سرعة ارتشاح قليلة ينشأ تأثير متبادل بين السوائل والهيكل الصلب للوسط المسامي ، الذي يسبب مقاومة هيدروليكية إضافية . يشكل النفط الحاوي على مركبات مقللة للتوتر السطحي في الوسط المسامي ، محاليل غروية ثابتة (طبقات هلامية) تقوم بإغلاق المسامات جزئياً أو كلياً . عندئذ لابد من زيادة فرق الضغط لتحطيم هذه البنية وبدء تحريك السائل . أما أثناء جريان المياه في الطبقات الغضارية ، سيشكل الماء مع الغضار محاليل غروية غضارية ، حيث تتكون

هذه المحاليل من جزيئات الغضار نفسه .

يمكن أن نشكل السوائل (النفط ، المياه الطبقية) ، أنظمة غير نيوتونية عند تأثيرها المتبادل مع الوسط المسامي . وهنا لابد من معرفة فرق الضغط اللازم لبدء ارتشاح هذه السوائل (γ) ، ويتغير فرق الضغط هذا ضمن مجال واسع ، ويزداد فرق الضغط بزيادة نسبة الغضار في الوسط المسامي وبزيادة نسبة المياه المترابطة والمزيج النفطي – الغازي . كذلك يؤثر احتواء النفط للمركبات ذات الأوزان الجزيئية الكبيرة (صموغ ، اسفلتينات ، بارافينات .... إلخ) ، على الخواص غير النيوتينية له وبالتالي على تغير سرعة الارتشاح .

وهكذا فإن تأثير عدم خطية قانون الارتشاح الخطي عند سرعة ارتشاح صغيرة سيكون أكبر منه عند سرعة ارتشاح كبيرة (عند قيم كبيرة لـ R_e) . ويتعلق هذا بظهور الخواص غير النيوتينية للسوائل وبظهور مؤثرات كيميافيزيائية أخرى .

إن أبسط علاقة تصف القيمة الحدية لعدم خطية قانون الارتشاح للسوائل غير النيوتينية عند سرعة ارتشاح صغيرة هي :

$$\frac{\Delta P}{\Delta L} = \frac{\mu}{K} v + \gamma \quad : \quad v > 0 \qquad (٢-٦٠)$$

$$\frac{\Delta P}{\Delta L} \leq \gamma \quad : \quad v = 0 \qquad (٢-٦١)$$

حيث إن : γ - القيمة الحدية لفرق الضغط التي يبدأ عندها الجريان ، وعند قيم أقل منها فلن يحدث جريان .

وأخيراً يمكن القول إن الانزياح عن قانون الارتشاح الخطي لن يتم فقط عند زيادة سرعة الارتشاح v ، بل عند وجود أنظمة غير نيوتونية أيضاً .

الفصل الثالث

المعادلات التفاضلية لارتشاح السوائل في الطبقات النفطية والغازية

توصف العمليات التي تتم في الطبقات النفطية والغازية بأنها غيرمستقرة(غير ثابتة) لأنها لاتتغير مع الزمن ، حيث إن خصائص حركة السوائل ، مثل الضغط وسرعة الارتشاح ... إلخ ، تتغير من نقطة إلى أخرى ، لذلك لاتوجد قيمة ثابتة لها بل لها مجال تغير . ودراسة مثل هذه التغيرات تتم باستخدام الفيزياء الرياضية من خلال وضع بعض المعادلات التفاضلية وحلها . فمن أجل وضع هذه المعادلات تدرس التغيرات البسيطة خلال زمن قصير جداً ، حيث تستخدم قوانين حفظ الطاقة والكتلة ونتائج دراسة خواص وسلوك السوائل الطبقية والوسط المسامي . وعدد المعادلات التفاضلية والنهائية يجب أن يساوي عدد العوامل التي تصف عملية الارتشاح المدروسة .

من أجل تبسيط هذه المسألة تفترض بعض الشروط ، فمثلاً ثبات درجة الحرارة لكون الارتشاح عملية بطيئة ، حيث إن تغير الحرارة الناتج عن مقاومة الاحتكاك يعوض بالتبادل الحراري مع الصخور المحيطة بالسائل ، عندئذ يمكن الاستغناء عن معادلة الطاقة .

