

الترموديناميك و الميكانيك الاحصائي

باديس ايدري

معهد الفيزياء، جامعة باجي مختار، عنابة، الجزائر

ربيع 2015

الفهرس

3	1 مقدمة في الترموديناميك
3	مقدمة
3	تعاريف عامة
6	التحويلات الترموديناميكية
7	المبدأ الصفر للترموديناميك
7	الطاقة الداخلية و المبدأ الأول للترموديناميك
9	المبدأ الثاني للترموديناميك
10	دورة كارنو
12	مبرهنة كلوسيوس، الانتروبي و المبدأ الثاني للترموديناميك
15	المبدأ الثالث للترموديناميك
16	الدوال الترموديناميكية
19	تمارين
23	حلول
33	2 مدخل الي الميكانيك الاحصائي الكلاسيكي: المجموعة الميكرواقانونية
33	الحالات الميكروسكوبية
34	مثال: نموذج ايزينغ - المشاء العشوائي
36	انتروبي المعلومات و مسلمات الميكانيك الاحصائي
41	المجموعة الميكرواقانونية
44	التوازن الترموديناميكي
48	الغاز المثالي الكلاسيكي
52	مسائل اضافية
56	تمارين
60	حلول
75	2 المجموعة القانونية و النظرية الحركية للغازات

مقدمة في الترموديناميك

مقدمة

الترموديناميك هو فرع من الفيزياء يهتم بوصف المادة ظاهريا^(١) وبالخصوص يهتم بدراسة خصائص الجمل الفيزيائية الماكروسكوبية المتوازنة حراريا و دراسة التبادلات في الطاقة التي تحدث بينها اي بين شكلي الطاقة الاساسيين : كمية الحرارة و العمل الميكانيكي.

الترموديناميك ناجح جدا في وصف العالم الماكروسكوبي دون الرجوع الي المبادي الاولية^(٢) للديناميك الجزيئي الاستثناء ربما هي النظرية الحركية للغازات التي يمكن اشتقاق الترموديناميك الخاص بها مباشرة من النظرية الذرية. الميكانيك الاحصائي هو النظرية الاساسية التي تحاول بناء الترموديناميك انطلاقا من الفيزياء التي تحكم العالم الجزيئي و الذري وبالتالي فهي تعتبر اصل الترموديناميك و تفسيره في ان معا.

الميكانيك الاحصائي اذن هو همزة الوصل بين العالم الميكروسكوبي و العالم الماكروسكوبي و هو بالضبط احصائي لان عدد الجسيمات الميكروسكوبية المشكلة لاي جملة فيزيائية هو عدد كبير جدا. وجود هذا العدد الكبير من الجسيمات هو الاصل الذي يسمح لنا باشتقاق القوانين البسيطة والانيقة للترموديناميك، التي تصف خصائص الجمل الفيزيائية الماكروسكوبية المتوازنة، ابتداء من قوانين الميكانيك الاحصائي.

نبدأ في هذا الفصل دراستنا بالترموديناميك، و نؤجل الميكانيك الاحصائي للفصول القادمة، حتي نعرف عن قرب اللغة و العالم اللذان يتعامل بها و معه الميكانيك الاحصائي قبل الغوص في الرياضيات التي تحكمه و تؤسسه.

تعريف عامة

الجمل الترموديناميكية : الجملة الترموديناميكية هي جزء ماكروسكوبي من الكون محدود بسطح مغلق قد يكون اعتباري. هذه الجملة قد تكون معزولة او مغلوقة اذا لم يكن هناك اي تفاعلات لها مع الوسط الخارجي اما اذا كان هناك تفاعل مع الوسط الخارجي فالجملة تسمى مفتوحة.

الجملة الماكروسكوبية^(٣) هي جملة ذات ابعاد كبيرة جدا بالمقارنة مع ابعاد مكوناتها الجزيئية، الذرية، النووية او الاولية. عموما عدد هذه المكونات

phenomenological.^(١)

first principles.^(٢)

macroscopic.^(٣)

الميكروسكوبية^(٤) هو عدد هائل مثلا من نفس رتبة عدد افوقادرو^(٥)

$$\mathcal{N} = 6.021 \times 10^{23}. \quad (1)$$

كما اشرنا اليه اعلاه فان الترموديناميك علي خلاف الميكانيك الاحصائي لا يهتم بهذه المكونات الميكروسكوبية للجملة الترموديناميكية و يحاول فقط وصف الجملة الماكروسكوبية باستعمال متغيرات ماكروسكوبية مثل: الحجم V ، الضغط P ، درجة الحرارة T و عدد الجسيمات N .

الجمال المتجانسة : الجملة الترموديناميكية تسمى متجانسة اذا كان تركيز مكوناتها لا يتغير من نقطة الي اخري في الجملة. اي ان الجملة المتجانسة تتكون من حالة طورية واحدة او حالة طورية منتظمة. في الحالة العكسية فان الجملة تسمى غير متجانسة.

المقادير التكميلية و المقادير التمديدية : نعتبر جملتين ترموديناميكيتين متماثلتين 1 و 2. نفترض ان كل جملة هي جملة متجانسة محتواة داخل حجم V و مشكلة من r مركبة عدد مولاتها n_1, n_2, \dots, n_r علي التوالي. الجملة المشكلة من اضافة الجملتين اعلاه الي بعضهما البعض هي ايضا جملة متجانسة حجمها $2V$ و مشكلة من نفس المركبات مع عدد مولات يساوي $2n_1, 2n_2, \dots, 2n_r$ علي التوالي. ليكن X احد المقادير الفيزيائية الذي يأخذ القيمة X_0 في الجملتين 1 و 2 كل علي حدة.

اذا كان المتغير X يأخذ في الجملة الكلية $1 + 2$ نفس القيمة X_0 فاننا نقول ان X هو مقدار تكميلي^(٦). مثال: الضغط و درجة الحرارة هي مقادير تكميلية. اما اذا كان المتغير X يأخذ في الجملة الكلية $1 + 2$ القيمة $2X_0$ فاننا نقول ان X هو مقدار تمديدي^(٧). مثال: الحجم و عدد الجسيمات هي مقادير تمديدية. اذن المقادير التمديدية هي المقادير التي تتناسب مع كمية المادة في الجملة اما المقادير التكميلية فهي المقادير التي لا تتعلق بكمية المادة في الجملة.

الحالات الماكروسكوبية : تعين حالة الجملة الماكروسكوبية ترموديناميكيا بالكامل باعطاء قيم محددة للمتغيرات الماكروسكوبية V, P, T, N . بالتالي فان الحالة الماكروسكوبية هي صورة معينة للجملة مرفقة بقيمة محددة للمتغيرات الماكروسكوبية.

التوازن الترموديناميكي : تكون الجملة الفيزيائية الماكروسكوبية في حالة توازن ترموديناميكي اذا كانت المتغيرات الماكروسكوبية الواصفة لهذه الجملة لا تتغير مع الزمن. في الحالة العكسية تكون الجملة غير متوازنة. كل جملة غير متوازنة تتطور في الزمن بصورة او باخري الي ان تبلغ حالة توازنها. الزمن الذي تستغرقه الجملة حتي تبلغ التوازن يسمى زمن الاسترخاء.

microscopic.^(٤)

Avogadro.^(٥)

intensive.^(٦)

extensive.^(٧)

معادلة الحالة : معادلة حالة الجملة الترموديناميكية هي علاقة تربط بين متغيراتها الترموديناميكية في حالة توازنها. مثلا اذا كانت المتغيرات الترموديناميكية لجملة ما هي T, P, V فان معادلة الحالة هي علاقة من الشكل

$$f(P, V, T) = 0. \quad (٢)$$

اذن هناك متغيران فقط مستقلان خطيا من بين الثلاثة. اذا مثلنا حالة الجملة بنقطة في الفضاء الثلاثي $P - V - T$ فان معادلة الحالة تعرف سطح في هذا الفضاء معطي بالضبط ب $f = 0$ حيث كل نقطة منه هي عبارة عن حالة توازن ممكنة للجملة.

اسقاط سطح معادلة الحالة علي المستوي $P - V$ يعطي ما يعرف بالمخطط $P - V$. كل نقطة من هذا المخطط تمثل حالة توازن.

الغاز المثالي: نأخذ هنا مسألة الغاز المثالي كمثال. من الناحية التجريبية كل الغازات الحقيقية تتصرف بنفس الشكل عندما تكون مميهة ^(٨). هذا التصرف الكوني ^(٩) يمكن وصفه بغاز مثالي. اذن الغاز المثالي هو الغاز الذي تكون جزيئاته ذات تفاعلات متبادلة مهملة. مثلا الهيليوم تحت ضغط منخفض هو غاز مثالي. حالة الغاز المثالي تحدد باعطاء 4 متغيرات T, P, V, N . معادلة حالة الغاز المثالي هي معادلة بويل ^(١٠)

$$PV = nRT, \quad PV = NkT, \quad n = \frac{N}{N}, \quad k = NR. \quad (٣)$$

n هو عدد المولات، k هو ثابت بولتزمان و R هو ثابت الغازات المثالية اللذان يعطيان ب

$$k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}, \quad R = 8.315 \text{ J/K mole}. \quad (٤)$$

يمكن استخدام معادلة حالة الغاز المثالي لتعريف ترمومترات وبالتالي اعطاء تعريف كوني لسلم درجة الحرارة.

العمل و كمية الحرارة : الجمل الفيزيائية الماكروسكوبية تتبادل الطاقة مع الوسط الخارجي بطريقتين مختلفتين هما العمل و كمية الحرارة.

- العمل W : هو تبادل ماكروسكوبي للطاقة علي شكل ميكانيكي. اذا كان التبادل في الطاقة ينجم عنه تغير في المتغيرات الترموديناميكية ما عدا درجة الحرارة فاننا نقول ان هناك تبادل عمل.

اذا كانت المتغيرات الترموديناميكية هي P, V, T فان العمل dW خلال تحول ترموديناميكي متناه في الصغر يتغير خلاله الحجم ب dV يعطي ب

$$dW = PdV. \quad (٥)$$

- كمية الحرارة Q : هو تبادل ميكروسكوبي للطاقة علي شكل حراري. اذا كان التبادل في الطاقة ينجم عنه تغير في درجة الحرارة فقط مع ثبوت باقي المتغيرات الترموديناميكية علي قيمها فاننا نقول ان هناك تبادل لكمية حرارة.

diluted.^(٨)
universal.^(٩)
Boyl.^(١٠)

كمية الحرارة dQ الممتصة من قبل جملة متجانسة مما يؤدي الي ارتفاع درجة الحرارة ب dT مع عدم القيام باي عمل تعطي ب

$$dQ = CdT, \quad (٦)$$

حيث C هي ما يسمى بالسعة الحرارية.

نقيس العمل و كمية الحرارة بالجول. كمية الحرارة تقاس ايضا بالكالوري، الذي هو كمية الحرارة الضرورية لرفع درجة حرارة 1 غرام من الماء تحت 1 ضغط جوي من 14.5 درجة مئوية الي 15.5 درجة مئوية، ويعرف ب

$$1ca = 4.18J. \quad (٧)$$

الخزان الحراري : الخزان الحراري هو جملة ترموديناميكية لا تتغير درجة حرارتها تحت تأثير اي تبادل لاي قيمة منتهية لكمية الحرارة.

التحويلات الترموديناميكية

التحويلات الترموديناميكية : التحويل الترموديناميكي هو عملية تغير للحالة الماكروسكوبية لجملة ترموديناميكية. يمكن للتحويل ان يكون شبه ساكن ^(١١)، عكسي ^(١٢)، او غير عكسي ^(١٣). خلال التحويل شبه الساكن تبقى الجملة في حالة توازن ترموديناميكي تقريبي اما التحويل العكسي فهو تحويل شبه ساكن يمكن دائما الرجوع بالجملة فيه الي حالتها الابتدائية عكس التحويل غير العكسي الذي لا يمكن الرجوع فيه بالجملة الي حالتها الابتدائية.

المتغيرات الخارجية : المتغيرات الترموديناميكية ما عدا درجة الحرارة تسمى المتغيرات الخارجية ^(١٤)، و اي تغير فيها يمكن ان يولد عمل ميكانيكي. لتكن S جملة ترموديناميكية في حالة ابتدائية معينة ثم نجري عليها تحويل ترموديناميكي عن طريق تغيير بعض المتغيرات الخارجية لهذه الجملة. اذا كان تطور الجملة بحيث انها تبقى دائما في حالة توازن ترموديناميكي فان التحويل الذي قمنا به يسمى شبه ساكن. بالاضافة الي ذلك اذا كان يمكن الرجوع بالجملة الي حالتها الابتدائية بالقيام بتحويل عكسي للجملة فان التحويل يسمى تحويل عكسي. و اذا كان لا يمكن الرجوع الي الحالة الابتدائية فان التحويل يسمى غير عكسي. في حالة التحويلات شبه الساكنة و العكسية يجب علي المتغيرات الخارجية ان تتغير ببطء كاف بالمقارنة مع زمن الاسترخاء للجملة الترموديناميكية. انظر المثال ادناه.

التحويلات الاديباتيكية : كما ذكرنا سابقا فان الجملة المعزولة هي اي جملة لا تتفاعل مع العالم الخارجي. الجملة المعزولة حراريا هي الجملة التي لا تتبادل كمية حرارة مع العالم الخارجي. يمكن تحقيق هذا الامر عبر عزل الجملة بجدار

quasi – static.^(١١)

reversible.^(١٢)

irreversible.^(١٣)

external variables.^(١٤)

اديباتيكي^(١٥) لا يسمح بنقل كمية الحرارة. جميع التحويلات الترموديناميكية التي تخضع لها الجملة في هذه الحالة تسمى تحويلات اديباتيكية. علي العكس من الجدار الاديباتيكي الذي لا يسمح بنقل كمية الحرارة هناك الجدار الدياتارم^(١٦) الذي هو ناقل مثالي لكمية الحرارة.

التحويلات الايزوحرارية : ^(١٧) هي تحويلات ترموديناميكية متساوية الحرارة اي تحدث عند نفس درجة الحرارة.

العمل في التحويلات شبه الساكنة : نعتبر غاز محتجز داخل اسطوانة اديباتيكية اي كاتمة للحرارة. احدي قاعدتي الاسطوانة عبارة عن مكبس يتحرك بدون اي احتكاك مع جدران الاسطوانة. لما يتحرك المكبس فان حجم الغاز و هو متغير خارجي يتغير. انظر الي الشكل 1. نفترض الان

- ان سرعة تحرك المكبس ضعيفة جدا.
- ان الزمن اللازم من اجل الانتقال من الوضعية x الي الوضعية $x + dx$ هو اكبر بكثير من الزمن اللازم للجملة للقيام بتبادل حراري مع الوسط الخارجي للوصول الي التوازن. اذا افترضنا مثلا ان زمن استرخاء الجملة هو $1/1000$ sec فانه يكفي ان ينتقل المكبس من x الي $x + dx$ في زمن قدره $1/10$ sec حتي يمكن اعتبار التحول كأنه شبه ساكن الي درجة كبيرة لانه في كل لحظة ستكون الجملة في حالة توازن ترموديناميكي.

تحت هذه الظروف فان التحول من x الي $x + dx$ هو تحول شبه ساكن. في اللحظة $t = 0$ المكبس في الوضعية x . لان الجملة في حالة توازن فان الضغط متساو من كل الجهات. القوة الكلية التي تؤثر علي المكبس هي PA حيث A هي مساحة المكبس. حتي يتحرك المكبس مسافة dx فان الضغط داخل الاسطوانة يجب ان يكون اكبر بقليل من الضغط الخارجي. العمل المقدم من الغاز هو $PAdx$. اذن العمل المقدم من الوسط الخارجي هو

$$dW = -PdV. \quad (\text{A})$$

المبدأ الصفير للترموديناميك

اذا كانت 1 و 2 جملتان ترموديناميكيتان ماكروسكوبيتان متوازنتان كل علي حدة مع جملة ترموديناميكية ماكروسكوبية ثالثة 3 فان 1 و 2 متوازنتان فيما بينهما. بعبارة اخري مكافئة: كل جملتين ترموديناميكيتين ماكروسكوبيتين متوازنتين لهما نفس درجة الحرارة.

