

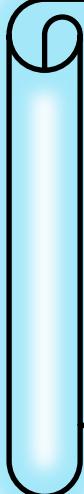
كلية العلوم

القسم : الكيمياء

السنة : الثانية



٩



المادة : كيمياء فизيائية ٢

المحاضرة : الاولى / نظري / تقبل دكتور

{{{ A to Z مكتبة }}}  
مكتبة A to Z

Maktabat A to Z

كلية العلوم ، كلية الصيدلة ، الهندسة التقنية



20

يمكنكم طلب المحاضرات برسالة نصية (SMS) أو عبر (What's app-Telegram) على الرقم 0931497960

الحالة السائلة

٣ - ١ - مقدمة :

تشكل السوائل من حيث خواصها موضعًا متوسطاً بين الغازات والأجسام الصلبة . فالسوائل من جهة لا تملك شكلًا محدداً ، وهذا مما يجعلها تشبه الغازات ، وهي من جهة أخرى تتمتع بالمقارنة مع الغازات بكتافة عالية تساوي في بعض الأحيان وتكون أقل قليلاً من كثافة الجسم المطلب الذي له التركيب الكيميائي نفسه .

تكون السوائل دائمًا ، وخلافاً للمواد الصلبة البلورية ، متساوية التركيب أي ، أن خواصها تكون واحدة في كافة الاتجاهات .

تتصف السوائل بقابليتها الضعيفة للانضغاط ، أي أنها تتمتع بمرونة حجمية عالية وهذه الخاصية تقربها من الأجسام الصلبة . ويعود السبب في الخواص المزدوجة الملاحظة لدى السوائل إلى خصائص بنيتها وطبيعة الحركة الحرارية فيها . فالسوائل تملك بنية داخلية أكثر تعقيداً من بنية الغازات . ولقد دلت نتائج الأبحاث التي استخدمت فيها أشعة روتينجن لدراسة بنية السوائل أن الجسيمات التي تجاور جسيمة مستقلة ما في السائل تتوضع بالقرب منها بصورة منتظمة ، كما في حالة البلورة . ولكن ينتج من جراء الحركة الحرارية عند الابتعاد عن الجسيمة المعينة لمسافة تبلغ عدداً من المسافات الفاصلة بين الذرات أن النظام السابق يتخرّب . ينتج من ذلك أن بنية السوائل تمثلك بالمقارنة مع الغازات ، انتظاماً محدوداً وذلك عندما يخضع توضع الجسيمات في السائل لما يسمى بالنظام القريب ، ويكون انتظام بنية السائل هذا أقل مما هو عليه في حالة البلورة الصلبة .

تختلف الحركة الحرارية للجسيمات في السائل بعض الشيء عمما

هي عليه في الأجسام الملببة وذلك لأن السائل يملك بنية أكثر  
رجاحة وهشاشة . ووفقاً للعالم فرينشل يوجد في حجم السائل عدد  
كبير من الأماكن الفارغة ( ثقوب ) تستطيع الجزيئات بفضلها  
أن تنتقل بسهولة تاركة موضعها لتشغل أحد الأماكن الفارغة  
المجاورة ، تقوم الجزيئة في مكانها الجديد خلال فاصل من الزمن بحركة  
اهتزازية حول موضع توازنه ثم تنتقل من جديد إلى مكان فارغ  
آخر وهكذا .

ينتتج اذن ، أن حركة الجزيئات الحرارية في السائل تتم على شكل انتقالات نادرة نسبياً من أحد أماكن التوازن الموقعة إلى أماكن جديدة .. وهذا يفسر لنا قابلية الجريان الكبيرة عند السوائل وبأخذها الشكل الهندسي للوعاء الذي توجد فيه .

ان الطاقة الحركية الوسطية لجزيئه السائل تكفي تماما لأن تقوم هذه الجزيئه بقفزات من أحد مواضع التوازن الى موضع آخر ، ولكن من الواضح أن هذه الطاقة ليست كافية لكي تتغلب الجزيئه تماما على قوى التأثير المتبادل من قبل الجزيئات المحيطة . فالجزيئات التي تنفصل عن السائل عددها قليل وهي التي تتمتع بسرعة حركة كبيرة ( عملية التبخر ) .

ينتج من ذلك أن الجزيئات في السائل ، و خلافاً للغازات ، تتوضع قريبة جداً بعضها إلى جانب البعض الآخر . وفي معظم الحالات تبلغ المسافة الوسطية بين الجزيئات المستقلة في السائل حوالي  $3 \text{ \AA}^0$  ، في الوقت الذي يساوي فيه نصف قطر التأثير المتبادل بين الجزيئات حوالي  $10 \text{ \AA}^0$  . وينتتج بناء على ذلك أن الحركة الحرارية لجزيئات السائل لا تخرج خارج نطاق تأثير قوى التماسك ، لذلك فإن السوائل تملك حجماً ثابتاً .

يجب أن نشير إلى أن مسألة البنية الداخلية للسوائل حتى الآن ما تزال تضم العديد من الأمور غير الواضحة . وحتى يومنا هذا ما يزال في غير وسعنا التنبوء واجراء الحسابات للخواص المختلفة للسوائل ، كما نستطيع أن نفعل ذلك في حالات عديدة من أحجـل

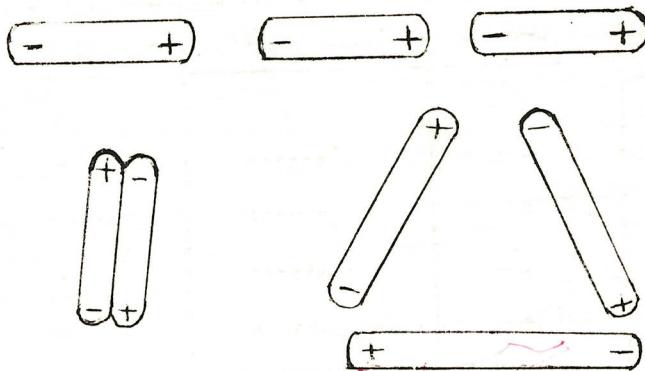
الغازات والمواد البلورية . ويفسر هذا الأمر على أساس أن البنية الداخلية للسوائل أعقد كثيراً ليس من البنية الداخلية للغازات فحسب إنما من البلورات أيضاً .

اعتمدت المحاولات الأولى لايجاد نظرية الحالة السائلة على فرض تشابه بينها وبين الحالة الغازية . ولقد أدت دراسة عمليات إسالة الغازات ، وكذلك اكتشاف درجة الحرارة الحرجة إلى اظهار امكانية الانتقال المستمر من أحدى هاتين الحالتين إلى الحالات الأخرى . ومن هنا تم التوصل إلى نتيجة تتفق بالسماح بأن تعمم على السوائل القوائين الأساسية الخاصة بالحالة الغازية ولاسيما معادلة حالة الغازات الحقيقية . الا أن النتائج الحاملة لم تكن ايجابية نظراً لأن هذه القوائين لم تعكس الصعوبات الواردة أثناء التأثير المتبادل بين الجزيئات في السوائل .

تلعب حجوم الجزيئات وأشكالها وقطبيتها دوراً كبيراً فنياً خواص السوائل فإذا كانت جزيئات السائل قطبية ، فسيحدث ترابط بين جزيئتين أو أكثر وتشكل تجمعات معتقدة الشكل ( ١ - ٣ ) . وتلعب الرابطة الهيدروجينية دوراً كبيراً في ظاهرة ترابط الجزيئات في بعض السوائل مثل الماء والنشادر السائل . تتعلق خواص السائل إلى حد كبير بدرجة ترابط جزيئاتها . فكما تدل التجربة أن السوائل التي تحدث فيها ظاهرة الترابط تتمتع بدرجة غليان عالية وتطايرية ، قليلة . يوعدي ارتفاع درجة الحرارة إلى تفكك التجمعات الجزيئية ، وتكون درجة التفكك كبيرة كلما كانت قوى التأثير المتبادل بين جزيئات التجمع ضعيفة .

تعرف كثافة السائل بأنها كتلة وحدة حجمه عند درجة الحرارة المعنوية . ونحن نعلم بأن المسافات المتوسطة بين جزيئات السائل أقل بكثير منها في الغازات . ولهذا فإن كثافة السائل أكبر من كثافة الغاز لذا فإن الحجم الجزيئي الغرامي أقل وقد يختلف اختلافاً شديداً بالنسبة إلى سوائل مختلفة . وتحتختلف السوائل عن البلورات من حيث الكثافة اختلافاً قليلاً

نسبة . هذا ويبيّن الجدول رقم ( ٣ - ١ ) كشافات بعض السوائل .



الشكل (٣-١) ويمثل ترابط الجزيئات القطبية في السائل .

الجدول (٣-١) يبيّن كشاف بعض السوائل عند درجات حرارة مختلفة غ / مل

الكشاف			المادة
$t = 100^{\circ}\text{C}$	$t = 20^{\circ}\text{C}$	$t = 0^{\circ}\text{C}$	
٠٧١٥	٠٧٨٩	٠٨٠٦	$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$
٠٧٩٢	٠٨٧٩	٠٩٠٠	$\text{C}_6\text{H}_6$
٠٩٥٨	٠٩٩٨	٠٩٩٩	$\text{H}_2\text{O}$
١٤٤٣٤	١٥٩٣	١٦٣٢	$\text{C Cl}_4$
٢٠١٨	٢٢٢٦	٢٢٧٨	$\text{Sn Cl}_4$
١٣٣٥١	١٣٥٤٦	١٣٥٩٥	$\text{Hg}$

الجدول (٢-٣) ويبيّن كثافة الماء عند  
درجات الحرارة المنخفضة غ/م³

الكثافة	درجة الحرارة	الكثافة	درجة الحرارة
٠٩٩٦٧٤	١ -	٠٩٩٠٠٠	٤
٠٩٩٩٧٠	٢ -	٠٩٩٩٩٩٢	٣
٠٩٩٩٥٨	٣ -	٠٩٩٩٩٦٨	٢
٠٩٩٩٤٥	٤ -	٠٩٩٩٩٢٧	١
٠٩٩٨١٥	١٠ -	٠٩٩٩٨٦٨	.