ومن أجل الوصف الكامل للعمليات التي تتم في الوسط المسامي سندخل الشروط التالية :

١) معادلة توازن الكتلة ضمن عنصر من الوسط المسامي .

٢) المعادلة التفاضلية للحركة .

٣) معادلة حالة السوائل والوسط المسامي .

٤) الشروط الأولية عند حدود الطبقة .

٥) توزع الضغط وسرعة الارتشاح على امتداد الطبقة في كل لحظة .

إذا اعتبرنا أن السوائل غير قابلة للانضغاط ($\rho = const$) ، وخصائص الوسط المسامي ثابتة ($m = const$, $K = const$) فإننا نكتفي بأربع معادلات :

$$\left.\begin{aligned} P &= P(x, y, z, t) \\ v_x &= v_x(x, y, z, t) \\ v_y &= v_y(x, y, z, t) \\ v_z &= v_z(x, y, z, t) \end{aligned}\right\} \qquad (١-٣)$$

حيث إن : P ـ الضغط ، v ـ سرعة الارتشاح .

أما إذا اعتبرنا أن السوائل القابلة للانضغاط ترتشح ضمن وسط مسامي قابل للانضغاط أيضاً ، فإن كلاً من الكثافة ، اللزوجة ، المسامية m والنفوذية K سوف تتغير مع الزمن وبالتالي يجب إضافة أربعة متغيرات أخرى ، وبالتالي الحصول على ثماني معادلات .

لتبسيط العملية تفترض بعض الشروط المثالية ، مثل الامتداد اللانهائي للطبقة النفطية والغازية مع ثبات الإنتاجية ، كذلك تلغى واحدات القياس من خلال أخذ القيم النسبية ، وبالتالي الحصول على قيم رقمية ، نقوم بتحليلها والحكم على ماهية القوى التي تلعب الدور الأساسي في هذه العمليات ، ومعرفة العوامل الواجب إهمالها ... إلخ .

٣-١ – معادلة الاستمرارية :

تعتمد معادلة الاستمرارية على مبدأ توازن الكتلة ضمن عنصر صغير من الوسط المسامي ، الذي يمر السائل من خلاله . لنفرض أن شكل هذا العنصر هو متوازي مستطيلات ذو أبعاد dx , dy , dz كما في الشكل (٣-١) . ولتكن النقطة M واقعة على الوجه الأيسر فيه (ab) ، ذات إحداثيات x , y , z فإنه للنقطة M' على الوجه ($a'b'$) الإحداثيات التالية $x+dx$, y , z ، عندئذ يمكن أن تحدد كتلة السائل التي تخترق العنصر عبر الوجه (ab) خلال زمن صغير dt' ، كما يلي :

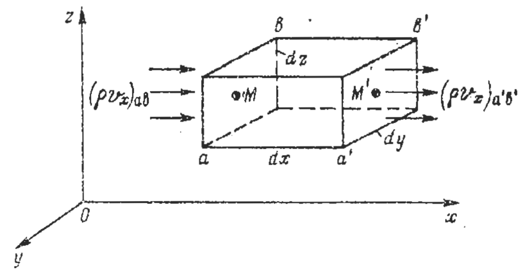
$$V_x = dx \cdot dy \cdot dz \qquad (٢-٣)$$

أما السرعة فتحدد كمايلي :

$$v_x = \frac{dx}{dt} \Rightarrow dx = v_x \cdot dt$$

ومنه

$$V_x = v_x \cdot dy\, dz\, dt$$



شكل (٣-١): مخطط لعنصر من الطبقة

أما كتلة السائل عند الوجه الأيسر فتحسب بالعلاقة :

$$(M_x)_{ab} = (\rho\, V_x)_{ab} = (\rho\, v_x)\, dy\, dz\, dt \qquad (٣-٣)$$

وكتلة السائل عند الوجه الأيمن :

$$(M_x)_{a'b'} = (\rho\, v_x)_{a'b'}\, dy\, dz\, dt \qquad (٣-٤)$$

وبما أن الحجم المعزول صغير جداً ، فإن كثافة وسرعة الارتشاح للسائل ستكون متساوية في النقطتين M , M' وبالتالي يمكن كتابة مايلي :

$$(\rho\, v_x)_{a'b'} = (\rho\, v_x)_{ab} + \frac{\partial(\rho\, v_x)}{\partial x} dx \qquad (٣-٥)$$