الطاقة الداخلية و المبدأ الاول للترموديناميك

الطاقة الداخلية: من المعروف ان الطاقة الكلية لجملة ترموديناميكية معزولة، والتي تساوي مجموع الطاقة الحركية و الطاقة الكامنة، هي ثابت للحركة اي

adiabatic.^(١٥)

diatherme.^(١٦)

isothermic.^(١٧)

انها تبقى منحفظة في الزمن. مبدأ انحفاظ الطاقة هذا هو قانون كوني يؤدي تطبيقه في الترموديناميك الي المبدأ الاول للترموديناميك. في الترموديناميك الطاقة الكلية للجمللة تسمى بالطاقة الداخلية^(١٨) و نرمر اليها ب U . اذن من اجل جملة ترموديناميكية معزولة فان التغير في الطاقة الداخلية يكون منعدم اي

$$dU = 0. \quad (٩)$$

اذا كانت الجملة غير معزولة اي انها تتفاعل مع الوسط الخارجي فان الطاقة الكلية تتغير بمقدار dU . خلال هذا التحويل الترموديناميكي فان الجملة تتبادل مع الوسط الخارجي عمل dW و كمية حرارة dQ حيث

$$dU = dQ + dW. \quad (١٠)$$

اذا كان العمل dW و و كمية الحرارة dQ موجبين فان الوسط الخارجي هو الذي يقوم بالعمل و الجملة تمتص كمية الحرارة. اما اذا كان العمل و كمية الحرارة سالبين فان الجملة هي التي تقوم بالعمل dW و الوسط الخارجي هو الذي يمتص كمية الحرارة dQ .

المبدأ الاول للترموديناميك: ينص علي ان التغير في الطاقة الداخلية للجمللة هو نفسه من اجل كل التحويلات الترموديناميكية التي تربط بين نفس الحالة الابتدائية و نفس الحالة النهائية. هذا يعني بالخصوص ان U هو دالة حالة^(١٩) بمعنى ان dU لا يتعلق بالطريق المتبع بين حالة ابتدائية و حالة نهائية و يتعلق فقط بالحالتين الابتدائية و النهائية. بعبارة اخري توجد دالة U تفاضلها هو بالضبط dU اي ان dU هو تفاضل تام او ان

$$\int_C dU = U_f - U_i. \quad (١١)$$

من الواضح ان العمل dW و كمية الحرارة dQ لا يتمتعان بالخواص اعلاه لانها ليست بدوال حالة. اذن العمل و كمية الحرارة يتعلقان بالطريق المتبع. فقط في حالات خاصة يكون فيها العمل او كمية الحرارة دوال حالة و بالتالي التغير فيهما لا يتعلق بالطريق المتبع و يتعلق فقط بالحالتين الابتدائية و النهائية. مثال ذلك التحويلات الادياباتيكية الكاتمة للحرارة اي التي تحدث بدون تبادل لكمية الحرارة و بالتالي في هذه الحالة

$$dQ = 0, \quad dU = dW. \quad (١٢)$$

اذا اعتبرنا ان المتغيرات الترموديناميكية للجمللة هي P, V, T مع معادلة حالة $f(P, V, T) = 0$ فان اثنين فقط من المتغيرات هي مستقلة خطيا. لناخذ هنا P و V كمتغيرات ترموديناميكية مستقلة خطيا. اذن الطاقة الداخلية للجمللة هي دالة في P و V اي

$$U = U(P, V). \quad (١٣)$$

نحسب

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_P dV + \left(\frac{\partial U}{\partial P}\right)_V dP. \quad (١٤)$$

internal energy.^(١٨)
state function.^(١٩)

لان dU هو تفاضل تام فانه لدينا مباشرة النتيجة

$$\frac{\partial}{\partial P} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_P \right]_V = \frac{\partial}{\partial V} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial P} \right)_V \right]_P. \quad (15)$$

في الترموديناميك تعتبر الطاقة الداخلية مقدار تمديدي. هذا يعني ان طاقة جملة 1 + 2 مشكلة من جملتين 1 و 2 طاقتيهما U_1 و U_2 علي التوالي هي

$$U_{1+2} = U_1 + U_2. \quad (16)$$

لكن هذا الامر هو فقط تقريب صالح بالنسبة للجمل الماكروسكوبية ذات التفاعلات الضعيفة لان الطاقة U_{1+2} يجب ان تعطي في الحقيقة بالمعادلة

$$U_{1+2} = U_1 + U_2 + U_{12}. \quad (17)$$

U_{12} هي طاقة التفاعل التي يمكن اهمالها من اجل الجمل الماكروسكوبية ذات التفاعلات الضعيفة.

الطاقة الداخلية هي مقدار تمديدي فقط في النهاية الترموديناميكية (20) المعرفة ب

$$N \rightarrow \infty, V \rightarrow \infty : \frac{N}{V} = \text{constant}. \quad (18)$$

في هذه النهاية اثار السطح تصبح مهملة امام اثار الحجم. اي ان الطاقة تصبح متناسبة طرديا مباشرة مع ابعاد الجملة N او V .

المبدأ الثاني للترموديناميك

هناك بعض التحويلات الترموديناميكية التي تحقق المبدأ الاول للترموديناميك لكنها لا يمكن ان تحدث بصورة تلقائية في الطبيعة.

كمثال نعتبر معدن ساخن موضوع داخل ماء بارد. المشاهد عادة ان الحرارة تنتقل من المعدن الساخن الي الماء البارد. لكن مع الاعتماد فقط علي المبدأ الاول للترموديناميك يمكن للحرارة ان تنتقل من البارد الي الساخن بحيث يزداد المعدن سخونة و يزداد الماء برودة. لكن هذا غير مشاهد في الطبيعة. المبدأ الثاني للترموديناميك يهدف الي توضيح الاتجاهات التي تنتقل فيها الحرارة.

بيان كلوسيوس: (21) لا يوجد تحويل ترموديناميكي نتيجه الوحيدة تكون نقل كمية حرارة من جسم بارد الي جسم ساخن. يمكن نقل الحرارة من جسم بارد الي جسم ساخن ببذل عمل معين.

بيان كلفن- بلانك: (22) لا توجد تحويلات ترموديناميكية تكون نتيجهتها الوحيدة هو استخراج كمية حرارة من خزان حراري وحيد ذو درجة حرارة ثابتة و تحويله بالكامل الي عمل.

thermodynamical limit.(20)

Clausius statement.(21)

Kelvin – Planck statement.(22)

كمثال نأخذ غاز مثالي يتمدد بطريقة عكسية ايزو حرارية اي عند نفس درجة الحرارة T . من اجل غاز مثالي الطاقة الداخلية لا تتعلق الا بدرجة الحرارة (انظر الي التمرينات) و بالتالي $dU = 0$ لان T ثابتة في هذه الحالة. اذن في هذه الحالة $-dQ = dW$. لان الغاز يتمدد فانه يبرد و بالتالي $dQ > 0$ اي ان الغاز يمتص حرارة للحفاظ علي ثبات درجة الحرارة و منه نستنتج ان $dW < 0$ اي ان الغاز هو الذي يقوم بالعمل. نلاحظ انه في هذه الحالة كل كمية الحرارة تم تحويلها الي عمل لكن ليس هذه النتيجة الوحيدة لهذا التحويل الترموديناميكي لان الغاز في حالته النهائية يحتل حجم اكبر. من المهم ان نقنع انفسنا ان بيان كلوسيوس هو مكافئ تماما لبيان كلفن-بلانك.

دورة كارنو

دورة كارنو^(٣٣) هي مجموعة متتابعة من التحويلات الترموديناميكية شبه الساكنة و العكسية التي يستعمل فيها خزائين حراريين بدرجتى حرارة T_1 و $T_2 < T_1$. لنعتبر غاز في اسطوانة قاعدتها عبارة عن مكبس يتحرك بدون احتكاك. الطريق الذي يتبعه الغاز في المستوي $P - V$ هو كالآتي (انظر الي الشكل 2):

• الحالة الابتدائية للغاز (النقطة A) تكون بحجم V_1 ، درجة حرارة T_1 و ضغط P_1 .

نضع الجملة علي اتصال بترموستات ذو درجة حرارة T_1 . الترموستات هو عبارة عن خزان حراري كبير يسمح بالحفاظ علي درجة حرارة ثابتة للغاز لان كل تبادل للحرارة مع الجملة المعتبرة لا يغير من درجة حرارتها.

نقوم بتغيير حالة الغاز بطريقة عكسية ايزوحرارية حتي يصبح الضغط P_2 عند النقطة B و ذلك عن طريق تغيير شبه ساكن للضغط المطبق علي المكبس. الحجم النهائي يصبح $V_2 > V_1$ اي ان الغاز يتمدد و بالتالي يبرد. حتي يحافظ الغاز علي درجة حرارة ثابتة يمتص كمية حرارة $Q_1 > 0$ من المنبع الحار.

• نزل الغاز بجدار اديباتيكي كاتم للحرارة يمنع اي تبادل لكمية الحرارة. نقوم بترك الغاز يتمدد بطريقة عكسية اديباتيكية حتي تصبح درجة الحرارة مساوية ل $T_2 < T_1$ التي هي درجة حرارة المنبع البارد عند النقطة C . يصبح الحجم V_3 و الضغط P_3 عند النقطة C .

• نضع الجملة علي اتصال بترموستات ذو درجة حرارة T_2 حتي نحافظ علي درجة حرارته مساوية ل T_2 . نقوم بضغط الغاز من الحجم V_3 الي الحجم $V_4 < V_3$ و من الضغط P_3 الي الضغط $P_4 > P_3$. هذه العملية هي ايضا عكسية و ايزوحرارية اي ان درجة الحرارة تبقي ثابتة مساوية ل T_2 . الغاز المضغوط يسخن و بالتالي حتي نحافظ علي درجة حرارة ثابتة يجب علي الغاز ان يعطي كمية حرارة $Q_2 < 0$ الي الوسط الخارجي. النقطة D تقع علي الخط اديباتيكي المار ب A .

• نغلق الدورة بعملية ضغط ثابتة تكون اديباتيكية و عكسية من D الي A . خلال هذا المقطع تتغير درجة حرارة الغاز من T_2 الي T_1 .

خلال دورة كارنو لدينا حسب المبدأ الاول للترموديناميك

$$\Delta U = 0. \quad (19)$$

Carnot cycle.^(٣٣)

كمية الحرارة المنقولة خلال دورة كارنو هي

$$Q = Q_1 + Q_2. \quad (20)$$

العمل المتبادل بين الغاز و الوسط الخارجي خلال ABC هو

$$W_1 = - \int_{ABC} PdV < 0. \quad (21)$$

لان الحجم خلال هذا الجزء يتزايد باستمرار و بالتالي $dV > 0$ هي المساحة تحت المنحني ABC . لان $W_1 < 0$ فان الجملة هي التي تقوم بالعمل. العمل المتبادل بين الغاز و الوسط الخارجي خلال CDA هو

$$W_2 = - \int_{CDA} PdV > 0. \quad (22)$$

لان الحجم خلال هذا الجزء ينكمش باستمرار و بالتالي $dV < 0$ هي المساحة تحت المنحني CDA . لان $W_2 > 0$ فان الوسط الخارجي هو الذي يقوم بالعمل. نعتبر الحالتين التاليتين:

- الامكانية الاولى :

$$|W_1| > |W_2|. \quad (23)$$

اذن العمل الكلي في هذه الحالة هو سالب اي

$$W = W_1 + W_2 < 0. \quad (24)$$

اي ان الجملة هي التي تقوم بالعمل اي توفر عمل للوسط الخارجي اي انها تتصرف كمحرك حراري لانها حولت طاقة حرارية الي عمل ميكانيكي. باستعمال المبدأ الاول للترموديناميك كالتالي (مع $Q'_2 = -Q_2 > 0$ ، $W'_1 = -W_1 > 0$)

$$\Delta U = W + Q = 0 \Rightarrow -W = Q > 0. \quad (25)$$

هذا مكافئ ل

$$W'_1 - W_2 = Q_1 - Q'_2. \quad (26)$$

يمكن ان نبرهن بشكل عام جدا انه اذا كان $-W > 0$ فان $Q'_2 > 0$ و $Q_1 > 0$.

- الامكانية الثانية: هناك ايضا الامكانية التي يكون فيها العمل الكلي W موجب اي ان الوسط الخارجي هو الذي يقوم بالعمل.

يمكن ايضا ان نبرهن بشكل عام جدا انه اذا كان $-W < 0$ و $Q'_2 < 0$ فان $Q_1 < 0$. اذن الحرارة يمتصها الان الغاز من المنبع البارد بينما يتخلص من الحرارة باعطائها للمنبع الحار و من اجل تحقيق كل هذا يجب ان نوفر عمل للغاز من الوسط الخارجي. اي انه في هذه الحالة فان دورة كارنو تعمل في الاتجاه المخالف و تتصرف كبراد لاننا نستعمل عمل ميكانيكي لاحداث تدرج في درجة الحرارة.

من الواضح ان مردود محرك كارنو الحراري هو النسبة بين العمل الذي قامت به الجملة (الغاز) و كمية الحرارة المأخوذة من المبع الحار اي

$$\eta = \frac{W'_1 - W_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q'_2}{Q_1}. \quad (27)$$

نذكر الان بعض النتائج المهمة بدون اي برهان:

- مبرهنة كارنو: لا يوجد محرك حراري يعمل بين درجتي حرارة T_1 و T_2 هو اكثر فعالية من محرك كارنو الحراري.
 - لازمة كارنو: كل دورات كارنو التي تعمل بين درجتي حرارة T_1 و T_2 لها نفس المردود.
 - اذا كانت الدورة تحتوي علي تحويلات غير عكسية فان المردود سيكون اقل.
- دورة كارنو تسمح لنا بتعريف السلم المطلق لدرجات الحرارة عبر العلاقة التجريبية:

$$\frac{Q_1}{Q'_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (28)$$

انظر الي التمرينات.

مبرهنة كلوسيوس، الانتروبي و المبدأ الثاني للترموديناميك

نعيد كتابة العلاقة (28) اعلاه علي الشكل

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0. \quad (29)$$

يمكن تعميم هذه المعادلة لكل الدورات شبه الساكنة كالاتي

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0. \quad (30)$$

التكامل مأخوذ علي طول الدورة و dQ هي كمية الحرارة المتبادلة بطريقة شبه ساكنة في نقطة الدورة اين تكون درجة الحرارة مساوية ل T . هذه النتيجة هي جزء من ما يسمى بمبرهنة كلوسيوس.

مبرهنة كلوسيوس: في اي تحويل ترموديناميكي دوري O فان المتراجحة التالية صحيحة:

$$\oint \frac{dQ}{T} \leq 0. \quad (31)$$

اذا كان التحويل الترموديناميكي عكسي فان

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0. \quad (32)$$

البرهان يجري كالاتي. نقسم التحويل O الي $\infty \rightarrow n$ تحويل متناه في الصغر حيث تكون درجة الحرارة تقريبا ثابتة في كل خطوة. اذن نتصور ان الجملة في كل خطوة i هي علي اتصال بمخزن حراري ذو درجة حرارة T_i اي انها تمتص كمية حرارة Q_i في كل خطوة من اجل الحفاظ علي ثبات درجة الحرارة عند T_i . نبني دورة لكارنو $\{C_1, C_2, \dots, C_n\}$ حيث كل C_i هي بحيث

$$(1). \text{ تعمل بين درجتى الحرارة } T_i \text{ و } T_o \geq T_i \text{ من اجل كل } i.$$

$$(2). \text{ تمتص كمية الحرارة } Q_i^o \text{ من } T_o.$$

$$(3). \text{ تتخلص من كمية الحرارة } Q_i \text{ ل } T_i.$$

نعتبر التحويل الترموديناميكي $\{C_1, C_2, \dots, C_n\} + O$ حيث الخطوة i مشتركة بين O و C_i لكن في اتجاهين متعاكسين. اذن كمية الحرارة الكلية المتبادلة خلال هذا التحويل هي

$$Q_o = \sum_{i=1}^n Q_i^o. \quad (33)$$

لكن السلم المطلق لدرجة الحرارة يعطي

$$\frac{Q_i^o}{Q_i} = \frac{T_o}{T_i}. \quad (34)$$

اذن كمية الحرارة الكلية المتبادلة هي

$$Q_o = T_o \sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i}. \quad (35)$$

هذه هي كمية الحرارة الكلية الممتصة من الخزان الحراري T_o و التي حولت حسب المبدأ الاول للترموديناميك ($\Delta U = W_o + Q_o = 0$) بالكامل الي عمل من دون نتائج اخري. باستعمال المبدأ الثاني للترموديناميك حسب بيان كلفن-بلاانك فانه لا توجد تحويلات ترموديناميكية تكون نتيجتها الوحيدة هو استخراج كمية حرارة من خزان حراري وحيد ذو درجة حرارة ثابتة و تحويله بالكامل الي عمل. اذن الوسط الخارجي يجب ان يوفر عمل اي ان $W_o > 0$ و بالتالي فان $Q_o \leq 0$ و هو يكافئ

$$\sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i} \leq 0. \quad (36)$$

و هذا ما نريد.