تنخفض كثافة السوائل ، كقاعدة عامة ، بارتفاع درجة الحرارة . ولقد وجد هند لييف أن العلاقة بين كثافة السائل ودرجة الحرارة يعبر عنها عادة بمعادلة خطية من الشكل التالي :

$$d_t = d_0 (1 - K t) \quad (3-1)$$

حيث  $d_t$  الكثافة عند الدرجة  $t$  مئوية ،  $d_0$  الكثافة عند الدرجة صفر مئوية  $K$  معامل التمدد الحراري للسائل . ولا تنطبق هذه العلاقة على الماء عند درجات حرارة أقل من الدرجة (٤ °) وذلك لأن كثافته في هذه الظروف تتناقص أثناء انخفاض درجة الحرارة وليس عند ارتفاعها ، انظر الجدول (٢-٣) .

## ٢ - الماء :

يعتبر الماء بلاشك أهم مركب كيميائي بالنسبة إلى الإنسان . وقد كرست أبحاث كثيرة وأساسية لدراسة مختلف خواصه ومزاياه . بناءً الداخلي . ويتفوق الماء على مواد أخرى من حيث التعمق في دراسة بعض خواصه . ويكفي أن نذكر على الأقل بأن الماء بالذات

هو المادة الأولى التي تم بالقياس إليها تعريف الغرام والجريرة  
 رسيبيس سلم درجات «سرارة وغیرها» . ولكن بالرغم من كل هذا  
 من العديد من المزايا لبناء الماء وخصائصه الأساسية لايزال غير  
 واضح حتى الآن . ونلاحظ أنه يتم من وقت لآخر اكتشاف خواص جديدة  
 للماء لم تكن معروفة سابقاً ، ولا يمكن تفسيرها بالاعتماد على  
 المفاهيم السابقة للبناء الداخلي للماء . وفي نهاية القرن الماضي  
 تم اكتشاف ظاهرة التجمع التي يتمتع بها الماء وهو في الحالة السائلة  
 وتكونت تدريجياً أفكار حول وجود جسيمات ثنائية  $H_2O$  ) وثلاثية  
 $H_3O$  ( وجسيمات أكثر تعقيداً في الماء السائل وذلك بالإضافة  
 إلى الجزيئات العادية . وفي العشرينات من هذا القرن تم بالاعتماد  
 على نظرية البنية القطبية للجزيئات وضع أبسط الأفكار حول تجمع  
 الجزيئات في الماء السائل وذلك نتيجة للتأثير المتبادل بين  
 ثنائيات الأقطاب . ولكن هذه الأفكار لم تكن كافية لوضع نظرية  
 تتفق مع المعطيات التجريبية . وفي الثلاثينات أثبت كل من برسال  
 وفاولر بالاستناد إلى معطيات التحليل باشعة إكس أن الجزيئات في  
 الماء السائل متوضعة بانتظام معين . وفي درجات الحرارة العادية  
 والمرتفعة يكون هذا التوضع قريباً من بنية الكوارتز ، بينما  
 يتمتع الماء في درجات الحرارة الأكثر انخفاضاً أي الأقل من ( ٤ ° )  
 بنية أقل تراصاً وشبهاً بنية الجليد العادي .

وعلى الرغم من أن بعض مبادئ نظرية برسال وفاولر قد أعيد  
 النظر فيها أثناء التطور اللاحق لطرق البحث التجريبية إلا أن النتائج  
 الأساسية المتعلقة بالتوافق المعلوم بين البنية ، التي تنشأ عن  
 الجزيئات المرتبطة ببعضها البعض في الماء السائل وفي الجليد ، قد  
 تأكّدت في الدراسات التي أجريت فيما بعد . وبعد ذلك وضع عدد من  
 البحاثة نظريات مختلفة عن الحالة السائلة للماء وذلك على ضوء  
 النتائج التي تم التوصل إليها بواسطة الطرق التجريبية الجديدة ، إلا  
 أنها لا تتفق تماماً مع حملة المعطيات التجريبية عن خواص الماء .  
 ويمكن القول أنه يوجد في الماء السائل تشكيّلات من جزيئات مرتبطة

على شكل رباعي سطوح وجزيئات حرة جزئياً أو كلية في توازن ديناميكي.

وفي وقتنا الحاضر تستمرة دراسة البناء الداخلي للماء وخواصه بخطى حثيثة حيث تستخدم لهذا الغرض طرق تجريبية جديدة ويتيح ذلك امكانية توسيع معلوماتنا بصورة تدريجية والتعمق في فهم البناء الداخلي للماء . وفي نفس الوقت ، تتوضّح لدينا علاقات ظواهر جديدة لا يمكن تفسيرها دائمًا على ضوء المعلومات التي تم التوصل اليها بل يحتاج فهمها الى دراسة متواصلة وأكثر عمقة على سبيل المثال اكتشاف منذ وقت قريب أن بعض خواص الماء تتغيّر تحت تأثير المجال المغناطيسي وغيره .

ويمكن الاعتقاد بأن جزيئات الماء تسعى من جراء القطبية الشديدة إلى التوجه حسب اتجاه المجال المغناطيسي . وهذا يوؤثر نوعاً ما على البنية التي يتمضى بها الماء خارج المجال المغناطيسي ، كما يفتك الروابط التي كانت موجودة بين الجزيئات . أما استخدام مجال متغير ذي تردد مناظر فيجب أن يوعدي في هذه الحالة إلى خفض الدرجة المتوسطة لترابط جزيئات الماء حيث يرفع بذلك من فعاليته الكيميائية وقدرته على الخروج من المادة أثناء التجويف مثلاً .

من المحتمل جداً أن تكون الآثار المذكورة مرتبطة إلى حد كبير بوجود الأملاح المنحلة ، ولهذا فإنها ترتبط بتأثيرات متبادلة ، أكثر تعقيداً . ولهذا فلا داعي هنا لدراستها بالتفصيل ، ومع ذلك يمكن أن نتعرض لنتيجة هامة جداً من نتائج هذه الظواهر . إن الآثار المذكورة لاتزول فجأة بعد إنقطاع تأثير المجال المغناطيسي فالماء يبقى فترة من الزمن كبيرة محتفظاً بالخواص المتغيرة ولا ينتقل إلى حالته الطبيعية إلا تدريجياً . ويidel ذلك على أن هذه العمليات ذات طبيعة استرخائية ويعود ذلك على ما يبدو ، إلى أن إعادة تنظيم الوضع النسبي للجزيئات يتطلب تفكك جزيئاً للروابط الهيدروجينية بين الجزيئات الأمر الذي يكبح العملية ، ويبقى هذا الأثر سارياً المفعول بهذه الدرجة أو تلك خلال عدة دقائق أو ساعات وتتأثر

كثيراً بعض العمليات البيولوجية من جراء التباين في البناء الداخلي للماء .

وربما كان الطابع الاسترخائي للتغير بعض خواص الماء هو أحد الأسباب المودية إلى اختلاف المعطيات عند البحاثة . وبالطبع فإن الاستنتاجات الواردة هنا حول الطابع الاسترخائي لبعض عمليات تغير البناء الداخلي للماء يجب ألا تنسب إلى الماء وحده بل يمكن أن تنطبق بهذه الدرجة أو تلك على سوائل أخرى أيضاً .

### ٣ - ظاهرة التبلل :

تلاحظ ظاهرة التبلل على الحدود الفاصلة بين ثلاثة أطوار يكون أحدها ، عادة جسماً صلباً . ويمكن تصور هذه الظاهرة كنتيجة للتنافس بين قوى التجاذب فيما بين جزيئات السائل نفسها وبينها وبين حسيمات الجسم الصلب . وهذه الظاهرة توضح تماماً وجود الطاقة السطحية على حدود السائل والجسم الصلب .

يمكننا عند وضع قطرة من السائل على سطح صلب ، أن نميز ثلاث حالات لسلوك هذه قطرة فوق السطح الصلب .

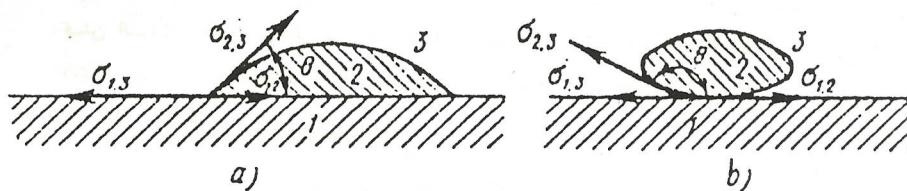
١ - ~~تناسب~~ القطرة فوق السطح انسياجاً غير محدود وهي حالة التبلل المثالي .

٢ - ~~تناسب~~ القطرة جزئياً على السطح وتشكل معه زاوية معينة تسمى زاوية التبلل أو التماس ، الشكل ( ٣ - ٢ a ) .

٣ - تحافظ قطرة على شكلها الكروي ، وهي حالة لا تبلل الشكل ( ٣ - ٢ b ) .

توءشر على "الحدود الفاصلة بين كل طورين من الأطوار الثلاثة هذه" قوى التوتر السطحي والتي سوف يرد شرح مفصل عنها في الفصل الثامن ~~١٢~~ بين الطورين الصلب والسائل ~~١٣~~ وبين الطورين الصلب والغازي ~~٢٣~~ بين الطورين السائل والغاز . توءشر جميع هذه القوى الثلاث في نقطة واحدة من محيط قطرة لذلك فإن السائل سوف يتحرك على سطح الطور الصلب إلى أن تتوحد حالة التوازن ، التي تتميز

بقيمة صغرى لمجموع الطاقة السطحية وعندما يكافف السائل عن الانسياط فوق السطح الصلب .



الشكل (٢-٣) يبين مخطط المقطع العرضي في القطرة السائل (٢) على سطح الجسم الصلب (١) في جو من الغاز (٣) أو أي سائل آخر لا يمتزج مع السائل (٢) .