وبالتالي يمكن الحصول على تغير كتلة السائل ضمن الحجم a b b′ a′ خلال زمن صغير dt نتيجة الجريان على المنحني x :

$$\left[(\rho\, v_x)_{ab} - (\rho\, v_x)_{a'b'}\right] dy\, dz\, dt = -\frac{\partial(\rho\, v_x)}{\partial x}\, dx\, dy\, dz\, dt \qquad (٣-٦)$$

وإذا قمنا بدراسة ارتشاح السوائل باتجاه الإحداثيات y , z ، فسوف نحصل على علاقات مماثلة للعلاقة (٣-٦) ، من أجل تغير الكتلة ضمن عنصر حجمي صغير نتيجة الجريان على طول الإحداثيات الثلاث :

$$- \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} dx\, dy\, dz\, dt \qquad (٣-٧)$$

$$- \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} dx\, dy\, dz\, dt \qquad (٣-٨)$$

فالتغير الكلـي (التراكمي) للكتلـة ضمـن الحجـم dx dy dz خـلال زمـن dt سيعطى بالعلاقة التالية :

$$- \left[\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} \right] dx\, dy\, dz\, dt \qquad (٣-٩)$$

ولكن من المعروف بأن كتلـة السـائل الموجـود ضمـن عنصـر حجمـي معـين مـن الوسط المسامي يمكن أن تحسب بالعلاقة التالية :

$$M = V . \rho . m \;:\; V = dx\, dy\, dz$$

أي أن :

$$M = \rho . m \;\; dx\, dy\, dz \qquad (٣-١٠)$$

حيث إن : m ـ مسامية الوسط المسامي .

فتغير كتلة السوائل خلال فرق زمن dt يمكن أن يحسـب كمـايلي ، بحيـث يبقـى العنصر الحجمي dx dy dz ثابتاً :

$$\frac{\partial M}{\partial t} dt = \frac{\partial(\rho m)}{\partial t} dx\, dy\, dz\, dt \qquad (٣-١١)$$

وبمقارنة المعادلتين (٣-٩) ، (٣-١١) يمكن الحصول على معادلة الإستمرارية :

$$- \left[\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} \right] = \frac{\partial(\rho m)}{\partial t} \qquad (٣-١٢)$$

إن المعادلة (٣-١٢) تكون صحيحة فقط في حالة عدم وجود أي مصدر للتغذية أو عدم وجود جريان للسـوائل المفصولـة أو الممتزة داخـل العنصر المعـزول (تفـاعلات كيميائية ، تحولات طورية .... إلخ) .

يعتـبر الطـرف الأيسر مـن المعادلـة (٣-١٢) تبـاعداً للقيمـة الموجهـة لسـرعة الارتشاح الكتلية $(\rho \vec{v})$ حيث يمكن كتابتها بشكل مختصر على النحو التالي :

$$\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z}=\operatorname{div}\left(\rho\ \vec{v}\right) \qquad (١٣-٣)$$

وبالتالي يمكن كتابة معادلة الإستمرارية (٣-١٢) على الشكل التالي :

$$\operatorname{div}\left(\rho\ \vec{v}\right)+\frac{\partial(\rho m)}{dt}=0 \qquad (١٤-٣)$$

٣-٢- المعادلات التفاضلية للحركة :

لندرس ارتشاح السوائل ضمن الوسط المسامي وذلك حسب قانون الارتشاح الخطي ـ قانون دارسي للارتشاح ، أو بعض القوانين الأخرى كقانون فوغيمير (٢-٥٧) :

$$\left.\begin{aligned} Q &= \frac{K}{\mu}\,\rho\,.\,g\,.\,\frac{\Delta H}{L}\,.\,F \\ v &= \frac{K}{\mu}\,\frac{\Delta P^*}{L} \end{aligned}\right\} \qquad (١٥-٣)$$

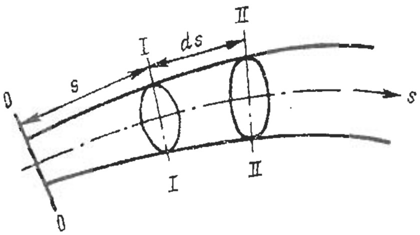
حيث إن : μ ـ لزوجة السائل التحريكية .