اذا كان التحويل عكسي فاننا يمكننا ان نعيد نفس الخطوات من اجل التحويل العكسي O الذي نعوض فيه Q_i ب $-Q_i$ لنحصل علي

$$-\sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i} \leq 0. \quad (37)$$

من المعادلتين اعلاه نحصل من اجل التحويلات العكسية مباشرة علي

$$\sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i} = 0. \quad (38)$$

و هذا يكمل البرهان علي مبرهنة كلوسيوس.

لازمة كلوسيوس و تعريف الانتروبي: التكامل

$$\oint \frac{dQ}{T}, \quad (٣٩)$$

لا يتعلق بالطريق المتبع و يتعلق فقط بالحالتين الابتدائية و النهائية. البرهان سهل جدا يعتمد علي تطبيق مباشر لمبرهنة كلوسيوس. لنعبر حالتين A و B و ليكن I و II طريقين مختلفين بين A و B . ليكن II' الطريق العكسي ل II . باستعمال مبرهنة كلوسيوس لدينا

$$\int_I \frac{dQ}{T} + \int_{II'} \frac{dQ}{T} = 0. \quad (٤٠)$$

اذن مباشرة نستنتج

$$\int_I \frac{dQ}{T} = \int_{II} \frac{dQ}{T}. \quad (٤١)$$

يمكننا اذن ان نعرف دالة حالة جديدة S هي الانتروبي^(٢٤) بالتفاضل التام

$$dS = \frac{dQ}{T}. \quad (٤٢)$$

هذه العلاقة تعرف الانتروبي خلال تحويل عكسي متناه في الصغر. من التعريف اعلاه من الواضح ان انتروبي اي حالة ترموديناميكية A هو الانتروبي خلال اي تحويل عكسي يربط بين حالة ابتدائية O و الحالة A و هو معرف فقط الي غاية ثابت تجميعي كيفي بالعلاقة

$$S(A) = \int_O^A \frac{dQ}{T}. \quad (٤٣)$$

في المقابل فان الفرق في الانتروبي بين حالتين A و B هو معرف بدقة بالعلاقة

$$S(A) - S(B) = \int_B^A \frac{dQ}{T}. \quad (٤٤)$$

الانتروبي هو مقدار تمديدي فقط في النهاية الترموديناميكية مثله مثل الطاقة الداخلية، و هو مقياس اللانظام او الفوضى في الجملة الترموديناميكية.

المبدأ الثاني للترموديناميك (مرة اخري): انتروبي جملة معزولة حراريا لا يمكنه الا ان يزيد اي ان

$$\Delta S \geq 0. \quad (٤٥)$$

من اجل الجمل الترموديناميكية العكسية فان $\Delta S = 0$ اما من اجل الجمل الترموديناميكية غير العكسية فان $\Delta S > 0$.

البرهان يجري كالآتي. لنعبر حالتين ترموديناميكيتين A و B و ليكن R طريق عكسي و I طريق غير عكسي يربطان بين الحالتين A و B . من اجل الطريق R لدينا من التعريف

entropy.^(٢٤)

$$S(B) - S(A) = \int_R \frac{dQ}{T}. \quad (٤٦)$$

نعتبر التحويل الدوري المشكل من I و عكس R . باستعمال مبرهنة كلوسيوس لدينا مباشرة

$$\int_I \frac{dQ}{T} - \int_R \frac{dQ}{T} \leq 0. \quad (٤٧)$$

اي

$$S(B) - S(A) \geq \int_I \frac{dQ}{T}. \quad (٤٨)$$

بصفة عامة لدينا

$$S(B) - S(A) \geq \int \frac{dQ}{T}. \quad (٤٩)$$

اذا اعتبرنا الان جملة معزولة حراريا اي لا تتبادل اي كمية حرارة مع الوسط الخارجي فان $dQ = 0$ و بالتالي نحصل مباشرة من النتيجة اعلاه علي

$$S(B) - S(A) \geq 0. \quad (٥٠)$$

اذن انتروبي جملة معزولة حراريا لا يتناقص ابدا. علي الرغم من ان انتروبي جملة معزولة لا يمكنه الا ان يتزايد فان انتروبي الجمل غير المعزولة يمكنه ان يتناقص. اي ان تناقص الانتروبي لا يمكنه ان يتم الا بتبادل طاقة بين الجملة و الوسط الخارجي.

التحويلات العكسية و غير العكسية (مرة اخري): الحالة الماكروسكوبية X لجملة معزولة حراريا و متوازنة ترموديناميكيا تتعين بالكامل اذا علمنا الطاقة E ، الحجم V و عدد الجسيمات الميكروسكوبية N_i المكونة لها. نفترض من اجل التبسيط ان كل الجسيمات الميكروسكوبية هي من نفس النوع. نكتب $X = (E, V, N)$. الانتروبي S هو دالة في X . الفضاء الرباعي ذو الاحداثيات E, V, N و S هو فضاء الحالة لهذه الجملة الترموديناميكية. انظر الي الشكل 3.

اي نقطة من هذا الفضاء تمثل حالة توازن معينه للجملة الترموديناميكية. اي مسار داخل هذا الفضاء يمثل تحول ترموديناميكي شبه ساكن لانه عبارة عن توالي لحالات توازن ترموديناميكية. اذا كان التحول الترموديناميكي يتم بانتروبي ثابت فالتحول عكسي و هو يوافق خط افقي مستقيم داخل فضاء الحالة. في حالة اذا كان التحول يتم بانتروبي متزايد فانه تحول غير عكسي. كل تحول عكسي هو تحول شبه ساكن لكن العكس غير صحيح.

في الواقع توجد تحولات غير عكسية ليست شبه ساكنة. في هذه الحالة يحدث التحويل بتوالي حالات لا توازن و بالتالي فان هذه الحالات لا تنتمي الي الفضاء الرباعي (S, X) . حتي يتم وصف هذا التحويل ندخل متغيرات جديدة Y التي تتعلق بطبيعة هذا التحويل. تطور الجملة يتم الان داخل الفضاء (S, X, Y) .

المبدأ الثالث للترموديناميك

ذكرنا قبل قليل ان تعريف انتروبي حالة ترموديناميكية كيفية A يعتمد علي وجود تحويلات عكسية تربط A باي حالة مرجعية مختارة O . من اجل معادلات

الحالة التي تكافئ سطح حالة مشكل من ورقة (٢٥) واحدة فان كل الحالات الترموديناميكية تكون مرتبطة فيما بينها بتحويلات عكسية لانها تقع كلها علي هذه الورقة. بعبارة اخري فان الطريق العكسي الذي يربط A و O يوجد دائما في هذه الحالة.

اذا اعتبرنا من الجهة الاخري مادتين مختلفتين او مادة واحدة بطورين مختلفين فان معادلة الحالة تكافي سطح حالة قد يكون مشكل من اكثر من ورقة واحدة غير متصلة. في هذه الحالة فان الطريق العكسي الذي يربط بين A و O قد لا يوجد وبالتالي فان الفرق في الانتروبي لا يمكن تعريفه في هذه الحالة. اذن المبدأ الثاني للترموديناميك لا يمكن ان يعين بصورة وحيدة الفرق في الانتروبي بين حالتين A و B اذا كانت A تخص مادة او طور و B تخص مادة او طور اخر. المبدأ الثالث للانتروبي، الذي صاغه نارنست (٢٦) في 1905، يجعل تعريف الانتروبي وحيد في كل الحالات و من ضمنها الحالات المذكورة انفا. هذا المبدأ ينص علي الاتي:

انتروبي اي جملة ترموديناميكية في حالة توازن يساوي الصفر عند درجة حرارة الصفر المطلق:

$$S(0) = 0. \quad (٥١)$$

الدوال الترموديناميكية

اول و اهم الدوال الترموديناميكية هي الطاقة الداخلية المعرفة ب

$$dU = dW + dQ = -PdV + TdS. \quad (٥٢)$$

U هي مقدار تمديدي و بالتالي فهي دالة في المقادير التمديدية S ، V و N اي

$$U = U(S, V, N). \quad (٥٣)$$

لان U هي دالة حالة و باعتبار S و V كمتغيرات مستقلة فان

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_{V,N} dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{S,N} dV. \quad (٥٤)$$

بالمقارنه نحصل علي

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_{V,N}, \quad -P = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{T,N}. \quad (٥٥)$$

اذا سمحنا ايضا لعدد الجسيمات بالتغير فاننا نحصل من الجهة الاخري علي

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_{V,N} dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_{S,N} dV + \left(\frac{\partial U}{\partial N}\right)_{V,S} dN. \quad (٥٦)$$

نعرف الكمون الكيميائي علي انه هو المتغير المرفق بالتغير في عدد الجسيمات اي

$$\mu = \left(\frac{\partial U}{\partial N}\right)_{V,S}. \quad (٥٧)$$

sheet.(٢٥)

Nernst.(٢٦)

اي ان التغير في الطاقة الداخلية يعطي في العموم ب

$$dU = -PdV + TdS + \mu dN. \quad (58)$$

الطاقة الداخلية هي دالة متجانسة ذات رتبة 1 و بالتالي من اجل اي عدد حقيقي λ لدينا

$$U(\lambda S, \lambda V, \lambda N) = \lambda U(S, V, N). \quad (59)$$

بالاشتقاق بالنسبة الي λ ثم وضع $\lambda = 1$ نحصل علي صيغة اولر^(٢٧) للطاقة الداخلية:

$$U(S, V, N) = -PV + TS + \mu N. \quad (60)$$

نحصل علي الدوال الترموديناميكية الاخرى عن طريق تحويلات لوجوندر للطاقة الداخلية. نعرف الطاقة الحرة لهلمولتز^(٢٨) علي انها تحويل لوجوندر للطاقة الداخلية بالنسبة للمتغيرات $T \leftrightarrow S$ بالمعرف ب

$$F = F(T, V, N) = U(S, V, N) - TS = -PV + \mu N. \quad (61)$$

$$dF = dU - dT.S - T.dS = -PdV + \mu dN - SdT. \quad (62)$$

نعرف الكمون الترموديناميكي (او الطاقة الحرة) لجيبس^(٢٩) علي انها تحويل لوجوندر للطاقة الحرة لهلمولتز بالنسبة للمتغيرات $P \leftrightarrow V$ بالمعرف ب

$$G = G(T, P, N) = F(T, V, N) + PV = \mu N. \quad (63)$$

$$dG = -SdT + VdP + \mu dN. \quad (64)$$

نعرف الانتالبي^(٣٠) علي انه تحويل لوجوندر للطاقة الداخلية بالنسبة للمتغيرات $P \leftrightarrow V$ بالمعرف ب

$$H = H(S, P, N) = U(S, V, N) + PV = TS + \mu N. \quad (65)$$

$$dH = dU + dP.V + P.dV = TdS + VdP + \mu dN. \quad (66)$$

نختم هذا الفصل بالمبرهنات المفيدة التالية:

مبرهنة 1: من اجل جملة معزولة ميكانيكيا عند درجة حرارة ثابتة فان الطاقة الحرة لهلمولتز لا تتزايد ابدا. حالة التوازن هي الحالة التي تكون فيها الطاقة الحرة لهلمولتز اصغرية.

البرهان كما يلي. نعتبر تحويل ايزوحراري بين حالتين ترموديناميكيتين A و B . من المبدأ الثاني لدينا

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} \leq S(B) - S(A). \quad (67)$$

Euler.^(٢٧)

Helmholtz free energy.^(٢٨)

Gibbs thermodynamic potential.^(٢٩)

enthalpy.^(٣٠)

لان التحويل ايزوحراري فان T ثابتة و بالتالي

$$\frac{\Delta Q}{T} \leq \Delta S. \quad (٦٨)$$

ΔQ هي كمية الحرارة الممتصة خلال التحويل. لكن من المبدأ الاول لدينا

$$-\Delta W = -\Delta U + \Delta Q \leq -\Delta U + T\Delta S = -\Delta F. \quad (٦٩)$$

ΔW هو العمل الذي قامت به الجملة و F هي الطاقة الحرة لهلمولتز. اذن نحصل علي

$$\Delta F \leq \Delta W. \quad (٧٠)$$

من اجل التحويلات المعزولة ميكانيكيا لدينا $\Delta W = 0$ و بالتالي

$$\Delta F \leq 0. \quad (٧١)$$

اذن الطاقة الحرة لهلمولتز لا تتزايد ابدا في هذه الحالة و في حالة التوازن (اي من اجل التحويلات العكسية) فان $\Delta F = 0$.

مبرهنة 2: من اجل جملة محفوظة عند درجة حرارة ثابتة و ضغط ثابت فان الكمون الترموديناميكي لجيبس لا يتزايد ابدا. حالة التوازن هي الحالة التي يكون فيها الكمون الترموديناميكي لجيبس اصغري. البرهان سهل جدا. من اجل درجة حرارة ثابتة لدينا

$$\Delta F \leq \Delta W. \quad (٧٢)$$

من اجل ضغط ثابت نحصل مباشرة علي

$$\Delta G \leq 0. \quad (٧٣)$$

تمارين

تمرين 1:

- في تجربة جول ^(٣١) نسمح لغاز مثالي بالتمدد الحر في الفراغ من الحجم V_1 و درجة الحرارة T_1 الي الحجم $V_2 > V_1$ و درجة الحرارة T_2 . تجريبيا نلاحظ ان $T_1 = T_2$. بين ان الطاقة الداخلية لغاز مثالي لا تتعلق الا بدرجة الحرارة.
- نعتبر الان تمدد ايزوحراري عكسي من الحالة (T_1, V_1) الي الحالة (T_2, V_2) . احسب الفرق في الانتروبي.
- هل تمدد جول هو تحويل عكسي. احسب الفرق في الانتروبي في تجربة جول.

تمرين 2: الحرارة النوعية تحت حجم او ضغط ثابت هي معطاة كالاتي

$$C_v = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_V, C_p = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_P. \quad (٧٤)$$

- باستعمال المبدأ الاول للترموديناميك استخرج معادلات ال dQ ثم عبر عن C_p و C_v بدلالة الطاقة الداخلية U و درجة الحرارة T .
- برهن علاقة ماير ^(٣٢) للغازات المثالية

$$C_p - C_v = nR. \quad (٧٥)$$

- ### تمرين 3: دورة كارنو تمتص كمية حرارة $Q'_2 > 0$ عند درجة حرارة T_2 و تتخلص من كمية حرارة Q'_1 عند درجة الحرارة $T_1 < T_2$. كمية الحرارة الكلية المتبادلة هي $Q = Q'_2 - Q'_1$ و بالتالي فان العمل الكلي هو $W = -Q$ اي ان المردود هو

$$\eta = \frac{W}{Q'_2} = 1 - \frac{Q'_1}{Q'_2}. \quad (٧٦)$$

تعريف درجة الحرارة المطلقة يعطي بالعلاقة التجريبية

$$\frac{Q'_1}{Q'_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (٧٧)$$

- من الواضح انه لان $0 \leq \eta \leq 1$ فان درجة الحرارة المطلقة هي دائما اكبر او يساوي من الصفر.
- بين انه باستعمال سلسلة من دورات كارنو التي تؤدي كلها نفس العمل W والتي تمتص فيها كل دورة كمية الحرارة التي تتخلص منها الدورة السابقة يمكن الحصول علي سلم منتظم لدرجات الحرارة المطلقة.