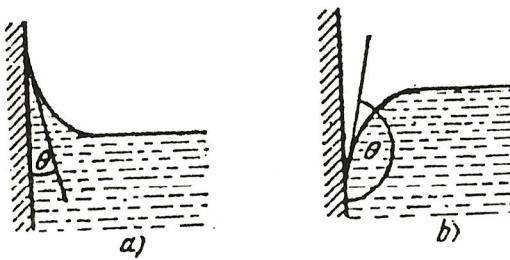
وتتحقق في حالة التوازن العلاقة الآتية :

$$\sigma_{13} - \sigma_{12} = \sigma_{23} \cos \theta \quad (3-2)$$

$$\theta = \cos^{-1} \frac{\sigma_{13} - \sigma_{12}}{\sigma_{23}} \quad (3-2)$$

ويتبين من هذه العلاقة أن المقدار  $B = \cos \theta$  يمكن أن يستخدم بمثابة مقياس لتقدير التبلل بصورة كمية . فال أجسام الصلبة تبللها السوائل التي يكون من أجلها  $\theta < 90^\circ$  أي عندما  $\theta > 90^\circ$  ويكون عندئذ  $\theta > 90^\circ$  وفي الحالة المعايرة - حالة عدم التبلل - يتحقق الشرط  $\cos \theta = 0$  ، أي تتشكل زاوية تبلل  $90^\circ$  ويكون وبالتالي  $\theta < 90^\circ$

وفي تلك الحالات ، عندما يكون تأشير قوى الجاذبية مهملا، فإن زاوية التبخل على حدود التماس بين السائل والجسم الصلب تظل محافظة على قيمتها مهما يكن وضع هذه الحدود في الفراغ . وهذا يعني أنه عندما تكون كثافة قطرة صغيرة ، فإن الزاوية  $\theta$  تحافظ على قيمتها في حالة السوضع العمودي للجسم الصلب . فإذا سكينا سائلا في وعاء ، فإن السائل الذي يبلل مادة الوعاء يجب أن يرتفع قليلا بجوار حافته الشكل ( ٣ - ٣ a ) أما السائل الذي لا يبلل الوعاء فإنه يهبط قليلا الشكل ( ٣ - ٣ b ) .



الشكل ( ٣ - ٢ ) ويمثل أشكال سطوح السائل بجوار حدران الوعاء ( a ) سائل مبلل ( b ) سائل غير مبلل .

يتبلل الجسم الصلب بالسائل بصورة أفضل كلما كانت قوى التجاذب بين الجزيئات المكونة لهذا السائل ضعيفة ، وكلما كانت قوى التجاذب بين جزيئات السائل وجزيئات الجسم الصلب كبيرة . لذا فإن السوائل التي تمتلك تسويرات سطحية غير كبيرة يجب أن تبخل

السطوح الصلبة جيداً . وهذا ما يلاحظ فعلاً بالواقع . فالهكسان والبنزول والزيوت المختلفة  $\sigma = 20 \text{ erg/cm}^2$  تبلل كافة السطوح الصلبة وينبلل الماء  $\sigma = 73 \text{ erg/cm}^2$  سطوح الزجاج والكوارتز والفلزات المختلفة  $\sigma = 470 \text{ erg/cm}^2$  لا يبلل سوى بعض المعادن فقط . بينما الزئبق  $\sigma = 120 \text{ erg/cm}^2$

### ٣ - ٤ - الفغط الشعري :

ان الطاقة السطحية الحرجة الموجودة على الطبقة السطحية للسائل لا تتعلق بطبيعة السائل فقط ، إنما تتعلق أيضاً بشكل السطح الكامل بين الأطوار . ينتج عن وجود هذه الطاقة نشوء فرق في الضغط بين طرفي سطح السائل عندما يكون هذا السطح منحنيناً .  
فيناسب فرق الضغط هذا في نقطة معينة من السطح مع القيمة الوسطية للانحناء :

$$(3-3) C = -\frac{1}{R} = \frac{1}{2} \left( -\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

حيث  $R$  نصف قطر الانحناء الوسطي  $R_1, R_2$  ،  $R_1$  نصف قطر الانحناء المقطعين رئيسيين عموديين على السطح . يمكننا بسهولة استخراج علاقة فرق الضغط  $P_2 - P_1$  بين طرفي سطح السائل ، اذا درسنا العملية المتوازنة لتشكل الفقاعة الغازية على طرف أنبوب زجاجي رفيع (أنبوب شعرى) يغمر بالسائل المدروس . ففي هذه الحالة يزداد حجم فقاعة الطور 2 (البخار) بمقدار  $dV$  وذلك تحت تأثير فرق الضغط المشار اليه  $P_1 - P_2 = \frac{C}{R}$  علماً بأن هذه الزيادة تحدث في شروط متساوية الدرجة وعكوسه .

ويكون العمل الناتج عن هذه العملية مساوياً :

$$(3-4) dW_{\max} = P \cdot dV$$

تؤدي الزيادة في حجم الفقاعة إلى ارتفاع موافق في سطح الفصل  $S_{12}$  يساوي إلى  $dS$  ، ويكون وفقاً لمبدأ مكونية الطاقة :

$$P_{12} \cdot dS =$$

حيث  $P_{12}$  تمثل التوتر السطحي للسائل على الحد الفاصل بينه وبين

البخار .  
ومنه :

$$P_6 = 612 \cdot -\frac{dS}{dv} \quad (3-5)$$

ان ازدياد حجم الفقاعة بمقدار  $dv$  وازدياد سطحها بمقدار  $dS$  يوافقه تغير في نصف القطر من  $R$  الى  $R+dr$  ، فيكون عندئذ بفرض أن الفقاعة الصغيرة كروية الشكل :

$$S = 4\pi R^2 , \quad dS = 8\pi R dr \quad (3-6)$$

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3 , \quad dv = 4\pi R^2 dr \quad (3-7)$$

وبالتالي فان

$$\frac{dS}{dv} = \frac{8\pi R dr}{4\pi R^2 dr} = \frac{2}{R} = 2C \quad (3-8)$$

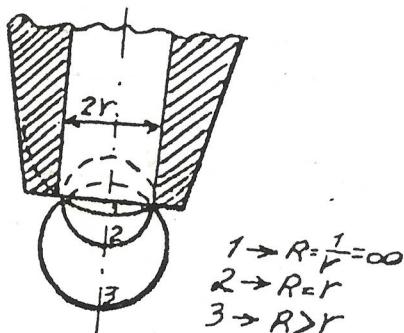
من (3-5) و (3-8) نجد :

$$P_6 = \frac{2612}{R} = 2612 \cdot C \quad (3-9)$$

تسمى هذه العلاقة باسم قانون لا بلاس الأول ، وتدل على أن الفرق الضغط بين طرفي السطح الفاصل بين الطورين وهو ما يسمى بالضغط الشعري  $P_6$  ، يتاسب مع التوتر السطحي ومع احناء السطح . كما يظهر من العلاقة (3-9) على أن الف gutter الشعري للسطح المستوية يساوي الصفر ويكون موجبا في حالة السطح المحدبة وسالبا في حالة السطح المقعرة .

من الواضح أن الضغط الاضافي اللازم لتشكيل الفقاعة يتبعىن بالقيمة الأعظمية للضغط الشعري الذي ينشأ خلال عملية تشكيل هذه الفقاعة ومن الواضح أن :  $\frac{2612}{R} = P_6$  يبلغ قيمته العظمى عندما يصبح  $r = R$  ، حيث  $r$  نصف قطر فتحة الأنابيب ، عندما تشكل الفقاعة نصف كرة همف قطرها  $r$  ويكون بالتالي من أهل المراحل المبكرة

والمتاخرة في عملية تشكيل الفقاعة  $P < P_{(max)}$  انظر الشكل (٤ - ٣) .



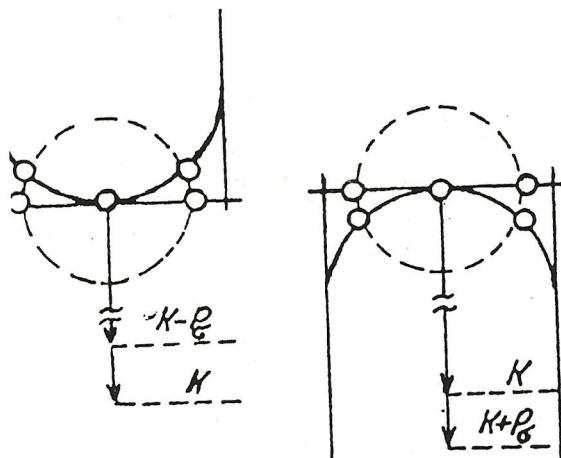
الشكل (٤ - ٣) ويبين مخطط تشكيل الفقاعة على نهاية الأنابيب الشعري

11

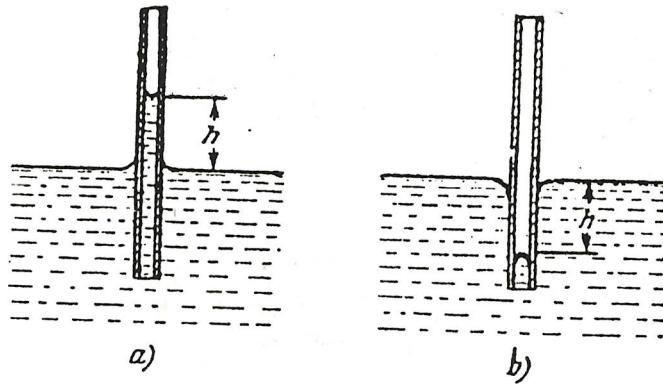
ويتضح عن وجود الضغط الشعري أن الضغط الجزيئي الذي يعد كمعيار لعدم توازن القوى الجزيئية في الطبقة السطحية . على الحد الفاصل سائل بخار والذي يتوجه نحو داخل السائل ، يتعلق بانحناء السطح . فهذا الضغط يكون أكبر على السطوح الفاصلة المحدبة مما هو عليه في السطوح المستوية بمقدار الضغط الشعري  $P$  ، بينما يكون على السطوح المقعرة أقل بمقدار  $P$  أيضا . انظر الشكل (٥ - ٣) .