$P^* = \rho g H = P + \rho g z$ ـ الضغط المصغر (وهو يتطابق مع الضغط الوسطي الحقيقي P عندما يكون $\Delta z = 0$) .

K ـ معامل النفوذية ، وهو لايتعلق بخواص السوائل ، بل يعبر عن الخاصية الديناميكية للوسط المسامي فقط .

F ـ مساحة مقطع الجريان .

عندما يتغير مقطع الجريان ، يكتب قانون دارسي بالشكل التفاضلي ، ولدراسة ذلك نقوم بعرض مقطع جريان متغير المقاييس ، الأول على مسافة S من بداية الإحداثيات ، والثاني على مسافة dS من الأول ، كما في الشكل (٣-٢) ، ولنفرض أن الحركة تتم باتجاه زيادة S ، فالضغط المصغر عند الإحداثيات S هو $P^*(S\,,\,t)$ ، أما عند الإحداثيات $S + dS$ فيكون $P(S + dS\,,\,t)$:



شكل (٣-٢) : انبوبة ذات مقطع متغير

$$P^*(S+dS\,,\,t) = P^*(S\,,\,t) + \frac{\partial P^*}{\partial S}dS$$

وحسب قانون دارسي يمكن أن نكتب :

$$v = \frac{K}{\mu}\,\frac{P^*(S\,,\,t) - P^*(S+dS\,,\,t)}{dS} =$$

$$= \frac{K}{\mu}\,\frac{P^*(S\,,\,t) - \left[P^*(S\,,\,t) + \frac{\partial P^*}{\partial S}\,dS\right]}{dS}$$

أي أن :

$$v = -\,\frac{K}{\mu}\,\frac{\partial P^*}{\partial x} \qquad (١٦-٣)$$

إن إشارة الناقص في المعادلة (٣-١٦) تظهر بسبب تناقص الضغط المصغر باتجاه حركة السائل ، أي أن تدرج الضغط يعتبر سالباً :

$$\frac{\partial P^*}{\partial S} < 0$$

تعتبر المعادلة (٣-١٦) صحيحة فقط عندما يكون الوسط المسامي متجانساً ، أي هناك تجانس في توزع النفوذية بالاتجاهات كافة . ولكن في الواقع تتغير نفوذية الوسط المسامي في الاتجاهات كافة ، أي أنه $K = K(x\,,\,y\,,\,z)$.

لنفرض أنه يتم التعبير عن الاتجاهات الشعاعية على طول المحاور الإحداثية بالرموز $i\,,\,j\,,\,k$ ، عندئذ تحدد السرعة الشعاعية للارتشاح بالعلاقة :

$$\vec{v} = \vec{i}\, v_x + \vec{j}\, v_y + \vec{k}\, v_z \qquad (١٧-٣)$$

إن قيمة $\frac{dP^*}{dS}$ في الطرف الأيمن من العلاقـة (٣-١٦) تعبر عن تـدرج الضغـط المصغر وبالتالي يمكن كتابة مايلي :

$$gra\partial P^* = \vec{i}\,\frac{\partial P^*}{\partial x} + \vec{j}\,\frac{\partial P^*}{\partial y} + \vec{k}\,\frac{\partial P^*}{\partial Z} \qquad (١٨-٣)$$