Joule.^(٣١)

Mayer.^(٣٢)

تمرين 4: نعتبر 1 مول من غاز مثالي محتوي داخل اسطوانة مغلقة دياتارم، اي ذات جدران ناقلية مثالية للحرارة، احدي قاعدتها عبارة عن مكبس متحرك. نضع الاسطوانة داخل خزان كبير مملوء بسائل درجة حرارته T .

- في البداية ضغط الغاز يساوي P_1 و حجمه يساوي V_1 . نترك الغاز يتمدد بطريقة شبه ساكنة حتي يصبح حجمه V_2 و ضغطه P_2 . احسب العمل المقدم من الغاز الي الوسط الخارجي.
- لنفترض الان ان التمدد كان بطريقة غير عكسية اين يتم تغيير ضغط الغاز من P_1 الي القيمة P_2 بغته. احسب العمل في هذه الحالة.
- لنفترض ان التمدد كان بطريقة غير عكسية اولا من الضغط P_1 الي الضغط $P_3 < P_1$ ثم من الضغط P_3 الي الضغط $P_2 < P_3$. احسب العمل في هذه الحالة. ماذا يمكنك ان تستنتج. خذ مثلا $P_1 = 3 \text{ atm}$, $P_2 = 1 \text{ atm}$, $P_3 = 2 \text{ atm}$.
- لنفترض الان ان جدران الاسطوانة ادياباتيكية، اي عازلة مثالية للحرارة، و نفترض ان تمدد الغاز يتم عبر تحول عكسي. اوجد العلاقة بين الضغط و الحجم في هذا التحول. استخدم

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v}. \quad (78)$$

- لنفترض ان الغاز المثالي هو غاز ثنائي الذرة ⁽³³⁾ و بالتالي فان $\gamma = 7/5$. اذا كان الحجم النهائي للغاز يساوي مرة و نصف حجمه الابتدائي، احسب درجة الحرارة النهائية T_2 بدلالة درجة الحرارة الابتدائية T_1 . خذ مثلا $T_1 = 300 \text{ K}$.

تمرين 5:

- الطاقة الداخلية لاي جملة هي دالة في T و V . ما هو الشرط الذي يجب ان تحققة المشتقة الجزئية $(\partial U/\partial V)_T$ حتي يكون الانتروبي $S = S(T, V)$ دالة حالة.
- ماذا يمكن ان نستنتج من اجل الغاز المثالي.
- احسب $S(T, V)$ في حالة الغاز المثالي.

تمرين 6:

- نضع سائل (ماء مثلا) داخل اسطوانة شاقولية ذات غطاء عبارة عن مكبس متحرك. لما نجذب علي المكبس فان الفراغ بين السائل و المكبس يمتلئ ببخار مشبع. ضغط البخار المشبع يتعلق بدرجة حرارة السائل فقط لا غير. الجملة الترموديناميكية سائل زائد مكبس تغمر في ترموستات ذو درجة حرارة T . صف المنحنيات ذات درجة الحرارة الثابته اي الايزوحراريات للجملة سائل زائد بخار داخل الفضاء $P - V$.
- نهتم بمجال درجات الحرارة اين يتواجد البخار و السائل في نفس الوقت. ليكن V_1 و V_2 حجمي السائل و البخار في وحدة الكتل و لتكن U_1 و U_2 طاقتي السائل و البخار في وحدة الكتل. المقادير U_i, V_i, P هي دوال تابعة لدرجة الحرارة فقط. الكتلة الكلية للمادة المحتواة داخل الاسطوانة هي $m = m_1 + m_2$. نعتبر تحويل ايزوحراري متناه في الصغر في اثناءه كتلة dm من السائل تتبخر.

diatomic.⁽³³⁾

- احسب التغير dV في الحجم و التغير dU في الطاقة الكلية للجلملة. استنتج كمية الحرارة $\lambda = dQ/dm$ اللازمة من اجل تبخر و حدة من كتلة السائل.
- استنتج معادلة كلايرون^(٣٤) التي تربط بين P, T, λ, V_1 و V_2 .
- افترض ان السائل هو ماء و البخار هو غاز مثالي. باعتبار ان $V_2 \gg V_1$ استخرج القانون الرابط بين λ, P و T .

تمرين 7:

- بين انه اذا كانت x, y و z مرتبطة فيما بينها بمعادلة حالة فان

$$\left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_z = 1, \quad \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z \left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)_x = -\left(\frac{\partial x}{\partial z}\right)_y. \quad (٧٩)$$

- لتكن f دالة في اثنين فقط من المتغيرات. بين ان

$$\left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_f \left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)_f = \left(\frac{\partial x}{\partial z}\right)_f. \quad (٨٠)$$

تمرين 8:

- باستعمال المبدأ الثاني للترموديناميك في معادلة ال dQ الاولي استخرج العلاقة

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = \frac{1}{T} \left[P + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T \right]. \quad (٨١)$$

اعد كتابة معادلة ال dQ الاولي باستعمال هذه العلاقة.

- اعد كتابة معادلة ال dQ الثانية بالمرور عبر نفس الخطوات. نحصل هكذا علي ما يسمى بمعادلات ال TdS .

- اعد كتابة معادلات ال TdS باستعمال معاملات التمدد الحراري α ، الانضغاطية الايزوحرارية κ_T و الانضغاطية الادياباتية κ_S المعرفة ب

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P, \quad \kappa_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T, \quad \kappa_S = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_S. \quad (٨٢)$$

هذه المعاملات هي التي تقاس تجريبيا.

- احسب $C_p - C_v$ و $\gamma = C_p/C_v$.

تمرين 9:

- انطلاقا من المبدأ الاول للترموديناميك $dU = -PdV + TdS$ استخرج علاقات ماكسويل

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S = -P, \quad \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V = T. \quad (٨٣)$$

- انطلاقا من تعريف التغير في الطاقة الحرة لهلمولتز $dF = -PdV - SdT$ التغير في الكمون الترموديناميك $dG = -SdT + VdP$ و التغير في الانتالبي $dH = TdS + VdP$ استخرج علاقات ماكسويل الستة الاخرى.

Clapeyron.^(٣٤)

تمرين 10: تتميز مادة بالخواص التالية

- العمل خلال تحويل ايزوحراري T_0 يعطي ب

$$W = -RT_0 \ln \frac{V}{V_0}. \quad (٨٤)$$

- الانتروبي يعطي ب

$$S = R \frac{V}{V_0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^a. \quad (٨٥)$$

حيث T_0, V_0 و a ثوابت.

- احسب الطاقة الحرة لهلمولتز.
- احسب معادلة الحالة.
- احسب العمل من اجل تحويل ايزوحراري T كيفي.

حلول

تمرين 1:

- لان الغاز يتمدد بشكل حر في الفراغ فان الضغط عليه صفر منذ بداية التحول و بالتالي فان العمل ينعدم اي

$$\Delta W = 0. \quad (٨٦)$$

- لان درجة الحرارة لا تتغير فان كمية الحرارة المتبادلة مع الوسط الخارجي تنعدم اي

$$\Delta Q = 0. \quad (٨٧)$$

اذن

$$\Delta U = 0 \leftrightarrow U_1 = U_2. \quad (٨٨)$$

- لان U هي دالة حالة يمكن ان تتعلق فقط ب T و V ، و لان U هي نفسها من اجل (T_1, V_1) و $(T_2 = T_1, V_2 > V_1)$ فان U لا تتعلق ب V و تتعلق فقط ب T .

- لان الغاز مثالي فان $U = U(T)$ و بالتالي فانه خلال التحويل الايزوحراري لدينا $\Delta U = 0$ اي $\Delta Q = -\Delta W$. نحسب اذن

$$\Delta W = - \int P dV = -RT \ln \frac{V_2}{V_1} \Rightarrow \Delta Q = RT \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (٨٩)$$

- لان التحويل عكسي ايزوحراري فان الفرق في انتروبي الغاز هو يعطي ب

$$(\Delta S)_{\text{gas}} = \int \frac{dQ}{T} = \frac{\Delta Q}{T} = R \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (٩٠)$$

- ΔQ هي كمية الحرارة الممتصة من الغاز اي ان $-\Delta Q$ هي كمية الحرارة التي يفقدها الخزان الحراري T . الفرق في انتروبي الخزان الحراري هو اذن

$$(\Delta S)_{\text{reservoir}} = \int \frac{dQ}{T} = -\frac{\Delta Q}{T} = -R \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (٩١)$$

- الفرق في الانتروبي الكلي ينعدم كما يجب بالنسبة لتحويل عكسي. يمكن استخدام العمل المقدم، الذي يمكن تخزينه في نابض مثلا، لعكس التحويل.

- تمدد جول هو تحويل غير عكسي و بالتالي لا يمكن تطبيق العلاقة $dS = dQ/T$. لكن لان الانتروبي هو دالة حالة لا تتعلق الا بالحالتين الابتدائية و النهائية فان الفرق في انتروبي الغاز ما زال يعطي ب

$$(\Delta S)_{\text{gas}} = R \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (٩٢)$$

- في هذه الحالة لانه لا يوجد تبادل حراري بين الغاز و الخزان فان انتروبي الخزان يتعدم اي

$$(\Delta S)_{\text{reservoir}} = 0. \quad (٩٣)$$

- الانتروبي الكلي اكبر من الصفر يعطي ب

$$(\Delta S)_{\text{total}} = R \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (٩٤)$$

- تم تضييع كمية العمل W لان التحويل عكسي.

تمرين 2: الطاقة الداخلية هي مقدار تمديدي يتعلق بدرجة الحرارة و الحجم اي

$$U = U(T, V). \quad (٩٥)$$

اذن

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV. \quad (٩٦)$$

لدينا ايضا

$$dU = dW + dQ = -PdV + dQ. \quad (٩٧)$$

من هاتين المعادلتين نستنتج

$$dQ = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left[P + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T\right] dV. \quad (٩٨)$$

هذه هي معادلة ال dQ الاولي. تحت حجم ثابت نحصل علي

$$dQ = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT. \quad (٩٩)$$

اذن

$$C_v = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V. \quad (١٠٠)$$

اذا اخترنا T و P كمتغيرات مستقلة في الطاقة الداخلية عوض T و V فاننا نحصل علي

$$\begin{aligned} dU &= \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial U}{\partial P}\right)_T dP \\ &= -PdV + dQ \\ &= -P \left[\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T dP \right] + dQ. \end{aligned} \quad (١٠١)$$

اذن

$$dQ = \left[\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_P + P \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P \right] dT + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial P}\right)_T + P \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T \right] dP. \quad (١٠٢)$$

هذه هي معادلة ال dQ الثانية. تحت ضغط ثابت

$$dQ = \left[\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_P + P \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P \right] dT. \quad (١٠٣)$$

اذن

$$C_p = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_P = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_P + P \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P. \quad (١٠٤)$$

يمكن كتابة هذه المعادلة علي الشكل

$$C_p = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_P = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_P. \quad (١٠٥)$$

H هو الانتالبي

$$H = U + PV. \quad (106)$$

يمكن استخراج معادلة ال dQ الاخيرة بنفس الطريقة لنجد

$$dQ = \left(\frac{\partial U}{\partial P}\right)_V dP + \left[P + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_P\right] dV. \quad (107)$$

بالنسبة للغازات المثالية لدينا

$$PV = nRT \Rightarrow V = \frac{nRT}{P}. \quad (108)$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = \frac{nR}{P} \Rightarrow P\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = nR. \quad (109)$$

بالتالي

$$\begin{aligned} C_p - C_v &= \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_P + P\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P - \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V \\ &= nR, \end{aligned} \quad (110)$$

لان الطاقة الداخلية لا تتعلق الا بدرجة الحرارة بالنسبة الي غاز مثالي اي

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_P = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V. \quad (111)$$

تمرين 3: مباشرة لدينا في كل دورة n :

$$-W = Q'_{n+1} - Q'_n. \quad (112)$$

ايضا

$$\frac{Q'_{n+1}}{Q'_n} = \frac{T_{n+1}}{T_n} \Rightarrow \frac{T_{n+1}}{Q'_{n+1}} = \frac{T_n}{Q'_n} = x. \quad (113)$$

x لا يتعلق ب n . باستخدام العلاقة الاخيرة في العلاقة الاولي نحصل علي

$$T_{n+1} = T_n - xW. \quad (114)$$

باختيار $T_1 = 0 \text{ K}$ و $xW = -1 \text{ K}$ نحصل علي سلم منتظم لدرجة الحرارة المطلقة.

تمرين 4:

• من اجل غاز مثالي لدينا

$$PV = RT. \quad (115)$$

العمل في الحالة الاولي التي هي عبارة عن تحويل عكسي ايزوحراري هو

$$W = - \int P dV = -RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = -RT \ln \frac{V_2}{V_1} = RT \ln \frac{P_2}{P_1}. \quad (116)$$

- العمل في الحالة الثانية التي هي عبارة عن تحويل غير عكسي يتم تغيير الضغط فيه بغيرته من P_1 الي P_2 و بالتالي فان الضغط يساوي P_2 خلال كل التحويل هو

$$W = - \int P dV = -P_2 \int_{V_1}^{V_2} dV = RT \left(\frac{P_2}{P_1} - 1 \right). \quad (117)$$

- في الحالة الثالثة نركب تحويلين شبيهين بالتحويل الثاني. اذن لدينا

$$\begin{aligned} P_1 \longrightarrow P_3 : W &= RT \left(\frac{P_3}{P_1} - 1 \right) \\ P_3 \longrightarrow P_2 : W &= RT \left(\frac{P_2}{P_3} - 1 \right). \end{aligned} \quad (118)$$

اذن العمل الكلي في الحالة الثالثة هو

$$W = RT \left(\frac{P_3}{P_1} - 1 \right) + RT \left(\frac{P_2}{P_3} - 1 \right). \quad (119)$$

العمل بالقيمة المطلقة هو اعظمي في التحويل شبه الساكن العكسي.

- الحالة الرابعة هي تحويل عكسي ادياباتيكاي اي

$$dQ = 0 \Rightarrow dU = dW = -PdV. \quad (120)$$

من اجل غاز مثالي

$$U = U(T), \quad dU = C_v dT = C_v \frac{V}{R} dP + C_v \frac{P}{R} dV. \quad (121)$$

من المعادلتين اعلاه نحصل علي

$$VdP = -P \left(1 + \frac{R}{C_v} \right) dV = -P\gamma dV. \quad (122)$$

المكاملة تعطي مباشرة

$$PV^\gamma = \text{constant}. \quad (123)$$

- لدينا مباشرة

$$P_1 V_1^\gamma = P_2 V_2^\gamma \Rightarrow T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1}. \quad (124)$$

اذن

$$T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1}. \quad (125)$$

تمرين 5:

• ننتقل من

$$dU = dW + dQ = -PdV + TdS \Rightarrow dS = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \frac{1}{T} \left(P + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \right) dV. \quad (126)$$

حتى تكون S دالة حالة يجب ان يكون لدينا

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \Rightarrow \frac{\partial^2 S}{\partial V \partial T} = \frac{1}{T} \frac{\partial^2 U}{\partial V \partial T}. \quad (127)$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T = \frac{1}{T} \left(P + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \right) \Rightarrow \frac{\partial^2 S}{\partial T \partial V} = -\frac{1}{T^2} \left(P + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \right) + \frac{1}{T} \left(\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V + \frac{\partial^2 U}{\partial T \partial V} \right) \quad (128)$$

بمقارنة المعادلتين اعلاه نحصل علي العلاقة

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = -P + T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V. \quad (129)$$

• من اجل الغاز المثالي لدينا معادلة الحالة

$$P = \frac{RT}{V} \Rightarrow T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V = P. \quad (130)$$

اذن

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = 0 \Rightarrow U = U(T). \quad (131)$$

الطاقة الداخلية لغاز مثالي لا تتعلق الا بدرجة حرارته.