### ٣ - ٥ - الظواهر الشعرية :

اذا غمرنا أنبوبا زجاجيا ذا قطر داخلي صغير في وعاء يحتوي على الماء نجد أن الماء سيرتفع داخل الأنابيب ويستقر على ارتفاع معين  $h$  فوق مستوى الماء في الوعاء الكبير مشكلا سطحا منحنيا يتوجه تجاهه نحو الأعلى الشكل (٦ - ٣) .  
و اذا أعدنا التجربة السابقة مع الزئبق ، فسوف نلاحظ هذه الظاهرة



الشكل (٣-٥)  
ويتمثل علاقه الضغط  
الجزئي بشكل  
سطح السائل .



الشكل ( ٣-٦ )  
ويتمثل :  
a - ارتفاع السائل المبلل في الأنابيب  
الزجاجي الضيق .  
b - انخفاض السائل غير المبلل في  
الأنابيب الزجاجي الضيق .

بشكل معكوس ، حيث ينخفض مستوى الزئبق داخل الأنبوب عن مستوى في الوعاء الخارجي ويستقر أيضاً على ارتفاع  $h$  الشكل ( ٦ - ٣ ) ويكون اتجاه ت-curvature للأسفل .

كيف يمكن أن نفسر هذه الظاهرة ؟  
لقد وجدنا قبل قليل أن سطح السائل بالقرب من جدار الوعاء ينحدر نحو الأعلى أو نحو الأسفل تبعاً لكون هذا السائل يبلل أو لا يبلل الجدار .

(12) وفي الأنابيب الفيسيقة تشكل حواجز السائل المنحنية كل السطح ولا يوجد فيها قسم مستوي لذلك فإن السطح يأخذ شكل نصف كرة تسمى هلاماً .  
ويرتبط وجود السطح المنحنى للسائل بوجود فرق الضغط بين طرفيه .  
ويكون ضغط السائل تحت السطح المقعر أصغر منه تحت السطح المستوي ، وهذا يوؤدي في حالة الهلال المقعر لأن يرتفع السائل في الأنبوب إلى الحد الذي يصبح فيه الضغط مكافئاً للضغط الشعري ( فرق الضغط ) .  
بينما يكون الضغط تحت الهلال المحدب أكبر منه تحت السطح المستوي .

(13) وهذا يوؤدي إلى انخفاض السائل في الأنابيب الفيسيقة .  
ينتج اذن ، أن السوائل التي تتسلل الأنبوب الرجاحي الرفيع ( كالماء ) تستقر فوق مستوى السائل في الوعاء العريض ، وعلى العكس فإن السوائل التي لا تبلل الأنبوب ( كالزئبق ) تستقر تحت مستوى السائل في الوعاء الخارجي .  
ويكون ارتفاع السائل في الأنبوب الشعري كبيراً ، كلما كان التوتر السطحي للسائل كبيراً وكلما كان نصف قطر الأنبوب وكثافة السائل أصغر .

### ٦ - ٣ - ارتفاع السائل في الأنبوب الشعري :

مما سبق ينتج أن مقدار ارتفاع السائل  $h$  في الأنابيب الشعرية يتعلق بنصف قطر القناة الداخلية في الأنبوب  $r$  وبالتوتر السطحي  $\sigma$  وبكثافة السائل  $\rho$  . لنسخ ما نتخرج الآن العلاقة التي تربط بين هذه المقادير .

سبق أن استنتجنا أن ضغط السائل في النقطة الواقعة تحت الهلال المقعر مباشرة أصغر من الضغط الجوى بمقدار :  $R = \frac{2\sigma r}{\rho}$

هذا الضغط يساوي  $\frac{2512}{R} - P$  . انتظر الشكل ( ٣ - ٧ ) .  
 أما الضغط في النقطة التي تقع على عمق  $h$  من مستوى سطح الهلال وهي التي توافق مستوى السائل في الوعاء الكبير فيجب أن نضيف إليه الضغط الناتج عن وزن عمود السائل وهو يساوي : ( d.g.h ) . وفي الوعاء الكبير يساوي الضغط في النقطة الواقعة مباشرة تحت السطح المستوى ، الضغط الجوي الخارجي . وبما أن السائل يوجد في حالة توازن ، لذلك فان الضغط يكون متساويا في النقاط الواقعة على سوية واحدة ، وبالتالي :

$$P - \frac{2512}{R} + d.g.h = P \quad (3-10)$$

ومنه :

$$h = \frac{2512}{d.g.R} \quad (3-11)$$

أي أن ارتفاع السائل في الأنابيب الشعري يتناسب طردا مع التوتر السطحي للسائل وعكسا مع نصف قطر انحناء الهلال وكثافة السائل . ونظرًا لصعوبة قياس نصف قطر انحناء الهلال في التطبيقات العملية ، يفضل استعمال نصف قطر الأنابيب الشعري  $r$  وهو يساوي  $r = R \cos \theta$  حيث  $\theta$  زاوية التبلل ، انتظر الشكل ( ٨ - ٣ ) الذي يبين مخطط هلال السائل .

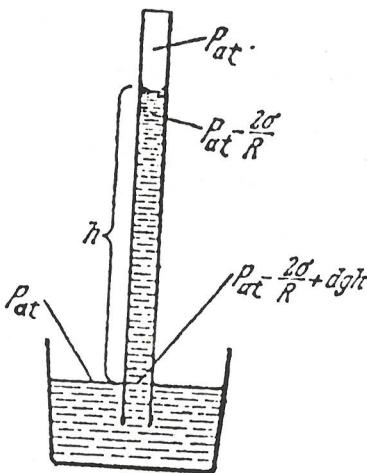
تصبح عندئذ العلاقة ( 3-11 ) بالشكل التالي :

$$h = \frac{25 \cos \theta}{r.d.g} \quad (3-12)$$

وتسمى هذه العلاقة باسم قانون جورين ، وهي تصبح في حالة التبلل الكامل أي عندما  $\cos \theta = 1$  على الشكل الآتي :

$$h = \frac{25}{r.d.g} \quad (3-13)$$

وكما هو واضح من هذه العلاقة أن الارتفاع الشعري يتناسب عكـسـا

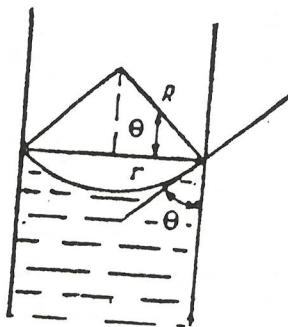


الشكل ( ٣-٧ )

ويمثل كيفية ارتفاع  
عمود السائل في  
الأنبوب الشعري .

الشكل ( ٣-٨ )

ويبيّن مخطط هـ لـ  
السائل .



مع نصف قطر الأنابيب . ويرتبط مع هذا الأمر الكثير من الحوادث الهامة مثال : رى النبات حيث أن المسامات التي تحتويها التربة تلعب دور أقنية شعرية دقيقة يمدد الماء خلالها إلى جذور النبات ويقوم بعملية التغذية .

غالباً تستخدم العلاقة (3-13) وذلك من أجل حساب التوتر السطحي للسوائل . وتدعى الطريقة المطبقة عملياً من أجل هذا الفرض بطريقة الارتفاع الشعري . وهي تستند إلى قياس ارتفاع السوائل في الأنابيب الشعري :

$$\sigma = \frac{1}{2} r.d.g.h \quad (3-14)$$

ونظراً لصعوبة قياس نصف قطر الأنابيب الشعري ، تستخدم عملياً طريقة المقارنة باستعمال سائل توتره السطحي معروف غالباً ما يكون الماء . ويقاس الارتفاع الشعري لهذين السائلين في الأنابيب نفسه وعندما يكون :

$$\sigma_2 = -\frac{h_2^2 \cdot d_2}{h_1 \cdot d_1} \sigma_1 \quad (3-15)$$

حيث  $\sigma$  التوتر السطحي للسائل القياسي،  $h$  مقدار الارتفاع الشعري لهذا السائل و  $d$  كثافته .  $\sigma_2$  التوتر السطحي والارتفاع الشعري وكثافة السائل المجهول .

لكن ومن أجل الحصول على نتائج دقيقة تستخدم غالباً في التطبيقات العملية طريقة الأنابيب الشعرية التفاضلية وذلك أيضاً من أجل التخلص من صعوبة اختيار الأنابيب الشعري بالفتحة المناسبة والمنتظمة . يستعمل في هذه الطريقة أنابيب شعريان أنصاف أقطارهما مختلفة ويقاس الفرق بين سويفتي السائل في الأنابيبين ، الشكل ( ٣ - ٩ ) . يمكن أن نكتب من أجل كل أنابيب لنفس السائل :

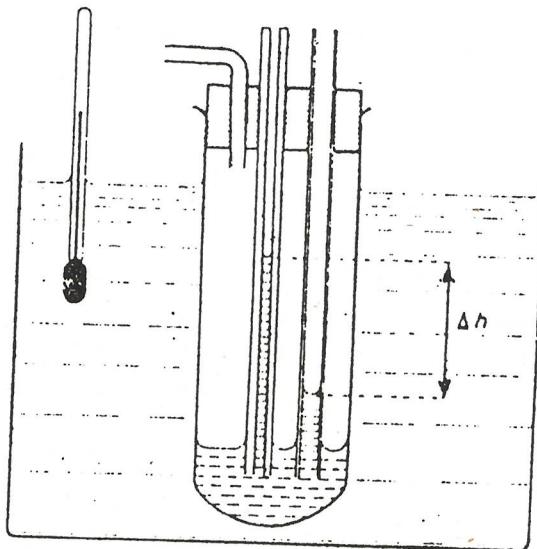
$$\sigma_1 = \frac{1}{2} r_1 \cdot h_1 \cdot dg , \sigma_2 = \frac{1}{2} r_2 \cdot h_2 \cdot dg$$

: ومن

$$\sigma = \frac{d \cdot g r_1 \cdot r_2 \Delta h}{\frac{1}{2} (r_1^2 - r_2^2)} = B \cdot \Delta h \quad (3-16)$$

حيث  $B = \frac{d gr_1 r_2}{\frac{1}{2} (r_1^2 - r_2^2)}$  عبارة عن ثابت يتعلق بالجهاز المستخدم ويسمى ثابت الجهاز . ويصبح في حالة تطبيق طريقة المقارنة مع السائل العياري لدينا :

$$\sigma_2 = \frac{d_2 \cdot \Delta h_2}{d_1 \cdot \Delta h_1} \cdot \sigma_1 \quad (3-17)$$



الشكل (٩ - ٣) ويمثل كيفية قياس التوتر السطحي بواسطة الارتفاع الشعري (الطريقة التفاضلية) .