يمكن كتابة العلاقة (٣-١٦) على الشكل التالي :

$$\vec{v} = -\frac{K}{\mu}\, gra\partial\, P^*$$

وبإسقاطها على المحاور الإحداثية نحصل على مايلي :

$$\vec{v}_x = -\frac{K}{\mu}\frac{\partial P^*}{\partial x}, \quad \overset{\vec{v}_y}{dy} = -\frac{K}{\mu}\frac{\partial P^*}{\partial y},$$

$$\vec{v}_z = -\frac{K}{\mu}\frac{\partial P^*}{\partial z} \qquad (١٩-٣)$$

وإذا كانت الإحداثية Z موجهة عمودياً فإن المعادلات السابقة تصبح على النحـو التالي :

$$v_x = -\frac{K}{\mu}\frac{\partial P}{\partial x}, \quad v_y = -\frac{K}{\mu}\frac{\partial P}{\partial y},$$

$$v_z = -\frac{K}{\mu}\left(\frac{\partial P}{\partial z} + \rho\,.\,\vec{g}\right) \qquad (٢٠-٣)$$

أو يمكن كتابتها كمايلي :

$$\vec{v} = -\frac{K}{\mu}\left(gra\,\partial\, P - \rho\,\vec{g}\right) \qquad (٢١-٣)$$

عند دراسة حركة السوائل ضمن أوساط مسامية مختلفة ، يمكـن ملاحظة وجـود اتجاهات مميزة للجريان يكون فيها الجريان فعالاً بدرجـة أكـبر ، وتتغـير هـذه الفعاليـة بتغير اتجاه الجريان ، أي أن الخصائص الارتشاحية تتغير .

تسمى الأوساط المسامية التي تتعلق النفوذية فيها بتغير اتجـاه الجريـان ، بالأوسـاط متغيرة الخصـائص بالاتجاهـات . إن تغـير خصـائص الجريانـات الارتشـاحية للسـوائل

النيوتونية المتجانسة تتعلق بالخصائص الجيومترية للصخر . في مثل هذه الحالة فإنه سيكون لقانون الارتشاح الخطي شكل أكثر تعقيداً من قانون دارسي (٣-٢١) ، حيث يبين أن سرعة الارتشاح الشعاعية وتدرج الضغط الشعاعي لاتتطابقان بالاتجاه.

يمكن اختيار الإحداثيات كمايلي ، حيث تسمى هذه الإحداثيات بالإحداثيات الأساسية للصخر .

$$v_x = -\frac{K}{\mu}\frac{\partial P}{\partial x} , \quad v_y = -\frac{K}{\mu}\frac{\partial P}{\partial y} , \quad v_z = -\frac{K}{\mu}\frac{\partial P}{\partial z} \qquad (٣-٢٢)$$

تتم دراسة القيم الحدية $K_z = 0$ ، $K_z = \infty$ ، من أجل تبسيط دراسة الارتشاح في مثل هذه الطبقة للوسط المسامي ، فإذا كانت $K_z = 0$ فالسرعة العمودية ستنعدم على سطح الطبقة ، أما حركة السائل فستتم على طول هذه الطبقة . أما عندما $K_z = \infty$ فمن الواضح من علاقة v_z أنه يجب أن يكون $\frac{\partial P}{\partial z} = 0$ ، وهذا يعني أن الضغط متساوٍ هيدروليكياً ضمن المقطع العرضي ومركبات السرعة الموازية للمستوي xy ستكون موزعة بشكل متجانس ضمن الجريان العرضي .

٣-٣- تأثير الضغط على خواص السوائل والوسط المسامي :

إن المعادلات التفاضلية المستخرجة (٣-١٢) ، (٣-٢٠) ، تحتوي على كثافة السائل ρ ومعامل المسامية m والنفوذية K ولزوجة السائل μ ، فعند إجراء الحسابات لابد من معرفة علاقة هذه العوامل بالضغط .

٣-٣-١- الكثافة :

تعبر علاقة كثافة السائل المتجانس بالضغط عن معادلة الحالة عند درجة حرارة ثابتة . وعندما لاتتعلق الكثافة بالضغط ، سيحدث لدينا ارتشاح مستقر ، وهذا يعني أن السائل غير قابل للانضغاط :

$$\rho = const \qquad (٣-٢٣)$$

أما في العمليات غير المستقرة ، يتم الحصول على كميات إضافية من النفط نتيجة