• نحسب من اجل الغاز المثالي

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = \frac{C_v}{T}. \quad (132)$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T = \frac{1}{T} \left(P + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \right) = \frac{P}{T} = \frac{R}{V}. \quad (133)$$

بالتالي

$$\begin{aligned} dS &= \frac{C_v}{T} dT + \frac{R}{V} dV \\ &= C_v d \ln T + R d \ln V. \end{aligned} \quad (134)$$

المكاملة هنا سهلة و نحصل مباشرة علي

$$\begin{aligned} S &= S_0 + C_v \ln T + R \ln V \\ &= S_0 + C_v \ln TV^{\frac{R}{C_v}} \\ &= S_0 + C_v \ln TV^{\gamma-1}. \end{aligned} \quad (135)$$

تمرين 6:

• انظر الي الشكل 4. الخط المستقيم يوافق التوازن بين السائل و البخار من اجل درجة حرارة معينة. خلال هذا التوازن فان تناقص الحجم لا يؤدي الي تغير في الضغط لكن يؤدي فقط الي تغير في كتلة السائل. تحت حجم معين فانه لا يتبقي الا السائل في الاسطوانة و اي تناقص في الحجم هنا يؤدي الي تزايد في الضغط. فوق حجم معين فانه لا يوجد الا بخار في الاسطوانة و اي تزايد في الحجم هنا يؤدي الي تناقص في الضغط.

اذا زدنا درجة الحرارة فان ضغط البخار المشبع يزداد و يضيق الخط المستقيم الموافق للتوازن. اذا تعدت درجة الحرارة T درجة حرارة حرجة T_c فان البخار فقط هو الذي يتبقي في الاسطوانة مهما كان الحجم.

• ◦ الحجم الكلي و الطاقة الداخلية الكلية يعطيان بالمعادلات

$$V = m_1V_1 + m_2V_2. \quad (136)$$

$$U = m_1U_1 + m_2U_2. \quad (137)$$

اذا كانت dm هي كتلة السائل التي تبخرت خلال التحويل الايزو حراري المتناه في الصغر فان التغير في الحجم و التغير في الطاقة الداخلية يعطيان ب

$$V + dV = (m_1 - dm)V_1 + (m_2 + dm)V_2 \Rightarrow dV = (V_2 - V_1)dm. \quad (138)$$

$$U + dU = (m_1 - dm)U_1 + (m_2 + dm)U_2 \Rightarrow dU = (U_2 - U_1)dm. \quad (139)$$

كمية الحرارة في وحدة الكتل تعطي اذن ب

$$\begin{aligned} \lambda = \frac{dQ}{dm} &= \frac{dU}{dm} + P \frac{dV}{dm} \\ &= U_2 - U_1 + P(V_2 - V_1). \end{aligned} \quad (140)$$

◦ من النتائج اعلاه لدينا مباشرة

$$dU = (U_2 - U_1)dm = \frac{U_2 - U_1}{V_2 - V_1}dV \Rightarrow \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = \frac{U_2 - U_1}{V_2 - V_1}. \quad (141)$$

لكننا نعرف ان

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V - P. \quad (142)$$

اذن نحصل علي

$$\frac{U_2 - U_1}{V_2 - V_1} = T \frac{dP}{dT} - P \Rightarrow \frac{dP}{dT} = \frac{1}{T} \frac{\lambda}{V_2 - V_1}. \quad (143)$$

هذه هي معادلة كلايرون.

◦ إذا كان حجم البخار اكبر بكثير من حجم السائل أي $V_2 \gg V_1$ نحصل علي

$$\frac{dP}{dT} = \frac{1}{T} \frac{\lambda}{V_2}. \quad (144)$$

إذا افترضنا أيضا ان البخار هو غاز مثالي فان

$$V_2 = \frac{nRT}{P}. \quad (145)$$

اذن

$$\frac{dP}{P} = \frac{\lambda}{nR} \frac{dT}{T^2} \Rightarrow P = P_0 \exp\left(-\frac{\lambda}{nRT}\right). \quad (146)$$

تمرين 7:

• كمثال نعتبر $x = T$, $y = V$ و $z = P$. نأخذ T و V هي المتغيرات المستقلة ونعبر عن P بدالتهما. بالتالي

$$\begin{aligned} dP &= \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T dV \\ &= \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V \left(\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_P dV + \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_V dP \right) + \left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T dV. \end{aligned} \quad (147)$$

نستنتج اذن

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_V = 1, \quad \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_P = -\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T. \quad (148)$$

• كمثال نعتبر $f = S$. لدينا $f = f(x, y)$. نأخذ x كدالة في f و y . نحصل مباشرة علي العلاقات

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)_y \left(\frac{\partial x}{\partial f}\right)_y = 1. \quad (149)$$

$$\left(\frac{\partial x}{\partial f}\right)_y \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)_x = -\left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_f. \quad (150)$$

من الجهة الاخرى اذا اعتبرنا f دالة في x و z فانه يجب ان نعبر عن y بدلالة x و z . نحصل علي العلاقة

$$\left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)_x \left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)_x = \left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)_x. \quad (151)$$

نحسب الان

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_f \left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)_f \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_f &= -\left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)_x \left(\frac{\partial z}{\partial f}\right)_x \cdot \left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)_y \left(\frac{\partial x}{\partial f}\right)_y \cdot \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)_z \left(\frac{\partial y}{\partial f}\right)_z \\ &= -\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x \cdot \left(\frac{\partial x}{\partial z}\right)_y \cdot \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_z \\ &= 1. \end{aligned} \quad (152)$$

تمرين 8:

- معادلة ال dQ الاولي تعطي ب

$$dQ = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left[P + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T\right] dV$$

$$TdS = C_v dT + \left[P + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T\right] dV. \quad (153)$$

لان الانتروبي هو دالة حالة فانه لدينا مباشرة

$$\frac{\partial}{\partial V} \frac{C_v}{T} = \frac{\partial}{\partial T} \left[P + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T \right]. \quad (154)$$

نحصل علي

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = \frac{1}{T} \left[P + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T \right]. \quad (155)$$

بالتعويض فان معادلة ال dQ الاولي تصبح

$$TdS = C_v dT + T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V dV. \quad (156)$$

- معادلة ال dQ الثانية هي

$$dQ = \left[\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_P + P \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P \right] dT + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial P}\right)_T + P \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T \right] dP$$

$$TdS = C_p dT + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial P}\right)_T + P \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T \right] dP. \quad (157)$$

بالمروور عبر نفس الخطوات يمكن ان نبين ان

$$-T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = \left(\frac{\partial U}{\partial P}\right)_T + P \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T. \quad (158)$$

اذن معادلة ال dQ الثانية تأخذ الشكل

$$TdS = C_p dT - T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P dP. \quad (159)$$

- معادلة ال dQ الثانية نعبر عليها مباشرة بدلالة معامل التمدد الحراري α كالتالي

$$TdS = C_p dT - \alpha TV dP. \quad (160)$$

معادلة ال dQ الاولي تحتاج الي عمل اكثر باستعمال نتائج التمرين السابق. لدينا

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V &= - \left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_V \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_V \\ &= \frac{\alpha}{\kappa_T}. \end{aligned} \quad (161)$$

اذن معادلة ال dQ الاولي يمكن ان نعبر عليها بدلالة معامل التمدد الحراري α و معامل الانضغاطية الايزوحرارية كالتالي

$$TdS = C_v dT + \frac{\alpha}{\kappa_T} T dV. \quad (162)$$

• بمساواة معادلتني ال dQ اعلاه نحصل مباشرة علي

$$C_p dT - \alpha TV dP = C_v dT + \frac{\alpha}{\kappa_T} T dV. \quad (163)$$

نأخذ كمتغيرات مستقلة P و V . نصل الي المعادلة

$$\left((C_p - C_v) \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P - \frac{\alpha}{\kappa_T} T \right) dV + \left((C_p - C_v) \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V - \alpha TV \right) dP = 0 \quad (164)$$

منه نستنتج ان

$$C_p - C_v = \frac{\alpha^2}{\kappa_T} TV. \quad (165)$$

من الجهة الاخري فانه لدينا من اجل التحويلات الادياباتيكية

$$C_p = \alpha TV \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_S, \quad C_v = - \frac{\alpha T}{\kappa_T} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_S. \quad (166)$$

اذن لدينا

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{C_p}{C_v} \\ &= -V \kappa_T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_S \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_S \\ &= -V \kappa_T \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_S \\ &= \frac{\kappa_T}{\kappa_S}. \end{aligned} \quad (167)$$

تمرين 10:

• الطاقة الحرة لهلمولتز تعطي ب

$$\begin{aligned} dF &= -PdV - SdT \\ &= dW - SdT. \end{aligned} \quad (168)$$

خلال التحويل الايزوحراري T_0 لدينا

$$dF = dW \Rightarrow F(T_0, V) = W = -RT_0 \ln \frac{V}{V_0}. \quad (169)$$

من جهة اخري خلال التحويل تحت الحجم الثابت V_0 لدينا

$$dF = -SdT = -R \frac{V}{V_0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^a dT \Rightarrow F(T, V) = -\frac{R}{a+1} \frac{V}{V_0} T_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{a+1} + f(V). \quad (170)$$

بالتعويض ب $T = T_0$ في المعادلة الاخيرة نحصل علي

$$F(T_0, V) = -\frac{R}{a+1} \frac{V}{V_0} T_0 + f(V). \quad (171)$$

بالمقارنة بالمعادلة السابقة نحصل علي

$$f(V) = -RT_0 \ln \frac{V}{V_0} + \frac{R}{a+1} \frac{V}{V_0} T_0. \quad (172)$$

تعطي الطاقة الحرة اذن بالمعادلة

$$F(T, V) = -RT_0 \ln \frac{V}{V_0} + \frac{R}{a+1} \frac{V}{V_0} T_0 \left(1 - \frac{T^{a+1}}{T_0^{a+1}}\right). \quad (173)$$

• معادلة الحالة يمكن ان نحصل عليها من علاقة ماكسويل

$$\begin{aligned} -P &= \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T \\ &= -RT_0 \frac{1}{V} + \frac{R}{a+1} \frac{T_0}{V_0} \left(1 - \frac{T^{a+1}}{T_0^{a+1}}\right). \end{aligned} \quad (174)$$

• العمل من اجل درجة حرارة ثابتة T كيفية يحسب مباشرة كالعادة بالعلاقة

$$\begin{aligned} W &= - \int P dV \\ &= \int \left[-RT_0 \frac{1}{V} + \frac{R}{a+1} \frac{T_0}{V_0} \left(1 - \frac{T^{a+1}}{T_0^{a+1}}\right) \right] dV \\ &= -RT_0 \ln \frac{V}{V_0} + \frac{R}{a+1} \frac{T_0}{V_0} (V - V_0) \left(1 - \frac{T^{a+1}}{T_0^{a+1}}\right). \end{aligned} \quad (175)$$

مدخل الي الميكانيك الاحصائي الكلاسيكي: المجموعة الميكرو وقانونية

الحالات الميكروسكوبية

نحدد علي المستوي الماكروسكوبي حالة جملة ترموديناميكية عن طريق اعطاء قيم محددة لكل المتغيرات الترموديناميكية المستقلة خطيا و هذا ما يحدد الحالة الماكروسكوبية ^(٣٥) للجملة. هذه الحالة الماكروسكوبية الواحدة تقابل عدد هائل من الحالات الميكروسكوبية ^(٣٦) للجملة التي يتم في كل واحدة منها تحديد حالة كل المكونات الجزئية او الذرية او النووية لهذه الجملة باستعمال درجات الحرية المعروفة باسم الاعداد الكمية، اي باستعمال الميكانيك الكمي، رغم انه في بعض الاحيان القليلة تكون درجات الحرية الكلاسيكية كافية. لان عدد المكونات الذرية كبير جدا فان استعمال التقنيات الاحصائية لدراسة الحالات الميكروسكوبية امر لا بد منه و ايضا يمكن ان نري تقريبا بوضوح لماذا يمكن لعدد كبير من الحالات الميكروسكوبية ان يقابل حالة ماكروسكوبية واحدة. مثلا فان عدد الحالات الميكروسكوبية $\Omega(E)$ التي تقابل الحالة الماكروسكوبية التي تكون فيها طاقة الجملة تساوي E ، بافتراض ان هناك n درجة حرية في الجملة، يعطي بالعلاقة التقريبية

$$\Omega(E) \sim E^n. \quad (176)$$

من اجل جملة مشكلة من N جسيم سلمي حر داخل علبة مكعبة فان $n = 3N$. عدد الحالات الميكروسكوبية $\Omega(E)$ يتعلق ايضا و بقوة علي طبيعة الجسيمات المكونة للجملة هل هي متطابقة ام لا و ايضا علي سبين هذه الجسيمات هل هو عدد صحيح (بوزونات) او عدد نصف صحيح (فرميونات)، و هذا العدد يلعب دور مهم جدا كما سنري في الميكانيك الاحصائي، كما ان حسابه هو عملية ليست بالبسيطة عموما.

macrostate.^(٣٥)

microstates.^(٣٦)

مثال: نموذج ايزينغ - المشاء العشوائي

نموذج ايزينغ ^(٣٧) في بعد واحد يتشكل من N ذرة ذات سبين $1/2$ علي شبكة خطية. في غياب حقل مغناطيسي خارجي فان احتمال ان تكون المركبة S_3 للسبين مساوية ل $+1/2$ و $-1/2$ هو $p = 1/2$ و $q = 1/2$ علي التوالي. عدد الحالات الميكروسكوبية الكلي للجمله هو

$$\Omega(N) \sim 2^N. \quad (١٧٧)$$

اذا كان n_1 هو عدد الذرات التي سبينها علوي و n_2 هو عدد الذرات التي سبينها سفلي فان مركبة السبين الكلية هي

$$S_3 = \sum_{i=1}^N S_{3,i} = \frac{1}{2}(n_1 - n_2) = \frac{1}{2}(2n_1 - N). \quad (١٧٨)$$

مركبة السبين الكلية هذه تلعب نفس دور الانتقال $x = (n_1 - n_2)l$ في مسألة المشاء العشوائي كما سنري لاحقا. الحالة الماكروسكوبية للجمله محددة في هذه الحالة بقيمة S_3 . عبارة n_1 بدلالة S_3 تعطي ب

$$n_1 = \frac{2S_3 + N}{2}. \quad (١٧٩)$$

عدد الحالات الميكروسكوبية التي لها سبين S_3 يساوي الي عدد الطرق التي يمكننا فيها اختيار n_1 سبين من بين ال N سبين. هذا العدد يعطي بعدد التبديلات الكلي $N!$ مقسوم علي جداء عددي التبديلات الجزئيين $n_1!$ و $n_2!$ لان الترتيب بين السبينات العلوية او السفلية فيما بينها غير مهم. اذن

$$\Omega(n_1, N) = C_{n_1}^N = \frac{N!}{n_1!n_2!} = \frac{N!}{n_1!(N - n_1)!}. \quad (١٨٠)$$

هذا هو عدد الحالات الميكروسكوبية التي تحتوي علي n_1 سبين علوي و n_2 سبين سفلي. احتمال كل واحدة من هذه الحالات هو بالضبط $p^{n_1}q^{n_2}$ لان p هو احتمال ان يكون السبين علوي و q هو احتمال ان يكون السبين سفلي. اذن احتمال ان نحصل علي n_1 سبين علوي من بين ال N سبين هو

$$W_N(n_1) = \frac{N!}{n_1!(N - n_1)!} p^{n_1} q^{N-n_1}. \quad (١٨١)$$

هذا هو توزيع الاحتمال ثنائي الحد. هذه التسمية راجعة الي الخاصية

$$\sum_{n_1=0}^N W_N(n_1) = (p + q)^N = 1. \quad (١٨٢)$$

نلاحظ ان

$$\Omega(n_1, N) = \Omega(N)W_N(n_1). \quad (١٨٣)$$

Ising model.^(٣٧)

النتائج اعلاه تطبق ايضا و بالكامل علي مسألة المشاء العشوائي في بعد واحد. نعتبر جسيم يتحرك علي خط مستقيم انطلاقا من $x = 0$ اما الي اليمين خطوة واحدة تساوي $+a$ باحتمال p او الي اليسار خطوة واحدة تساوي $-a$ باحتمال q . بعد N خطوة موضع المشاء هو $x = ma$ حيث $m = n_1 - n_2$ و $N = n_1 + n_2$. من الواضح ان $-N \leq m \leq +N$ وان m زوجي اذا كان N زوجي و العكس. الحالة الماكروسكوبية تقابل m ثابت اما الحالة الميكروسكوبية فتقابل اعطاء الخطوة الاولى: يمين او يسار، الخطوة الثانية: يمين او يسار وهكذا الي غاية اخر خطوة. عدد الحالات الميكروسكوبية التي فيها n_1 خطوة الي اليمين و n_2 خطوة الي اليسار هو $\Omega(n_1, N)$ و احتمال ان يقوم المشاء ب n_1 خطوة الي اليمين و n_2 خطوة الي اليسار هو $W_N(n_1)$.