تطبيق : اذا كان التوتر السطحي للكحول المتميزي عند الدرجة  $20^{\circ}\text{C}$  مساوٍ  $790 \text{ dyne/cm}$  وكانت كثافته تساوي  $0.79 \text{ kg/cm}^3$  عند الدرجة نفسها . فما هو نصف قطر الأنبوب الشعري الذي يستطيع هذا السائل أن يطعد فيه إلى ارتفاع  $(15 \text{ cm})$  ؟

الحل : باعتبار أن التبلل في هذه الحالة كامل  $\Rightarrow$  لم تتم الاشارة الى زاوية التبلل يمكن تطبيق العلاقة :

$$r = \frac{2h}{\pi g}$$

بالتعويض نجد :

$$r = \frac{2 \times 22,6 \times 10^{-3}}{0,015 \times 790 \times 9,8} = \frac{45,2 \times 10^{-3}}{116,2} = 3,889 \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

وهو المطلوب .

### ٣ - تبخر وغليان السوائل :

لقد ذكرنا أن جزيئات السائل تتحرك حركة مستمرة غير أنها لا تتحرك جميعها بسرعات واحدة . فهناك قسم فقط من الجزيئات يتمتع بطاقة إضافية وسرعة كبيرة بالمقارنة مع القيمة الوسطية . عندما تبلغ هذه الجزيئات سطح السائل تكون قادرة على أن تتغلب على قوى التجاذب من قبل الجزيئات الأخرى وعلى أن تنفصل لذلك عن السائل . تقول في هذه الحالة إن السائل يتبخر . وعندما تتحرك الجزيئات متوجهة من السائل إلى الهواء تتناقص طاقتها الحركية وسرعتها بسبب تغلبها على قوى التجاذب من قبل جزيئات السائل في الطبقات الداخلية . تترافق عملية التبخر بالتبديد ، وذلك لأن السائل يفقد أجزاء التبخر جزيئاته السريعة ( الساخنة ) ، ولأن الجزيئات نفسها تفقد قسماً كبيراً من طاقتها الحركية عندما تتغلب على قوى التجاذب الداخلية . وعند تسميم السائل يزداد في آن واحد سرعة الحركة الوسطية لجزيئاته ويزداد عدد الجزيئات التي تترك السائل أي أن التبخر

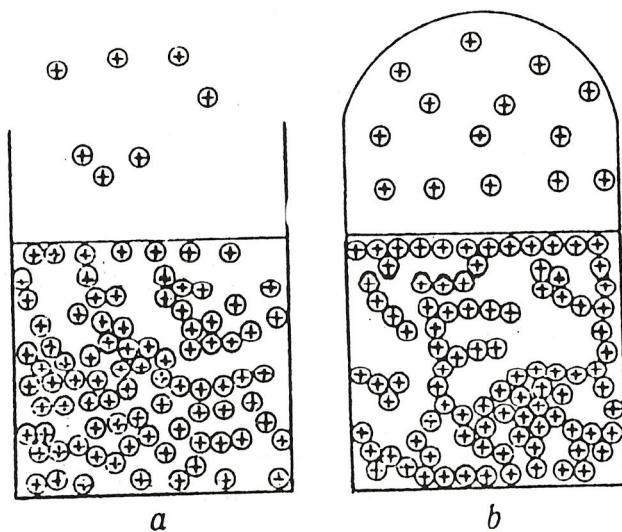
يشتد .

يتعلق التبخر أيضاً بالضغط المطبق وبالسطح الكلي للتبخر . وكلما كان الضغط منخفضاً والسطح كبيراً جرت عملية التبخر بصورة أشد . اذا جرى التبخر في وعاء مغلق ، فإنه سيتوقف عندما يصبح ضغط البخار مساوياً لقيمة معينة تكون مميزة لكل سائل ولكل درجة حرارة . ويتوطد فوق السائل في هذه الحالة تركيز ثابت للبخار . يسمى البخار الواقع في حالة توازن مع السائل بالبخار المشبع ، ويسمى الضغط الذي يوءثر به هذا البخار بضغط البخار المشبع الشكل ( ١٠ - ٣ ) .

تدل التجربة أن قوى التجاذب بين جزيئات السائل في درجة حرارة الغرفة تفوق بعده مرات الطاقة الحرارية الوسطية التي تملكها جزيئاته في درجة الحرارة المعتبرة . وفي هذا يمكن السبب في كون الأكثريّة الساحقة من الجزيئات لافتاد السطح ، لأنها لا تملك في اللحظة المعينة كمية الطاقة اللازمة . ولو افترضنا أن قوى التجاذب بين جزيئات السائل ليست كبيرة إلى حد كاف ، لنتج عن ذلك أن السائل يتبخّر آنذاك في درجة حرارة الغرفة ولما وجدت المادة بحالتها السائلة انما ستوحد في حالة غازية .

ينتج ادن ، أن ضغط البخار المشبع للمادة المعينة ، هو عبارة عن مقدار ثابت في درجة حرارة ثابتة وهو يختلف من مادة لأخرى وكلما ارتفعت درجة الحرارة ، ازداد ضغط البخار المشبع . يمثل الشكل ( ١١ - ٣ ) منحنيات ضغط البخار المشبع للكحول الایتيلائي والماء ، وهذه المنحنيات تنتهي في النقطة الحرجة ، عندما يصبح ضغط البخار مساوياً للضغط الحرجي .

تدعى عملية انتقال المادة من الحالة السائلة إلى الحالة الغازية أو البخارية باسم تشكيل البخار . ويفرق بين شكلين لهذه العملية : التبخر والغليان . ففي الحالة الأولى يحدث تشكيل البخار من السطح الحر للسائل . بينما يحدث في الحالة الثانية - حالة الغليان - من السطح ومن الطبقات الداخلية في حجم السائل عن طريق تشكيل فقاعات

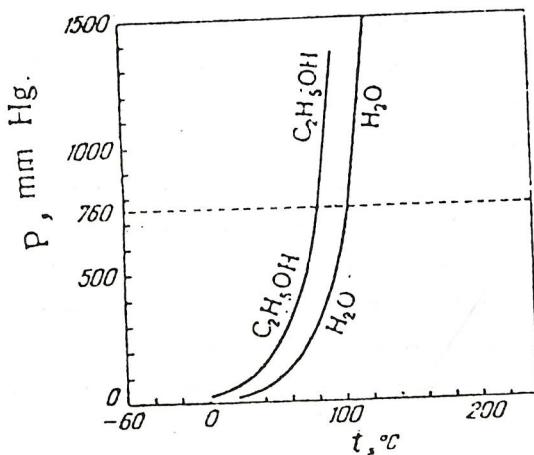


الشكل ( ٣-١٠ )

ويمثل مخطط يشرح تبخر السائل

a - في وعاء مفتوح

b - في وعاء مغلق



الشكل ( ٣-١١ )

ويمثل منحنيات ضغط البخار المشبع لكل من

$H_2O$  و  $C_2H_5OH$

البخار ثم انطلاقها من داخل الحجم . يكون ضغط البخار المشبع في هذه الحالة متساوياً لـ الضغط الخارجي . تسمى درجة الحرارة التي تحدث عندها هذه العملية باسم درجة حرارة الغليان أو نقطة الغليان . تتغير درجة حرارة الغليان عند تغيير الضغط الخارجي . فعند تناقص هذا الأخير ينخفض ضغط البخار فوق السائل متساوياً لـ الضغط الخارجي عند قيم أقل لدرجة الحرارة أي أن السائل سيظيفي هذه الحالة عند درجة حرارة أكثر انخفاضاً . وتلاحظ مثل هذه الظاهرة في المرتفعات والجبال حيث يكون ضغط الهواء أقل كثيراً من الضغط الجوي العادي .

### ٣ - ٨ - حرارة تبخر السوائل :

تعرف حرارة التبخر أو ( حرارة تشكيل البخار ) بأنها : كمية الحرارة التي تمتلكها المادة أثناء التبخر تساوي الدرجة للسائل المتوازن مع بخاره .

وتبعاً لكمية المادة التي تنسب إليها هذه الحرارة فإنه يفرق بين حرارة التبخر المولية ، أي حرارة تبخر مول واحد من المادة ، وحرارة التبخر النوعية المنسوبة إلى غرام واحد من المادة . وغالباً ستنستخدم حرارة التبخر المولية وذلك لأنها يسهل من أجلها استخراج القوانين الأساسية .

تتألف حرارة التبخر ، أو بتعبير أدق ، الحرارة الكلية لـ تبخر السائل من مكونين :

- ١ - الطاقة التي تبذل للتغلب على قوى التجاذب بين الجزيئات في السائل ( بما فيها التجمع ) ، وتدعى الحرارة الداخلية لـ تبخر .
- ٢ - الطاقة التي تصرف للتغلب على الضغط الخارجي عند انطلاق البخار ، وتدعى بالحرارة الخارجية ( أو العمل ) لـ تبخر وهي تساوي  $P \cdot dV$  .

وتكون الحرارة الخارجية دائمًا أقل من الحرارة الداخلية . لكن من الآن فصاعداً سندرس حرارة التبخر الكلية فقط ، وسندعوها اختصاراً حرارة التبخر .

يتضح من دراسة عملية التبخر أن جزيئات السوائل التي تتتمتع بحرارة

تبخر كبيرة تضطر أثنتين التبخر الى التغلب على حائل طاقي كبير ولهذا فان عملية تبخر هذه السوائل تتعرّض ، كما يجب أن تتمتع هذه السوائل بضغط أقل للبخار المشبع ومن ثم بنقطة غليان أعلى . ولكن من الجدير ذكره أن هناك عوامل أخرى توثر على عملية التبخر إلى جانب حرارة التبخر .

وعند مقارنة حرارات التبخر لسوائل مختلفة فإن أبساط العلاقات تظهر من أجل حرارات التبخر عند درجات الحرارة المناظرة . هذا وتطبق قاعدة تروشون على نطاق واسع وهي بسيطة جداً من حيث المضمون حيث تقول :

/ تتناسب حرارة التبخر المولية  $L_b$  عند درجات الغليان وتحت الضغط الجوي لسوائل مختلفة طرداً مع درجات غليانها  $T_b$  المعبر عن سلم الدرجات المطلقة / أي أن :

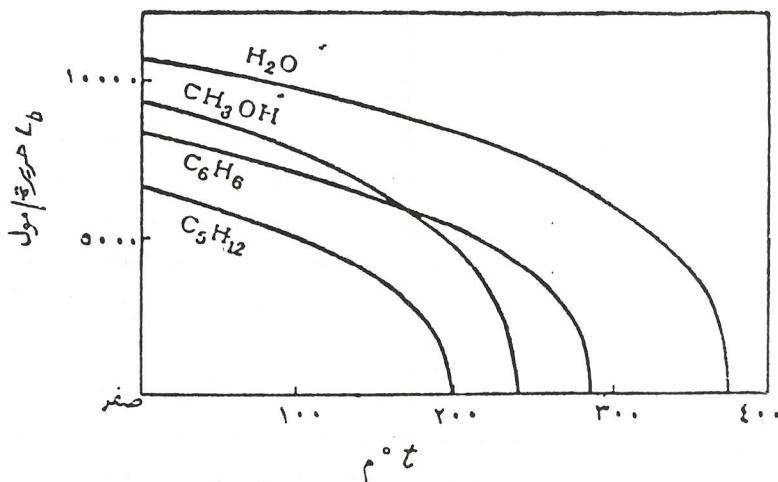
$$\frac{L_b}{T_b} = K_b \cdot T_b \quad (3-18)$$

حيث  $K_b$  مقدار ثابت من أجل السوائل غير التجميئية ويتساوى تقريباً ٢١ - ٢٢ حريرة / مول . درجة . وتسمح هذه العلاقة بحساب  $T_b$  اذا كانت  $L_b$  معروفة ، وعلى العكس . هذا وتعبر المعادلة التي افترضها كيستاكوفسكي تعبراً جيداً عن هذه العلاقة وذلك ضمن نطاق واسع من درجات الحرارة :

$$\frac{L_b}{RT_b} = \ln 82,07 T_b \quad (3-19)$$

حيث يجب التعبير عن  $L_b$  و  $RT_b$  بوحدات متساوية : وفي حالة السوائل التجميئية تكون قيم  $K_b$  دائماً أكبر من القيم التي تتعين بالاستناد إلى قاعدة تروشون أو حسب المعادلة ( 3-19 ) ويعود ذلك ، على ما يبدو ، إلى أن تفكك المعقّدات الجزيئية الموجودة في هذه السوائل يتطلب كمية إضافية من الطاقة . تتعلق حرارة تبخر سائل معين بدرجة الحرارة . فبارتفاع درجة

الحرارة تتناقض حرارة التبخر نظرا لأن التباين في حالتى السائل والبخار المتوازن معه يتضاءل كلما اقتربنا من النقطة الحرجة . ويظهر على الشكل ( ٣ - ١٢ ) الطابع العام لهذه العلاقة . ففي مجال الضغوط المنخفضة للبخار يكون انخفاض حرارة التبخر مع تغير درجة الحرارة بطريقاً نسبياً . ولكن كلما ارتفع الضغط ازدادت سرعة انخفاضها بحيث تصبح متساوية الصفر عند درجة الحرارة الحرجة .



الشكل ( ٣ - ١٢ ) ويمثل علاقة حرارة التبخر  
السوائل بدرجة الحرارة

$K_b = \frac{L_b}{T_b}$	$T_b$	$L_b$	المادة
المعادلة (٣-١٩)	المعادلة (٣-١٨)		
١١٧	٤٧	٤٣	He
١٤٧	١٠٩	٢٠	$H_2$
١٧٤	١٧٤	٧٧	$N_2$
١٧٧	١٨١	٩٠	$O_2$
٢٠١	٢١٤	٣٠٨	$(C_2H_5)_2O$
٢٠٤	٢٠٢	٣٥٩	$HN_3O$
٢٠٣	٢٠٩	٣٥٣	$C_6H_6$
٢١٦	٢٢٥	٦٣٠	Hg
السوائل شديدة التجمّع			
١٩٦	٢٢٨	٢٤٠	$NH_3$
٢٠٤	٢٧٢	٣٥٢	$C_2H_5OH$
٢٠٥	٢٦٠	٣٧٣	$H_2O$

الجدول (٣-٣) ويبين حرارات التبيخ  $L_b$  (حريرة / مول ) ودرجات الغليان الطبيعية  $T_b$  (K) لبعض السوائل .

### ٣ - اللزوجة :

يتعرض كل جسم عندما يتحرك الى مقاومة الوسط الذي يتحرك فيه . فعندما نحرك قضيبا زجاجيا مغمورا في الماء أو في محلول مركن من السكر أو في الغليسيرين ... الخ فاننا نشعر بمقاومة لحركة القضيب الزجاجي . تسمى القوة التي تمانع حركة الجسم باسم قوة الاحتكاك .

عندما تكون مقاومة الحركة التي يخضع لها الجسم ناجمة عن جسيماته بالذات فان قوة الممانعة في هذه الحالة تسمى الاحتكاك الداخلي أو اللزوجة وبالتالي فاللزوجة اذن ، عبارة عن الاحتكاك

الداخلي الذي يظهر عندما تتحرك طبقات السائل المتجاورة بالنسبة لبعضها البعض وهي تتعلق بقوى التأثير المتبادل بين الجزيئات .  
 لبيان ذلك نوضح هذا الأمر من خلال دراستنا لجريان السائل داخل الأنابيب الزجاجي فيمكن أن نتصور السائل الذي يجري على أنه يتآلف من مجموعة من الطبقات المتوازية الشكل ( ٣-١٣ ) تظل الطبقة الأولى ( I ) منها المتاخمة لجدار الأنابيب ملتصقة به دون حرراك وذلك بسبب التبخل . وتخضع الطبقة ( II ) لتجاذب جزيئات الطبقة ( I ) التي تعيق حركتها . وكذلك فإن حركة الطبقة ( III ) تعيقها قوى التجاذب من قبل جزيئات الطبقة ( II ) .  
 ولكن بما أن الطبقة ( II ) توجد في حالة حركة ، لذا فإن التأثير المعيق لها يكون أقل كثيراً من التأثير المماثل للطبقة ( I ) .  
 وبالتالي فإن الطبقة ( III ) تتحرك أسرع من الطبقة ( II ) .  
 تلاحظ ظواهر مشابهة بالنسبة للطبقات التالية . وتكون سرعة الطبقة المركزية في السائل أعظمية . يمثل المنحنى طة في الشكل ( ٣-١٣ ) تزايد سرعة حركة طبقات السائل .

لقد درس نيوتون لزوجة السوائل وافتعرض عام ١٦٨٧ أن الاحتكاك الداخلي الذي ينشأ عن جريان السائل يتعلق بالسرعة النسبية لانتقال جسيماته . ولقد وضع بناء على ذلك قانون الجريان اللزج للسوائل الذي يعرف باسمه . يصاغ هذا القانون على الشكل التالي :  
 / تتناسب قوة الاحتكاك الداخلي التي تظهر عند انتقال احدى طبقات السائل بالنسبة إلى طبقة أخرى طرداً مع تدرج السرعة النسبية لهذا الانتقال ومع مساحة الطبقتين /  
 تكتب الصيغة الرياضية لهذا القانون كما يلي :

$$F = \gamma S \frac{dv}{dx} \quad ( 3-20 )$$

حيث  $F$  القوة التي تؤثر على سطح الطبقة في الاتجاه الذي يعكس حرقتها الشكل ( ٣-١٤ )  $S$  تمثل مساحة الطبقة ،  $\frac{dv}{dx}$  السرعة النسبية لحركة الطبقتين الواقعتين على مسافة  $dx$  من بعضهما و  $\gamma$

معامل التناسب ويتعلق طبيعة السائل ويعود واحداً من خواصه الهامة ويسمي هذا المعامل باسم الزوجة أو معامل الاحتكاك الداخلي . نكتب استناداً إلى العلاقة ( 20 - 3 ) :

$$\gamma = -\frac{F}{S} \cdot -\frac{dx}{dv} \quad ( 3-21 )$$

إذا عبرنا عن قوة الاحتكاك  $F$  بالدينية وعن  $dx$  بالستنتيمتر وعن  $d$  بالستنتيمتر / ثانية وعن  $S$  بالستنتيمتر مربع نحصل على :

$$\gamma = \frac{\text{دينية} \cdot \text{ثانية}}{2 \text{ سم}}$$

و بما أن كل دينه = 1 غرام . سم / ثالثاً تصبح واحدة الزوجة كما يلي :

$$\gamma = \frac{\text{غرام}}{\text{سم} \cdot \text{ثانية}^2} = \frac{\text{دينية} \cdot \text{ثانية}}{2 \text{ سم}}$$

يسمي هذا المقدار للزوجة ( بالبواز ) نسبة إلى العالم الفرنسي بوارييه . ويستخدم عادة مقدار أصغر هو السانتي بواز حيث : ١ سانتي بواز =  $\frac{1}{100}$  بواز

وتتقاس الزوجة في الحملة الدولية ( SI ) بالوحدة الآتية :