نحسب الان القيمة المتوسطة $\langle n_1 \rangle$ ، التشتت او التفاوت $\langle n_1^2 \rangle$ في المتوسط $\langle n_1 \rangle$ و الانحراف المعياري σ_{n_1} . لدينا

$$\begin{aligned} \langle n_1 \rangle &= \sum_{n_1} W_N(n_1) n_1 \\ &= \sum_{n_1} \frac{N!}{n_1!(N-n_1)!} p^{n_1} q^{N-n_1} n_1 \\ &= p \frac{\partial}{\partial p} \sum_{n_1} \frac{N!}{n_1!(N-n_1)!} p^{n_1} q^{N-n_1} \\ &= p \frac{\partial}{\partial p} (p+q)^N \\ &= Np. \end{aligned} \quad (184)$$

مباشرة نستنتج ايضا القيم المتوسطة التالية

$$\langle n_2 \rangle = Nq. \quad (185)$$

$$\langle x \rangle = N(p-q)a, \quad \langle S_3 \rangle = N(p-q)\frac{1}{2}. \quad (186)$$

التشتت او التفاوت معرف ب

$$\begin{aligned} \langle \Delta n_1^2 \rangle &= \langle (n_1 - \langle n_1 \rangle)^2 \rangle \\ &= \langle n_1^2 \rangle - \langle n_1 \rangle^2. \end{aligned} \quad (187)$$

التشتت يقبس مربع عرض توزيع الاحتمال الذي نخضع له قيم المتغير n_1 اي $W_N(n_1)$. اذن $\sqrt{\langle \Delta n_1^2 \rangle}$ يقبس مدي تشتت قيم المتغير n_1 حول القيمة المتوسطة. الانحراف المعياري هو بالضبط هذا الجذر التربيعي للتشتت اي

$$\sigma_{n_1} = \sqrt{\langle \Delta n_1^2 \rangle}. \quad (188)$$

نحسب

$$\begin{aligned} \langle n_1^2 \rangle &= \left(p \frac{\partial}{\partial p}\right)^2 \sum_{n_1} \frac{N!}{n_1!(N-n_1)!} p^{n_1} q^{N-n_1} \\ &= Np(Np+q). \end{aligned} \quad (189)$$

dispersion or variance.⁽³⁸⁾

اذن

$$\sigma_{n_1}^2 = Npq. \quad (190)$$

العرض النسبي لتوزيع الاحتمال $W_N(n_1)$ يعطي اذن ب

$$\frac{\sigma_{n_1}}{\langle n_1 \rangle} = \frac{\sqrt{Npq}}{Np} = \sqrt{\frac{q}{p}} \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (191)$$

اذن العرض النسبي يقترب من الصفر مثل $1/\sqrt{N}$. اي ان القيمة المتوسطة هي القيمة الاكثر احتمالا. يمكن رؤية هذا الامر بسهولة اكثر في النهاية $N \rightarrow \infty$ التي يصبح فيها توزيع الاحتمال ثنائي الحدين توزيع غوس للاحتمال. يمكن ان نحسب ايضا التشتتات

$$\sigma_x^2 = 4Npqa^2, \quad \sigma_{S_3}^2 = Npq. \quad (192)$$

انتروبي المعلومات و مسلمات الميكانيك الاحصائي

انتروبي المعلومات: هو انتروبي يقيس كمية المعلومات غير المتوفرة لنا او الناقصة عن حالة جملة احتمالية.

نأخذ كمثال ملموس جملة مشكلة من N علية و كرة واحدة. الكرة تعبر عن جسيم مثلا و العلب تمثل الحالات التي يمكن ان يتواجد فيها الجسيم. نفترض ان الكرة موجودة بالضرورة في احدي العلب. يمكن ان يكون صحيحا احد الامرين:

- كل العلب متساوية الاحتمال ⁽³⁹⁾. اي ان احتمال وجود الكرة في احدي العلب هو $1/N$.
- العلية التي توجد بداخلها الكرة عليها علامة تدل علي وجود الكرة بداخلها.

من الواضح جدا انه لدينا معلومات اكثر حول حالة الجملة في الحالة الثانية. اما في الحالة الاولى فان قصورنا عن معرفة يقينية بالعلبة التي توجد فيها الكرة من بين ال N امكانية يعكس نقص معلوماتنا عن الجملة. انتروبي المعلومات I هو دالة ارتياب تقيس بالضبط كمية المعلومات الناقصة عن الجملة. هذا الانتروبي يجب ان يحقق الاتي:

(1). او لا: I يجب ان يكون دالة في N اي

$$I = I(N). \quad (193)$$

(2). ثانيا: اذا زاد عدد العلب فان الارتياب I يزداد لان كمية المعلومات الناقصة عن الجملة يزداد. بعبارة اخري فان كمية المعلومات المعروفة عن الجملة تتناقص. اذن

$$I(M) > I(N), \quad M > N. \quad (194)$$

equiprobable.⁽³⁹⁾

(٣). ثالثا: اذا كانت هناك علبة واحدة فاننا نعرف كل شيء عن الجملة. اي ان كمية المعلومات الناقصة تساوي صفر في هذه الحالة اي

$$I(1) = 0. \quad (195)$$

(٤). رابعا: اذا قسمنا كل علبة الي M خانة متساوية الاحتمال فانه في الاجمال يكون لدينا NM حجرة متساوية الاحتمال. في هذه الحالة كمية المعلومات الناقصة عن الجملة تعطي ب $I(NM)$.

من ناحية اخري كان بالامكان ان نجد العلبة ثم الخانة التي بها الكرة. كما قلنا سابقا فان كمية المعلومات الناقصة عند محاولتنا معرفة العلبة التي بها الكرة هي $I(N)$. بالمثل فان كمية المعلومات الناقصة عند محاولتنا معرفة الخانة التي بها الكرة يجب ان يكون $I(M)$. اذا افترضنا ان كمية المعلومات هي مقدار اضافي^(٤٠) فان كمية المعلومات الناقصة الكلية هو المجموع $I(N) + I(M)$. كون كمية المعلومات هي مقدار اضافي يعني انه اذا عرفت المعلومات الخاصة بجملة شيئا فشيئا بدون تكرار فان كمية المعلومات الاجمالية تساوي الي مجموع كميات المعلومات المحصل عليها في كل مرحلة. في هذا المثال عرفنا في المرحلة الاولي ان كمية المعلومات الناقصة هي $I(N)$ ثم عرفنا ان كمية المعلومات الناقصة في المرحلة الثانية هي $I(M)$. بالتالي فان كمية المعلومات الناقصة الكلية هي المجموع $I(N) + I(M)$.

اذن من جهة وجدنا ان كمية المعلومات الناقصة هي $I(NM)$ و من الجهة الاخري وجدنا ان كمية المعلومات الناقصة هي $I(N) + I(M)$. نستنتج مباشرة ان

$$I(NM) = I(N) + I(M). \quad (196)$$

من المعادلات الاربعة اعلاه يمكننا ان نستنتج ان انتروبي المعلومات يجب ان يعطي بالعلاقة

$$I(N) = C \ln N. \quad (197)$$

اذا اخذنا $C = k$ حيث k هو ثابت بولتزمان، فان انتروبي المعلومات I يصبح بالضبط، كما سنبين لاحقا، الانتروبي الاحصائي S حيث N هو عدد الحالات الميكروسكوبية التي يمكن ان تكون فيها الجملة.

حساب عدد الحالات الميكروسكوبية- توزيع N جسم مختلف علي r علبة مختلفة : في المثال اعلاه افترضنا ان كل العلب متساوية الاحتمال. لنفترض الان ان العلب غير متساوية الاحتمال. ليكن P_i احتمال ان تحتل الكرة العلبة i لـ $1 \leq i \leq N$ لدينا

$$P_i \geq 0, \quad \sum_{i=1}^N P_i = 1. \quad (198)$$

تعرف الاحتمالات P_i في المجموعة التالية. نعتبر انه لدينا N جملة متطابقة حيث كل جملة هي عبارة عن كرة موضوعة في علبة من بين N علبة. لتكن N_i عدد الجمل التي تكون فيها الكرة في العلبة i . من الواضح انه لما $N \rightarrow \infty$ لدينا

$$P_i = \frac{N_i}{N}. \quad (199)$$

additive.^(٤٠)

اي $N_i = NP_i$ هو عدد الجمل التي تكون فيها الكرة في العلبة i . لدينا

$$\sum_{i=1}^N N_i = \sum_{i=1}^N NP_i = N. \quad (2.00)$$

علينا تحديد عدد الحالات الميكروسكوبية المختلفة التي تحقق الشروط الماكروسكوبية N = ثابت و N_i = ثابتة . هذه المسألة مكافئة لمسألة توزيع N جسم مختلف، هنا ال N جملة المعتبرة اعلاه، علي $r = N$ علبة مختلفة، هنا العلبة تقابل مجموعة الجمل التي فيها الكرة في نفس الوضعية، من دون ان يكون للترتيب داخل العلبة اية اهمية.

اولا لدينا $N!$ تبديلة مختلفة لل N جملة. لكن $N_i = NP_i$ جملة فيها الكرة في العلبة i و بالتالي فهي جمل متطابقة اي ليس للترتيب اي اهمية . اذن ال $N_i!$ تبديلة لهذه الجمل تؤدي كلها الي نفس الحالة الميكروسكوبية. عدد الحالات الميكروسكوبية هو اذن

$$\mathcal{N} = \frac{N!}{\prod_{i=1}^r N_i!}. \quad (2.01)$$

كل هذه الحالات هي متساوية الاحتمال و بالتالي كمية المعلومات الناقصة عن مجموع ال N جملة هي

$$I_N = k \ln \frac{N!}{\prod_{i=1}^N (NP_i)!} = k \left(\ln N! - \sum_{i=1}^N \ln(NP_i)! \right). \quad (2.02)$$

نستعمل علاقة ستيرلينغ^(٤١)

$$\ln n! = n \ln n - n, \quad n \rightarrow \infty. \quad (2.03)$$

نحصل علي

$$\begin{aligned} I_N &= k \left(N \ln N - N - \sum_{i=1}^N NP_i \ln NP_i + \sum_{i=1}^N NP_i \right) \\ &= -kN \sum_{i=1}^N P_i \ln P_i. \end{aligned} \quad (2.04)$$

لان كل جملة من ال N جملة هي متساوية الاحتمال فان كمية المعلومات الناقصة لكل جملة هي I_N/N اي

$$I = -k \sum_{i=1}^N P_i \ln P_i. \quad (2.05)$$

التوازن الاحصائي و الانتروبي الاحصائي: التوازن الاحصائي يوافق الحالة اين تكون جميع الحالات الميكروسكوبية متساوية الاحتمال. في هذه الحالة

$$P_i = \frac{1}{\Omega(E)}, \quad (2.06)$$

Stirling^(٤١)

حيث $\Omega(E)$ هو عدد الحالات الميكروسكوبية التي لها طاقة E . نحصل اذن من اجل جملة معزولة متوازنة احصائيا علي انتروبي معلومات I مساو للانتروبي الاحصائي S المعروف، كما سنبين لاحقا، ب

$$S = k \ln \Omega(E). \quad (207)$$

سنبين ايضا لاحقا ان الانتروبي الاحصائي هو نفسه الانتروبي الترموديناميكي الذي عرفناه في الفصل السابق. لان الانتروبي الاحصائي لا يعرف الا في حالة التوازن فان انتروبي المعلومات هو اذن تعميم للانتروبي الاحصائي للوضعيات الخارجة عن التوازن.

المسئلة الاولى للميكانيك الاحصائي : استخدمنا في الفقرة السابقة، بدون ان نذكر ذلك صراحة، المسئلة الاولى للميكانيك الاحصائي التي ناقشناها الان.
النص: من اجل جملة معزولة في حالة توازن احصائي فان كل الحالات الميكروسكوبية المسموح بها هي متساوية الاحتمال.

اذن اذا كان $\Omega(E)$ هو عدد الحالات الميكروسكوبية التي تحقق الشرط الماكروسكوبي $E =$ ثابت حيث E هي طاقة الجملة فان احتمال ان تكون الجملة في احدي هذه الحالات الميكروسكوبية هو $1/\Omega(E)$. هذا منطقي جدا لان مع معرفتنا لطاقة الجملة فقط لا يوجد اي سبب مسبق يجعلنا نفضل حالة ميكروسكوبية ما علي اخري. اذا لم يتحقق هذا الامر فان الجملة ليست في حالة توازن و سوف تتطور في الزمن الي ان تبلغ التوازن.

يمكن صياغة هذه المسئلة بدلالة كمية المعلومات الناقصة او انتروبي المعلومات I كالتالي. نعتبر جملة معزولة و ليكن P_i احتمال احتلال الحالة الميكروسكوبية i . انتروبي المعلومات لهذه الجملة معرف ب

$$I = -k \sum_i P_i \ln P_i. \quad (208)$$

الاحتمالات P_i تحقق الشرط

$$\sum_i P_i = 1. \quad (209)$$

نريد ايجاد القيمة العظمي ل I مع شرط انحفاظ الاحتمال اعلاه. من اجل اجراء هذه العملية نستخدم طريقة مضروبوات لاغرانج. نعرف الدالة F ب

$$\begin{aligned} F &= I - \lambda (\sum_i P_i - 1) \\ &= -k \sum_i P_i \ln P_i - \lambda (\sum_i P_i - 1). \end{aligned} \quad (210)$$

المتغير λ هو بالضبط مضروب لاغرانج. شرط القيم القصوي، اصغرية او اعظمية، بالنسبة للمتغير P_i يعطي كالعادة ب

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial P_i} &= \frac{\partial I}{\partial P_i} - \lambda \\ &= -k \ln P_i - k - \lambda \\ &= 0 \Rightarrow P_i = \exp(-1 - \lambda). \end{aligned} \quad (211)$$

باستخدام الان قانون انحفاظ الاحتمال نحصل علي قيمة مضروب لاغرانج

$$\exp(1 + \lambda) = \Omega(E). \quad (212)$$

اي ان

$$P_i = \exp(-1 - \lambda) = \frac{1}{\Omega(E)}. \quad (213)$$

نحصل اذن علي توزيع الاحتمال الخاص بالتوازن: كل الحالات الميكروسكوبية متساوية الاحتمال. نلاحظ ايضا ان

$$\frac{\partial^2 F}{\partial P_i^2} = \frac{\partial^2 I}{\partial P_i^2} < 0. \quad (214)$$

اي عند التوازن فان انتروبي المعلومات اعظمي وبالتالي فان كمية المعلومات المتوفرة عن الجملة اصغرية. نقول ان الفوضى او اللانظام اعظمي و ان الانتروبي هو مقياس الفوضى.

المسلمة الثانية للميكانيك الاحصائي- الفرضية الارجودية : استخدمنا ايضا في الفقرة السابقة، و ايضا بدون ان نذكر ذلك صراحة، المسلمة الثانية للميكانيك الاحصائي التي تعرف ايضا تحت مسمى الفرضية الارجودية ⁽⁴²⁾ و التي نتناولها الان بالنقاش .

الحالة الميكروسكوبية التي تتواجد فيها الجملة في اي لحظة زمنية تتغير مع تطور الجملة في الزمن بسبب التفاعلات التي تخضع لها الجملة. اذا لاحظنا الجملة لزمان غير منته فان الزمن الذي تقضيه الجملة في كل حالة ميكروسكوبية هو نفسه بالنسبة لكل الحالات و هو مقتضي المسلمة الاولى اعلاه. عوض اعتبار جملة واحدة و تتبع تطورها خلال الزمن و هو امر قد يكون صعبا لاسباب واضحة فاننا نعتبر مجموعة من الجمل المتطابقة في لحظة معينة. تشكل هذه المجموعة بحيث ان احتمال الحصول علي احد هذه الجمل المتطابقة في حالة ميكروسكوبية معينة هو نفسه مهما كانت الحالة الميكروسكوبية. اذا كانت المجموعة مشكلة من $N \rightarrow \infty$ جملة متطابقة فان $N/\Omega(E)$ هو عدد الجمل في اي حالة ميكروسكوبية لان احتمال الحصول علي اي حالة ميكروسكوبية هو نفسه معطي ب $1/\Omega(E)$: الحالات متساوية الاحتمال. الفرضية الارجودية تنص علي الاتي.