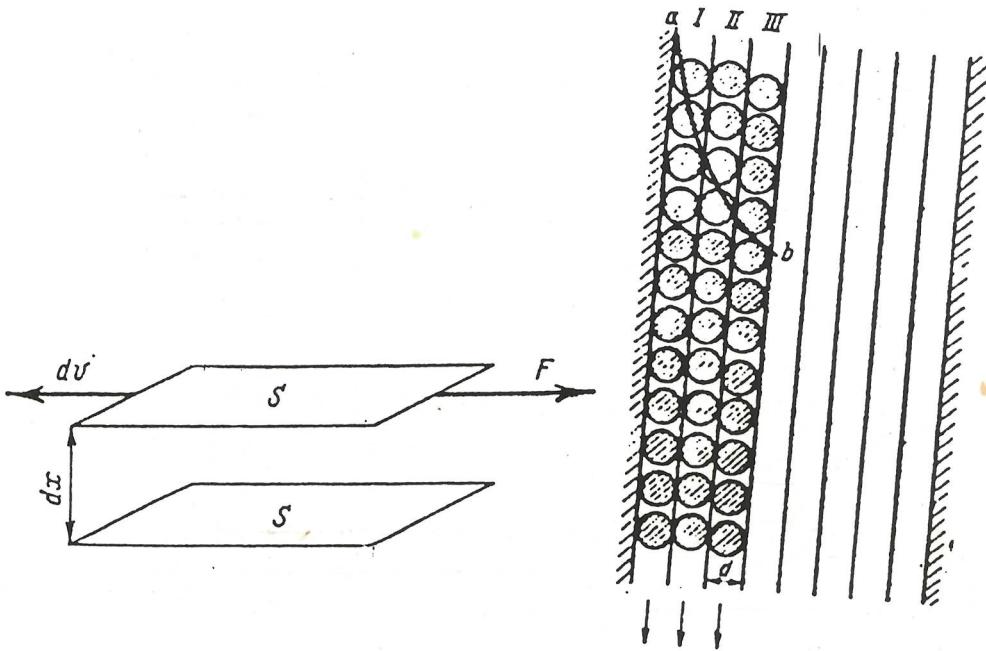
$$\text{كغ} \cdot \text{متر}^3 \cdot \text{ثانية}^{-3} = \frac{\text{نيوتن} \cdot \text{ثانية}}{\text{متر}^2} = \frac{\text{نيوتن} \cdot \text{متر}}{\text{متر}^3 \cdot \text{ثانية}}$$

تعد لزوجة السائل مقداراً هاماً يميز السائل المعين وفي الجدول ( ٣-٤ ) نورد قيم الزوجة لبعض السوائل .

السائل	( سنتي بواز ) $\gamma$	السائل	( سنتي بواز ) $\gamma$
الماء	١٠٠٥	حمض الكبريت	٢١٦
الاتيير الاتيلي	٠٢٣٣	زيت الخروع	١٠٠٠
البنزول	٠٦٤٩	الفلسيسرين	١٤٩٩
الكحول الاتيلي	١١٩	القطران .	٣٠٠٠

الجدول (٣-٤) ويظهر لزوجة بعض السوائل  
في الدرجة ٢٠ °

تدعى السوائل التي تخضع للعلاقة (٣-٣) باسم السوائل النيوتينية .  
غير أنه شوهد سوائل لا تخضع لهذه العلاقة . مثال ذلك : محليل  
المركبات ذات الجزيئات الضخمة والمحاليل الغروية وهي لا تدخل ضمن  
نطاق دراستنا وإنما تدرس في مقررارات أخرى .



الشكل (٣-١٤) ويبين استخراج  
علاقة نيوتن °

الشكل (٣-١٣) ويمثل انسباب  
السوائل من الأنابيب الرجاحي  
الضيق °

### ٣ - ١٠ - علاقة بوارييه في الجريان الزلج :

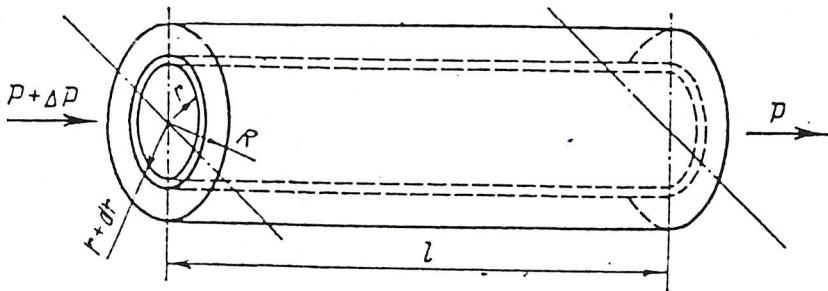
لقد حصل بوارييه عن طريق التجربة على علاقة شرح متن  
خلالها عملية الجريان المنتظم للسائل داخل الأنابيب الاسطوانية .  
تكتب هذه العلاقة على النحو التالي :

$$v = \frac{\pi R^4}{8 \mu l} \Delta p \quad (3-22)$$

حيث  $v$  - سرعة الجريان الحجمية وتعبر عن حجم السائل المار من مقطع  
الأنبوب خلال واحدة الميزمن .

$R$  - نصف قطر الأنبوب ،  $l$  - طول الأنبوب ،  $\Delta p$  - فرق الضغط بين  
طرفي الأنبوب ،  $\mu$  لزوجة السائل .

لكي نستخرج هذه العلاقة ، نتصور أننا اقتطعنا داخل الأنبوب  
الاسطواني الذي يجري السائل داخله طبقة اسطوانية نصف قطرها متغير  
الشكل ( ٣-١٥ ) .



الشكل ( ٣-١٥ ) ويبيّن استخراج علاقة بوارييه

ففي شروط الجريان المنتظم ( السائل الثيوتنى ) يتحرك سطح الاسطوانة بسرعة ثابتة ، وتساوى القوة  $F$  التي تدفع اسطوانة السائل داخل الأنبوب مع قوة الاحتكاك الداخلي التي توئش على سطح الاسطوانة . تكتب العلاقة ( ٣-٢٢ ) من أجل طبقتين اسطوانيتين تقعان على مسافة  $dr$  عن بعضهما على الشكل الآتى :

$$F_1 = 2 \pi r L \gamma - \frac{d \tau}{dr}$$

حيث  $L$  سرعة جريان السائل في الطبقة التي نصف قطرها يساوى  $r$  تعين القوة التي تسبب جريان السائل تحت تأشير فرق الضغط بين طرفي الأنبوب  $P$  من أجل عمود السائل الذي نصف قطره يساوى  $r$  بالعلاقة الآتية :

$$F_2 = \pi r^2 \cdot \Delta P$$

وبالاستناد الى أن محصلة كافة القوى التي توئش على الجزء المقطعي داخل الأنبوب تتساوى صفرًا في حالة الجريان المنتظم ، نحصل على:

$$\pi r^2 \cdot \Delta P = 2 \pi r L \gamma - \frac{d \tau_r}{dr} \quad ( 3-23 )$$

وباجراء المكاملة بعد فصل المتحولات والأخذ بعين الاعتبار أن طبقة السائل الواقعه بالقرب من جدار الأنبوب ( نصف قطرها يساوى  $R$  ) ثابتة لاتتحرك  $\tau_r = 0$  نحصل على :

$$\tau_r = \int_{R}^{r} d\tau_r = \int_{R}^{r} \frac{r \Delta P}{2 \gamma} dr = \frac{R^2 - r^2}{4 \gamma} \cdot \Delta P \quad ( 3-24 )$$

يعطى حجم السائل الذي يمر خلال الحلقة التي نصف قطرها  $r$  وسماكتها  $dr$  خلال واحدة الزمن بالعلاقة :

$$dV = (2 \pi r \cdot dr) \tau_r \quad ( 3-25 )$$

وبكمالة هذه العلاقة ( ٣-٢٥ ) ضمن حدود التكامل من  $0$  الى  $R$  و  $0$  الى  $R$  نحصل على العلاقة ( ٣-٢٢ ) .

$$v = \int_0^R dv = \int_0^R 2\pi r \frac{R^2 - r^2}{\frac{R}{4} \gamma P} \Delta P \cdot dr = \frac{\pi R^4}{8 \gamma P} \cdot \Delta P$$

تستخدم علاقة موازيه في حالة الجريان الصفيي فقط أي عندما تتحرك طبقات السائل بصورة متوازية فيما بينها دون أن يختلط بعضها ببعض ، ويتحقق هذا النظام من الجريان في حالة السرعات القليلة نسبيا .

### ٣ - ١١ - علاقه باتشينسكي :

لقد أوجد باتشينسكي عام ( ١٩١٣ ) علاقه بسيطة تربط بين الزوجة  $\gamma$  والحجم النوعي  $v$  للسائل :

$$\gamma = \frac{C}{v - w} \quad (3-26)$$

حيث  $C$  - ثابت لا يتعلّق بدرجة الحرارة والضغط  $w$  - ثابت يعبر عن الحجم الذي تشغله جزيئات السائل وهو لا يتعلّق بدرجة الحرارة والضغط أيضا .

يوافق هذا الثابت من حيث المدلول الفيزيائي الثابت  $b$  في معادلة فاندرفالس  $P + \frac{a}{V^2} = RT$  من أجل الغازات الحقيقية . اذن تعبر القيمة  $w$  - عن الحجم الحر للسائل . واضح أن الزوجة تناسب تناسبا عكسيأ مع هذه القيمة . ومما لا شك فيه أن تغير درجة الحرارة والضغط يسبب تغير الحجم الحر للسائل وهذا يوؤثر بشكل رئيسي على لزوجة السائل . فمثلا كلما ارتفعت درجة الحرارة ازداد حجم السائل وازادت القيمة  $w$  -  $v$  وتتحفظ عندئذ الزوجة وفقا للعلاقة ( 26 - 3 ) . ويحدث هذا الأمر لأنه عندما ترتفع درجة الحرارة تزداد المسافة الوسطية بين الجزيئات ويضعف التجاذب المتبادل فيما بينها .

لنكتب العلاقة ( 26 - 3 ) بالشكل الآتي :

$$-\frac{1}{\gamma} = -\frac{v}{C} - \frac{w}{C} = -\frac{v}{C} - \frac{w}{C} \quad (3-27)$$

تدل هذه العلاقة على أن المقدار  $\frac{1}{\rho} = C$  الذي يساوي مقلوب الزوجة والمسمي بالسيولة هو عبارة عن تابع خطى للحجم . فإذا وضعت على محاور الاحداثيات السيولة والحجم فإن العلاقة بينهما يجب أن تظهر على شكل خط مستقيم . تتفق العلاقة (3-27) مع المعلميات التجريبية جدا في مجال الفغوط غير العالية . وينتج من هذه العلاقة أن السيولة تزداد كلما ارتفعت درجة الحرارة .

تتعلق لزوجة السوائل بالدرجة الأولى بالتأثير المتبادل بين الجزيئات ولقد اقترح بانشينكوفي نظرية عامة لليزوجة السوائل تستند إلى التصورات الجزيئية الحركية وتشمل في آن واحد علاقة لزوجة السوائل النقية بدرجة الحرارة والضغط وعلاقة الزوجة بالتركيب في حالة المزاج الثنائيه .

وتلعب دراسة لزوجة السوائل دوراً كبيراً في حل العديد من المشاكل الصناعية الهامة . إذ نرى مثلاً أن كمية الطاقة اللازمة لخلط السائل أو مروره عبر الأنابيب ترتبط ارتباطاً مباشرًا بلزوجة السائل .

الجدول (3-5) ويظهر فيه تابعية الزوجة لدرجة الحرارة

الزوجة (2) سنتي بواز				السائل
عند الدرجة ٥٠	عند الدرجة ٣٠	عند الدرجة ٠	عند الدرجة -٥٠	
٠٥٥٠	١٠٠٠٥	١٧٨٩	١٣٩٥	$H_2O$
٠٢٤٦	٠٣٢٢	٠٣٩٥	٠٩١	$(CH_3)_2CO$
٠٤٣٦	٠٦٥	٠٧٨	١٧٨	$C_6H_6$
٠٧٠١	١١٩			$C_2H_5OH$

### ٣ - طرق قياس الزوجة :

تستخدم عدة طرق لقياس الزوجة ، نتعرف الآن على أكثرها

شيوعاً :

آ - طريقة الأنابيب الشعرية:

تستند هذه الطريقة إلى العلاقة بين الزوجة والزمن اللازم لمرور حجم معين من السائل عبر فتحة ضيقة في الأنابيب الشعري . ولهذا وجدى قبل قليل أن العلاقة بين هذين المقدارين تعطيها العلاقة التجريبية التي وضعها بوارييه :

$$\gamma = \frac{\pi R^4 \Delta P}{8 \nu t} \quad (3-28)$$

حيث  $t$  هو الزمن اللازم لمرور الحجم  $V$  من السائل خلال فتحة الأنابيب وإذا كان جريان السائل يتم تحت تأثير وزنه الذاتي ، فيمكن عندئذ استبدال النسبة  $\frac{\Delta P}{V}$  بكثافة السائل :

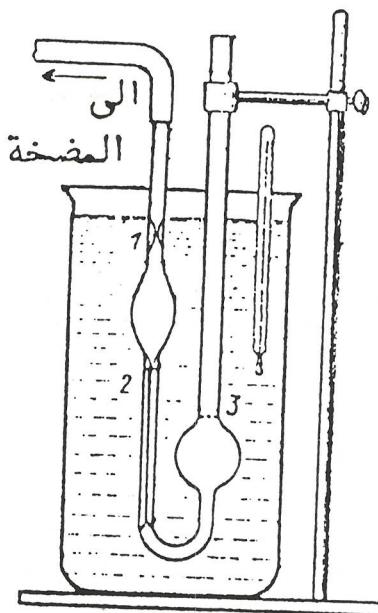
$$\gamma = \frac{\pi R^4}{8} \cdot \frac{d}{t} \cdot \nu \quad (3-29)$$

تعين لزوجة السوائل بهذه الطريقة عادة بواسطة ملزاج أو سفالد الذي يستخدم كجهاز للمقارنة الشكل ( ٣ - ١٦ ) . يقاس أولاً الزمن لمرور حجم معين من سائل عياري لزوجته وكثافته معروفة من ويستخدم الماء غالباً لهذا الغرض . وبعد أن ينطف الملزاج جيداً، يدخل إليه نفس الحجم من السائل المراد تعين لزوجته . يحدد الزمن اللازم لعبور هذا السائل وكذلك تفاصيل كثافته . تحسب بعد ذلك الزوجة بالعلاقة التالية :

$$\gamma = \gamma_{H_2O} \cdot \frac{d}{d_{H_2O}} \cdot \frac{t}{t_{H_2O}} \quad (3-30)$$

ب - طريقة الكرة الساقطة :

عندما تسقط الكرة المصووعة من معدن معين داخل الوسط اللزج تحت تأثير حقل الجاذبية الأرضية ، تتعرض لمقاومة هذا الوسط . تعطى قوة مقاومة الوسط بعلاقة ستوكس عام ( ١٨٥١ ) الآتية :



الشكل (٣-١٦) ويوضح ملزاج أوستفالد ١ و ٢  
حدا الملزاج - ٣ - مستوى امتلاء الملزاج بالسائل

$$F = 6\pi r \cdot U \quad (3-31)$$

تخضع الكرة الساقطة داخل سائل ما الى تأثير قوتين متعاكستان .  
الأولى هي قوة الجاذبية وتتواءر من الأعلى الى الأسفل وهي تساوى  
جداً حجم الكرة في كثافتها في تسارع الجاذبية الأرضية :

$$F_1 = 4/3 \pi r^3 \cdot d \cdot g \quad (3-32)$$

حيث  $r$  نصف قطر الكرة ،  $d$  - كثافة الكرة ،  $g$  - تسارع الجاذبية  
الأرضية .

والثانية عبارة عن دافعة ارخميدس وتوءثر من الأسفل نحو الأعلى على الكرة وتساوي إلى كتلة السائل التي يزكيها حجم الكرة مفروبة بالتسارع الأرضي :

$$F_2 = \frac{4}{3} \pi r^3 \cdot d \cdot g \quad \text{حيث } d \text{ كثافة السائل}$$

ويصبح في حالة سقوط الكرة المتسارع :

$$F = F_{\perp} - F_2$$

أو :

$$6 \pi r \gamma U = \frac{4}{3} \pi r^3 (d - d')g \quad (3-33)$$

ومنه :

$$U = \frac{2r^2}{9\gamma} (d - d')g \quad (3-34)$$

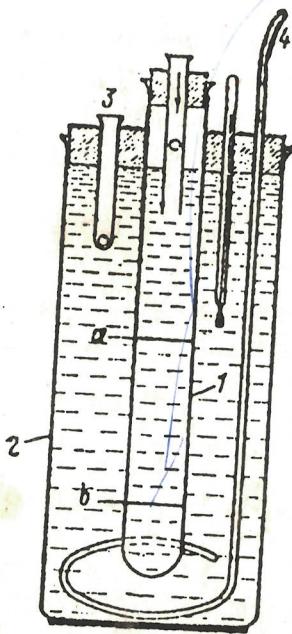
$$\gamma = -\frac{2}{9} \cdot \frac{g(d-d')}{U} \quad (3-35)$$

تمكن هذه العلاقة الأخيرة من تعين لزوجة السوائل المختلفة بعد أن نجح عن طريق التجربة سرعة سقوط الكرة في السائل على أن يكون وزنها ونصف قطرها معلومين . يستخدم الجهاز المبين في الشكل (٣-١٩) لتعيين الزوجة بهذه الطريقة .

تطبيق :

تبين التجربة القيم التالية للزوجة الایتراتيليك وكشافته عند درجات الحرارة المبينة بالجدول :

$T, K^{\circ}$	273	293	313	333
$\gamma \times 10^3, N \cdot sec^{-2}$	0,284	0,233	0,197	0,116
$d, Kg/m^3$	736,3	713,5	689,8	665,0



الشكل (٣-١٧) يبين الملازج ذي الكرة

- ١ - أنسوبية السائل المدروس
- ٢ - منظم حراري
- ٣ - أنبوب اختبار الكرات
- ٤ - خلاط
- ٥ - و ٦ - حد الملازج

عين قيمة الثابتين  $C$  و  $W$ . في معاadلة باتشينسكي ، وقارن قيمة  $W$  مع الثابت  $b$  في معاadلة فاندرفالس علما بأن الكثافة الحرجة للاتير تساوي  $264 \text{ Kg/m}^3$

الحل :

نحسب مقاليب الزوجة والكثافة من أجل الحصول على قيم السائلة والحجم النوعي في كل درجة من درجات الحرارة .

$T, K^{\circ}$	273	293	313	333
$\frac{1}{C} \cdot 10^3, m^2 \cdot sec^{-1}$	3,521	4,292	5,076	6,024
$v \cdot 10^3, m^3/Kg$	1,358	1,402	1,449	1,504

نرسم بالاستناد الى هذه القيم منحني العلاقة بين السائلة والحجم النوعي ثم نعين ببيانيا ظل زاوية ميل المستقيم على محور السينات

$$\tan \alpha = 19,48 \cdot 10^6 \text{ m}^{-2} \cdot \text{sec}$$

ولكن :

$$\frac{1}{C} = 19,48 \cdot 10^6 \Rightarrow C = 0,5133 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{sec}$$

ولحساب  $w$  ، لدينا :

$$\frac{w}{C} = \frac{C}{V} - \frac{1}{v} = 19,48 \cdot 10^6 \cdot 1,403 \cdot 10^{-3} - 4,292 \cdot 10^3$$

$$= 27,350 \cdot 10^3 - 4,292 \cdot 10^3 = 23,058 \cdot 10^3 \text{ m.sec/Kg}$$

ومنه :

$$w = 23,058 \cdot 10^3 \cdot 0,5133 \cdot 10^{-7} = 14,03 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{Kg}$$

لمقارنة قيمة  $w$  التي حصلنا عليها مع الثابت  $b$  في معادلة فاندرفالس ، يجب أن نضرب  $w$  بالوزن الجزيئي ، وذلك لأن القيمة الناتجة منسوبة إلى 1 Kg من المادة :

$$14,03 \cdot 10^{-4} \cdot 74 = 103,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 / \text{K.molc}$$

نعين الثابت  $b$  من المقادير الحرجية للابتر :

$$b = \frac{V}{\frac{C}{3}} = \frac{M}{3d} = \frac{74}{3 \times 264} = 93 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{mole}$$

من مقارنة القيم الناتجة لكل من  $W$  و  $b$  ، يمكن أن نستنتج  
أن هذين المقدارين من رتبة واحدة .