النص: المتوسط في الزمن لمتغير ما يساوي متوسط هذا المتغير مأخوذ علي مجموعة من الجمل المتطابقة التي لها الخواص المذكورة اعلاه.

اذا كان $y = y(t)$ هو المتغير قيد الدراسة فان المتوسط في الزمن و المتوسط علي مجموعة مشكلة من N جملة متطابقة في اللحظة t يعطيان علي التوالي بالعلاقات التالية

$$\langle y \rangle = \lim_{t' \rightarrow \infty} \frac{1}{t'} \int_0^{t'} y(t') dt'. \quad (215)$$

$$\langle y \rangle_t = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i(t). \quad (216)$$

حسب الفرضية الارجودية فانه يجب ان يكون لدينا

$$\langle y \rangle = \langle y \rangle_t. \quad (217)$$

ergodic hypothesis.⁽⁴²⁾

المجموعة الميكروكانونية

تعريف : المسلمة الاولى للميكانيك الاحصائي التي تنص علي تساوي احتمال الحالات الميكروسكوبية تؤدي مباشرة الي ان اي جملة معزولة في حالة توازن ترموديناميكي يجب ان تنتمي الي مجموعة احصائية مميزة باحتمال ثابت. هذه المجموعة هي ما يعرف باسم المجموعة الميكروكانونية^(٤٣). ان استعمال المجموعة الميكروكانونية في التطبيق معقد عموما و بالتالي فاننا نستعمل مكانها تقريبات مثل المجموعة القانونية و المجموعة القانونية الكبرى. من المعلوم ان طاقة جملة معزولة، و لتكن E_0 هذه الطاقة، ثابتة بالضرورة. في العموم هناك دائما ارتياب في معرفة قيمة الطاقة معطي بالخطا $\delta E \ll E_0$. من الواضح ان هذا الارتياب راجع الي الاخطاء التجريبية و لكن ايضا هو راجع الي التأثيرات الفيزيائية الناجمة عن الميكانيك الكمي مثل مبدأ الارتياب لهايزنبرغ^(٤٤) الذي ينص في احد بنوده علي ان الارتياب في الطاقة متناسب عكسا مع المدة المحددة التي يجري فيها القياس علي الجملة. طاقة الجملة هي اذن في مجال بين E_0 و $E_0 + \delta E$ اما الحالات الميكروسكوبية المسموح بها للجملة فهي التي لها طاقة E حيث

$$E_0 \leq E \leq E_0 + \delta E, \delta E \ll E_0. \quad (٢١٨)$$

كما فعلنا في السابق عوض اعتبار جملة واحدة و اتباع تطورها في الزمن نعتبر مجموعة من الجمل المتطابقة مع الجملة الاصلية من الناحية الماكروسكوبية لا يمكن التمييز بينها باجراء قياسات علي المقادير الماكروسكوبية. كل جملة من هذه المجموعة هي في حالة ميكروسكوبية تحقق الشرط اعلاه. نفترض التوازن الاحصائي و بالتالي كل الحالات الميكروسكوبية هي متساوية الاحتمال. هذه المجموعة الاحصائية تسمى المجموعة الميكروكانونية. ليكن $\Omega(E)$ عدد الحالات الميكروسكوبية التي لها طاقة بين E و $E + \delta E$. انتروبي الجملة يعطي بالمعادلة

$$S = k \ln \Omega(E). \quad (٢١٩)$$

ليكن $\Phi(E)$ عدد الحالات الميكروسكوبية التي لها طاقة اقل او تساوي من E . من المعروف ان الطاقة في الميكانيك الكمي هي في العموم متغير متقطع لكن الفرق في الطاقة ΔE بين مستويين هو بحيث $\delta E \ll \bar{E} \ll \Delta E$. يمكننا اذن ان نفترض و هو تقريبا ممتاز ان E هو متغير مستمر و بالتالي فان $\Phi(E)$ هي دالة مستمرة. هذه الدالة تتزايد بسرعة شديدة مع E . يمكننا ايضا ان نعرف كثافة الحالات الميكروسكوبية اي عدد الحالات في وحدة الطاقة بالعلاقة

$$\rho(E) = \frac{d\Phi(E)}{dE}. \quad (٢٢٠)$$

اي ان

$$\Phi(E) = \int_0^E dE' \rho(E'). \quad (٢٢١)$$

$\rho(E)$ مثل $\Omega(E)$ دالة تتزايد بشدة مع الطاقة. $\Phi(E)$ هي مساحة السطح تحت منحنى الدالة $\rho(E')$ بين المحور $E' = 0$ و المحور $E' = E$. لان $\delta E \ll E$ فان

microcanonical ensemble.^(٤٣)

Heisenberg uncertainty principle.^(٤٤)

عدد الحالات الميكروسكوبية $\Omega(E)$ يساوي كثافة الحالات الميكروسكوبية $\rho(E)$ مضروبة في δE أي

$$\Omega(E) = \rho(E)\delta E. \quad (٢٢٢)$$

ليكن n عدد درجات حرية الجملة و ϵ الطاقة المتوسطة من اجل درجة حرية واحدة. الطاقة E تعطي اذن بالعلاقة

$$E = n\epsilon. \quad (٢٢٣)$$

لدينا اذن

$$S = k \left[\ln \rho(E)\epsilon + \ln \frac{\delta E}{\epsilon} \right]. \quad (٢٢٤)$$

في العموم يتعلق عدد الحالات الميكروسكوبية $\Omega(E)$ بالطاقة E كالآتي

$$\Omega(E) \sim E^n. \quad (٢٢٥)$$

اذن $\rho(E)$ يتصرف مثل E^n و بالتالي يتصرف الحد الاول في الانتروبي اعلاه مثل $n \ln E$ اما الحد الثاني فانه يتصرف مثل $\ln n$. اذن لان n كبير جدا فان الحد الاول في الانتروبي يهيمن بالكامل علي قيمة الانتروبي. نحصل اذن علي العلاقة

$$S = k \ln \rho(E). \quad (٢٢٦)$$

اشتقاق الترموديناميك : في المجموعة الميكروكانونية كل جملة تحتوي علي N جسيم و لها حجم V و طاقة بين E و $E + \delta E$. اذا افترضنا ان الميكانيك الكلاسيكي قابل للتطبيق فان عدد الحالات الميكروسكوبية $\Omega(E)\delta E$ التي لها طاقة بين E و $E + \delta E$ هو متناسب مع الحجم الذي تحتله المجموعة الميكروكانونية في الفضاء الطوري اي

$$\Omega(E) \sim \Gamma(E) = \int_{E \leq H \leq E + \delta E} d^{3N} p d^{3N} q. \quad (٢٢٧)$$

بالمقابل فان عدد الحالات الميكروسكوبية $\Phi(E)$ التي لها طاقة اقل او تساوي من E متناسب مع الحجم في الفضاء الطوري المحتوي داخل سطح الطاقة ذو الطاقة E اي

$$\Phi(E) \sim \Sigma(E) = \int_{H \leq E} d^{3N} p d^{3N} q. \quad (٢٢٨)$$

من الواضح ان

$$\Gamma(E) = \Sigma(E + \delta E) - \Sigma(E). \quad (٢٢٩)$$

من اجل $\delta E \rightarrow 0$ نحصل علي $\Gamma(E) = \delta E \rho(E)$ حيث نعرف الان كثافة الحالات $\rho(E)$ بالعلاقة

$$\rho(E) = \frac{\partial \Sigma(E)}{\partial E}. \quad (٢٣٠)$$

كما بينا اعلاه يمكن ان نعرف الانتروبي باحدي العلاقات

$$S = k \ln \Gamma(E). \quad (231)$$

$$S = k \ln \rho(E). \quad (232)$$

هذا التعريف للانتروبي الاحصائي يؤدي، كما سنبين في التمرينات، الي الانتروبي الترموديناميكي بكل خواصه المعروفة مثل الخاصية التمديدية و المبدأ الثاني للترموديناميك.

يمكننا الان اشتقاق كل الترموديناميك انطلاقا من المجموعة الميكروكانونية باستعمال هذا التعريف للانتروبي كالاتي. نحتاج اولا الي تعريف التحويلات الترموديناميكية شبه الساكنة في هذا الاطار. هذه التحويلات تقابل هنا التغيرات البطيئة جدا في الطاقة و الحجم الناجمة عن تفاعلات الجملة مع الوسط الخارجي. خلال هذه التحويلات فان المجموعة الميكروكانونية تمثل بمجموعة من النقاط موزعة بانتظام (مسلمة تساوي الاحتمال) في حجم يتحرك ببطء شديد في الفضاء الطوري حيث في كل لحظة لدينا مجموعة ميكروكانونية. التغير المتناه في الصغر في الانتروبي خلال هذه التحويلات الترموديناميكية يعطي ب

$$dS(E, V) = \left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)_V dE + \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_E dV. \quad (233)$$

نعرف درجة الحرارة و الضغط بالعلاقات

$$\left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)_V = \frac{1}{T}, \quad \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_E = \frac{P}{T}. \quad (234)$$

نحصل مباشرة علي المبدأ الاول للترموديناميك

$$dE = -PdV + TdS. \quad (235)$$

اذن للحصول علي الترموديناميك انطلاقا من المجموعة الميكروكانونية نتبع الخطوات التالية:

- احسب كثافة الحالات $\rho(E)$ انطلاقا من الهاميلتونية.
- احسب الانتروبي باستعمال العلاقة

$$S = k \ln \rho(E). \quad (236)$$

- اقلب الدالة $S = S(E, V)$ من اجل حساب E بدلالة S و V . النتيجة هي بالضبط الطاقة الداخلية اي

$$U = E(S, V). \quad (237)$$

- احسب باقي المقادير الترموديناميكية باستعمال العلاقات

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V. \quad (238)$$

$$P = -\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S. \quad (239)$$

$$F = U - TS. \quad (٢٤٠)$$

$$G = U + PV - TS. \quad (٢٤١)$$

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_S. \quad (٢٤٢)$$

التوازن الترموديناميكي

كل جملة معزولة تتطور في الزمن الي ان تبلغ حالة توازنها اين تصبح الحالات الميكروسكوبية متساوية الاحتمال و يصبح الانتروبي- انتروبي المعلومات- اعظمي. هذا هو ما ينص عليه المبدأ الثاني للترموديناميك في حالته الميكروسكوبية. الانتروبي الاحصائي الذي هو مقياس اللانظام في الجملة هو متناسب مع لوغاريتم عدد الحالات الميكروسكوبية. اذن اللانظام يصبح اعظمي عند التوازن و المقصود به ان عدد الحالات المسموح بها للجملة يصبح اعظمي عند التوازن.

عدد الحالات الميكروسكوبية المسموح بها لجملة ماكروسكوبية هو في العموم دالة في الطاقة و ايضا في الحجم و في عدد الجسيمات اي

$$\Omega = \Omega(E, V, N). \quad (٢٤٣)$$

بالتالي

$$S = S(E, V, N). \quad (٢٤٤)$$

نعتبر جملتين ماكروسكوبيتين 1 و 2. المتغيرات الترموديناميكية هي V_1, E_1 بالنسبة للجملة 1 و N_2, V_2, E_2 بالنسبة للجملة 2. الجملة الكلية 1 + 2 هي جملة معزولة بجدران ادياباتيكية لها طاقة E_0 حجم V_0 و عدد جسيمات N_0 كلها متغيرات ثابتة. ليكن $\Omega_T(E_0, V_0, N_0)$ عدد الحالات الميكروسكوبية المسموح بها للجملة 1 + 2 بدون اي شروط قسرية علي الجملتين 1 و 2 اي اننا نأخذ بعين الاعتبار كل التمثيلات الممكنة للجملتين 1 و 2.

التوازن الحراري: نفترض او لا ان الجملتين 1 و 2 مفصولتين بجدار دياتارم ثابت و غير نفاذ للجسيمات^(٤٥). اذن N_2, V_1, N_1, V_2 تبقي ثابتة لكن هناك تبادل للحرارة بين الجملتين 1 و 2. نفترض ان طاقة التفاعل بين الجملتين 1 و 2 هي مهملة بالمقارنة مع الطاقات الداخلية E_1 و E_2 . اذن مبدأ انحفاظ الطاقة يعطي مباشرة $E_0 = E_1 + E_2$. ايضا نستنتج مباشرة ان عدد الحالات الميكروسكوبية المسموح بها للجملة الكلية هو

$$\Omega(E_0, E_1) = \Omega_1(E_1)\Omega_2(E_2) = \Omega(E_1)\Omega_2(E_0 - E_1). \quad (٢٤٥)$$

الجداء راجع الي ان كل حالة ميكروسكوبية لاي من الجملتين 1 او 2 يمكن ان يرفق بكل الحالات الميكروسكوبية المسموح بها للجملة الاخرى. عدد الحالات الميكروسكوبية الكلي المسموح بها للجملة الكلية هو

$$\Omega_T(E_0) = \sum_{E_1} \Omega(E_0, E_1). \quad (٢٤٦)$$

impermeable.^(٤٥)

اذن الاحتمال $P(E_1)$ حتي تكون طاقة الجملة 1 تساوي E_1 هو

$$P(E_1) = \frac{\Omega(E_0, E_1)}{\Omega_T(E_0)}. \quad (٢٤٧)$$

الانتروبي المرفق بعدد الحالات $\Omega(E_0, E_1)$ هو

$$\begin{aligned} S(E_0, E_1) &= k \ln \Omega_T(E_0) \\ &= S_1(E_1) + S_2(E_0 - E_1). \end{aligned} \quad (٢٤٨)$$

اذن الانتروبي هو مقدار تمددي كما يجب و كما ينص عليه الترموديناميك. الجملتان 1 و 2 تتبادلان الحرارة عبر الجدار الديتارم الي غاية ان يحصل توازن حراري اي لما يصبح $\Omega(E_0, E_1)$ او $S(E_0, E_1)$ اعظمي او لما يكون الاحتمال $P(E_1)$ اعظمي. لدينا

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dE_1} &= \frac{dS_1}{dE_1} + \frac{dS_2}{dE_2} \frac{dE_2}{dE_1} \\ &= \frac{dS_1}{dE_1} - \frac{dS_2}{dE_2} \\ &= 0 \Rightarrow \frac{dS_1}{dE_1} = \frac{dS_2}{dE_2}. \end{aligned} \quad (٢٤٩)$$

يمكن ان نبين ان هذه القيمة القصوي هي قيمة اعظمية باستعمال ايجابية السعة الحرارية. نعرف درجة الحرارة المطلقة ب $1/T = dS/dE$. بصفة عامة

$$\left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)_{V,N} = \frac{1}{T}. \quad (٢٥٠)$$

اذن عند التوازن الحراري نحصل علي تساوي درجة حرارة الجملتين 1 و 2 اي

$$T_1 = T_2. \quad (٢٥١)$$

هذا هو المبدأ الصفر للترموديناميك.

عند تطور الجملة في الزمن فان عدد الحالات الميكروسكوبية يتغير من عدد ابتدائي Ω_i الي عدد نهائي Ω_f . اذا كان $\Omega_f > \Omega_i$ فان التحول غير عكسي و اذا كان $\Omega_f = \Omega_i$ فان التحول عكسي.

نعتبر تحويل شبه ساكن متناه في الصغر، اي ان الجملة الكلية تبقي دائماً في حالة توازن احصائي مثلاً خلال تحويل عكسي، حيث ايضاً يبقي الحجم و عدد الجسيمات في كل جملة ثابتاً. من الواضح انه خلال هذا التحويل لا يوجد عمل ميكانيكي و بالتالي فان $\Delta E_1 = Q_1$ حيث Q_1 هي كمية الحرارة المتبادلة. من الجهة الأخرى فان درجة الحرارة T_1 تبقي ثابتة لأن التحول متناه في الصغر. اذن

$$\Delta S_1 = \frac{\Delta E_1}{T_1} = \frac{Q_1}{T_1}. \quad (٢٥٢)$$

حسب المبدأ الثاني للترموديناميك فانه خلال التحول الذي ادي الي التوازن الترموديناميكي فان الانتروبي الكلي لا يمكن الا ان يزداد لان الجملة معزولة اي

$$\frac{dS}{dt} > 0 \Rightarrow \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right) \frac{dE_1}{dt} > 0. \quad (٢٥٣)$$

اذا كان $T_2 > T_1$ فان $dE_1/dt > 0$ اي ان الحرارة تنتقل من الجملة 2 الي الجملة 1 اي من الساخن الي البارد.

التوازن الحراري الميكانيكي: نفترض الان ان الجملتين 1 و 2 مفصولتين بجدار دياتارم متحرك بدون احتكاك و غير نفاذ للجسيمات. اذن هناك تبادل للحرارة و ايضا للعمل الميكانيكي بين الجملتين 1 و 2. نفترض ان المقادير الاتية تبقي ثابتة خلال التبادلات التي تحدث بين الجملتين:

$$E_0 = E_1 + E_2, \quad V_0 = V_1 + V_2, \quad N_0 = N_1 + N_2. \quad (٢٥٤)$$

ايضا لان الجدار غير نفاذ فان N_1 و N_2 ثابتين. القيمة القصوي للدالة $S(E_0, E_1, V_1, N_1)$ تحقق الشرطين

$$\frac{\partial S}{\partial E_1} = 0, \quad \frac{\partial S}{\partial V_1} = 0. \quad (٢٥٥)$$

لكن

$$S(E_0, E_1, V_1, N_1) = S_1(E_1, V_1, N_1) + S_2(E_2, V_2, N_2). \quad (٢٥٦)$$

بالمرور عبر نفس الخطوات من الفقرة السابقة نحصل مباشرة علي

$$\left(\frac{\partial S_1}{\partial E_1}\right)_{V_1, N_1} = \left(\frac{\partial S_2}{\partial E_2}\right)_{V_2, N_2} \Rightarrow \frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_2}. \quad (٢٥٧)$$

$$\left(\frac{\partial S_1}{\partial V_1}\right)_{E_1, N_1} = \left(\frac{\partial S_2}{\partial V_2}\right)_{E_2, N_2} \Rightarrow \frac{P_1}{T_1} = \frac{P_2}{T_2}. \quad (٢٥٨)$$

كما في السابق يمكن ان نبين ان هذه القيمة القصوي هي قيمة اعظمية. اذن التوازن الحراري الميكانيكي يعطي بتساوي درجة الحرارة و ضغط الجملتين 1 و 2 اي

$$T_1 = T_2, \quad P_1 = P_2. \quad (٢٥٩)$$

الضغط: يمكن ان نعبر عن الضغط بدلالة الطاقة الداخلية كالاتي. ننتقل من $dE(S, V, N) = 0$ اي من

$$\left(\frac{\partial E}{\partial S}\right)_{V, N} \frac{dS}{dV} = -\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_{S, N}. \quad (٢٦٠)$$

بالتالي

$$P = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_{E, N} \left(\frac{\partial E}{\partial S}\right)_{V, N} = -\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_{S, N}. \quad (٢٦١)$$

اذن المشتقة الجزئية للطاقة بالنسبة للحجم مع ثبات الانتروبي و عدد الجسيمات- تحول ادياباتيك عكسي- هي تساوي ناقص الضغط. من المستحسن ان نري هذه النتيجة ايضا من خلال مثال.

نعتبر غاز مثالي داخل اسطوانة مغلقة بمكبس ذي سطح A . في اللحظة الابتدائية يكون الغاز في حالة ميكروسكوبية i ذات طاقة $E = \epsilon_i$. رأينا من خلال مثال العلبة المكعبة ان طاقة اي حالة ميكروسكوبية تتعلق بالحجم الذي يحتله الغاز اي ان $\epsilon_i = \epsilon_i(V)$. من اجل انتقال dx موجب للمكبس يزداد حجم الغاز بكمية dV . شروط الحركة هي بحيث ان التحويل الترموديناميكي هو تحويل ادياباتيك

عكسي اي لا يوجد تبادل للحرارة و كل التبادلات الطاقوية تكون علي شكل عمل ميكانيكي. الجملة اذن تحافظ عل نفس اعداد الاحتمال و بالتالي تبقي في نفس الحالة الميكروسكوبية i . لكن طاقة الحالة الميكروسكوبية تصبح

$$\epsilon_i(V + dV) = \epsilon_i(V) + \left(\frac{\partial \epsilon_i}{\partial V}\right)_{S,N} dV. \quad (262)$$

التغير في الطاقة الداخلية للغاز يعطي ب

$$\begin{aligned} \Delta E &= E(V + dV) - E(V) \\ &= \epsilon_i(V + dV) - \epsilon_i(V) \\ &= \left(\frac{\partial \epsilon_i}{\partial V}\right)_{S,N} dV. \end{aligned} \quad (263)$$

هذه الطاقة تساوي العمل المقدم من المكبس اي تساوي

$$W = -P_i A dx = -P_i dV. \quad (264)$$

P_i هو الضغط الذي يجب تطبيقه علي يمين المكبس حتي يكون التحويل عكسي ادياباتيكي. بمطابقة المعادلتين اعلاه نحصل مباشرة علي

$$P_i = -\left(\frac{\partial \epsilon_i}{\partial V}\right)_{S,N}. \quad (265)$$

هذه العبارة تعطي قيمة الضغط الخاصة بالحالة الميكروسكوبية i . للحصول علي قيمة الضغط P الذي نقيسه فعليا علي المستوي الماكروسكوبي علينا ان نأخذ القيمة المتوسطة كالاتي.

كما فعلنا في السابق مرات متعددة نعتبر مجموعة $\{M\}$ من الجمل المتطابقة علي المستوي الماكروسكوبي. ليكن P_i احتمال الحصول علي الحالة الميكروسكوبية i . الطاقة المتوسطة علي المجموعة $\{M\}$ هي

$$\langle E \rangle = \sum_{M} P_i \epsilon_i. \quad (266)$$

لان الجملة ماكروسكوبية فان تقلبات ⁽⁴⁶⁾ الطاقة E حول القيمة المتوسطة $\langle E \rangle$ هي في الغالب مهملة. هذه القيمة المتوسطة هي ايضا القيمة الاكثر احتمالا. اذن $\bar{E} \simeq \langle E \rangle$ و نحصل علي

$$E = \sum_{M} P_i \epsilon_i. \quad (267)$$

بالمثل فان

$$\begin{aligned} P &\simeq \langle P \rangle \\ &= \sum_{M} P_i P_i. \end{aligned} \quad (268)$$

لكن لان التحويل ادياباتيكي اي ان اعداد الاحتمال ثابتة فان احتمال التواجد في اي حالة ميكروسكوبية i هو ثابت و بالتالي

$$dE = \sum_{M} dP_i \epsilon_i + \sum_{M} P_i d\epsilon_i$$

fluctuations.⁽⁴⁶⁾

$$\begin{aligned}
&= \sum_{\mathcal{M}} P_i d\epsilon_i \\
&= - \sum_{\mathcal{M}} P_i P_i dV \\
&= -PdV. \tag{٢٦٩}
\end{aligned}$$

و هذا هو المطلوب و المعروف.

الغاز المثالي الكلاسيكي

عندما تكون درجة حرارة غاز مثالي بعيدة عن الصفر المطلق فان الغاز يتصرف تقريبا بطريقة كلاسيكية. اذن يمكننا في هذه الحالة تطبيق قوانين الميكانيك الكلاسيكي علي جملة الغاز المثالي المشكلة من N جسيم، جزئ او ذرة، داخل حيز من الفضاء حجمه V . بالتعريف فان التفاعل بين جسيمات الغاز المثالي ضعيفة جدا و يمكن اهمالها وبالتالي فان طاقة الجملة تهيمن عليها الطاقة الحركية للجسيمات. الهاميلتونية تعطي في هذه الحالة ب

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{\vec{p}_i^2}{2m}. \tag{٢٧٠}$$

m هي كتلة ذرات الغاز و نفترض ايضا ان ذرات الغاز هي جسيمات سلمية و بالتالي فان السبين الخاص بها ينعدم. الفضاء الطوري اذن هو ذو $6N$ بعد تعطي فيه المحاور باشعة الموضع \vec{r}_i و اشعة كمية الحركة \vec{p}_i . لتكن $\Omega(E_0)$ عدد الحالات الميكروسكوبية التي لها طاقة بين E_0 و $E_0 + \delta E$. من المعروف من الميكانيك الكمي ان كل حالة ميكروسكوبية تمثل في الفضاء الطوري بنقطة تحتل خلية، تعرف بخلية هايزنبرغ ^(٤٧)، حجمها هو

$$V_{\text{cell}} = h^{n/2}, \tag{٢٧١}$$

حيث h هو ثابت بلانك ^(٤٨) و n هو عدد درجات الحرية. هذه القيمة ترجع الي مبدأ الارتياب لهايزنبرغ $\Delta x \Delta p \sim h$. اذن عدد الحالات الميكروسكوبية Ω هو حاصل قسمة الحجم في الفضاء الطوري الذي تحتله الحالات الميكروسكوبية التي لها طاقة بين E_0 و $E_0 + \delta E$. علي حجم خلية هايزنبرغ واحدة. نكتب اذن

$$\begin{aligned}
\Omega(E_0) &= \frac{\nu}{h^{3N}} \\
&= \frac{1}{h^{3N}} \int_{E_0 \leq H \leq E_0 + \delta E} d^{3N} \vec{r} d^{3N} \vec{p}. \tag{٢٧٢}
\end{aligned}$$

$$d^{3N} \vec{r} = \prod_{i=1}^N dx_i dy_i dz_i, \quad d^{3N} \vec{p} = \prod_{i=1}^N dp_{xi} dp_{yi} dp_{zi}. \tag{٢٧٣}$$

Heisenberg cell.^(٤٧)

Planck.^(٤٨)

لان الطاقة لا تتعلق الا بكميات الحركة فان التكامل اعلاه ينقسم الي حجم في فضاء ال \vec{r} و حجم في فضاء ال \vec{p} اي

$$\begin{aligned}\Omega(E_0) &= \frac{1}{h^{3N}} \int d^{3N} \vec{r} \int_{E_0 \leq H \leq E_0 + \delta E} d^{3N} \vec{p} \\ &= \frac{V^N}{h^{3N}} \int_{E_0 \leq H \leq E_0 + \delta E} d^{3N} \vec{p}.\end{aligned}\quad (274)$$

نحسب اولا عدد الحالات الميكروسكوبية $\Phi(E_0)$ التي لها طاقة اقل او تساوي من E_0 . بالمرور عبر نفس الخطوات اعلاه نجد ان هذا العدد يعطي بالتكامل

$$\begin{aligned}\Phi(E_0) &= \frac{V^N}{h^{3N}} \int_{H \leq E_0} d^{3N} \vec{p} \\ &= \frac{V^N}{h^{3N}} \int_{\sum_{i=1}^N \frac{\vec{p}_i^2}{2m} \leq E_0} \prod_{i=1}^N d^3 \vec{p}_i.\end{aligned}\quad (275)$$

لكن

$$\sum_{i=1}^N \frac{\vec{p}_i^2}{2m} = E_0 \quad (276)$$

هي معادلة كرة ذات نصف قطر $R = \sqrt{2mE_0}$ في $3N$ بعد حيث تلعب مركبات كميات الحركة دور الاحداثيات الديكارتية علي هذه الكرة. المسألة اذن هي مسألة حساب حجم كرة في $3N$ بعد. نحن نعرف ان الحجم في ثلاث ابعاد يعطي ب

$$V_3 = \int_{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 \leq R^2} dx_1 dx_2 dx_3 = \frac{4}{3} \pi R^3. \quad (277)$$

في n بعد يعطي الحجم ب

$$V_n = \int_{x_1^2 + x_2^2 + \dots + x_n^2 \leq R^2} dx_1 dx_2 dx_3 \dots dx_n. \quad (278)$$

من الواضح ان هذا الحجم يجب ان يكون متناسب مع R^n اي

$$V_n = C_n R^n. \quad (279)$$

منه نحصل علي

$$dV_n = dx_1 dx_2 dx_3 \dots dx_n = n C_n r^{n-1} dr. \quad (280)$$

علينا الان ان نحسب C_n . نبدأ من التكامل

$$\int e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi}. \quad (281)$$

نرفع طرفي هذه المعادلة للقوة n لنحصل علي

$$\int e^{-\sum_{i=1}^n x_i^2} dx_1 \dots dx_n = \pi^{n/2}. \quad (282)$$

اي

$$\int e^{-r^2} n C_n r^{n-1} dr = \pi^{n/2}. \quad (283)$$

نجري تغيير المتغير $y = r^2$ لنحصل علي

$$\frac{n}{2} C_n \int y^{\frac{n}{2}-1} e^{-y} dy = \pi^{n/2}. \quad (284)$$

يمكننا الان ان نستخدم التكامل المعروف

$$\int y^\alpha e^{-y} dy = \Gamma(\alpha + 1) = \alpha!. \quad (285)$$

الدالة غاما هي تعميم لدالة المعاملي للمتغيرات السالبة و غير الصحيحة و المركبة. من اجل قيم صحيحة للوسيط α فان التكامل اعلاه يعطي بالضبط $\alpha!$ اي ان $\Gamma(\alpha + 1) = \alpha!$ من اجل القيم الصحيحة ل α . لكن التكامل اعلاه معرف من اجل جميع قيم α : موجبة او سالبة، صحيحة او غير صحيحة، حقيقية او مركبة و ناتج التكامل هو بالتعريف الدالة غاما التي تعمم المعاملي لكل هذه المجالات. باستخدام الدالة غاما نحصل علي الثابت C_n بسهولة. بالفعل لدينا مباشرة

$$\frac{n}{2} C_n \Gamma\left(\frac{n}{2}\right) = \pi^{n/2} \Rightarrow \frac{n}{2} C_n \left(\frac{n}{2} - 1\right)! = \pi^{n/2}. \quad (286)$$

حتي من اجل القيم غير الصحيحة فان المعاملي يحقق الخاصية

$$\frac{n}{2} \left(\frac{n}{2} - 1\right)! = \left(\frac{n}{2}\right)!. \quad (287)$$

الخلاصة ان عدد درجات الحرية n ، الثابت C_n ، حجم الكرة في n بعد، و عدد الحالات الميكروسكوبية $\Phi(E_0)$ التي لها طاقة اقل او تساوي من E_0 تعطي اذن ب

$$n = 3N. \quad (288)$$

$$C_n = \frac{\pi^{n/2}}{\left(\frac{n}{2}\right)!}. \quad (289)$$

$$V_n = (2mE_0)^{n/2} \frac{\pi^{n/2}}{(n/2)!}. \quad (290)$$

$$\Phi(E_0) = \frac{V^n}{h^{3N}} (2mE_0)^{n/2} \frac{\pi^{n/2}}{(n/2)!}. \quad (291)$$

جسيمات الغاز لها خاصية كمية اخري لا يمكن اهمالها وهي كونها جسيمات متطابقة. لانه لدينا N جسيم متطابق فان هناك $N!$ تبديلة ممكنة لهذه الجسيمات توافق $N!$ تمثيلة متطابقة للجلملة. اي ان عدد الحالات الميكروسكوبية التي حصلنا عليها هو اكبر ب $N!$ مرة من عدد الحالات الميكروسكوبية التي هي فعلا مختلفة. اذن عدد الحالات الميكروسكوبية $\Phi(E_0)$ التي لها طاقة اقل او تساوي من E_0 هو في الواقع معطي ب

$$\Phi(E_0) = \frac{1}{N!} \frac{V^n}{h^{3N}} (2mE_0)^{n/2} \frac{\pi^{n/2}}{(n/2)!}. \quad (292)$$

في المعادلة الاخيرة اعلاه المعاملات $N!$ و h^{3N} هي معاملات راجعة للتأثيرات الكمية لا يمكن الحصول عليها بالاعتماد علي الميكانيك الكلاسيكي فقط. ايضا من المعروف ان تكميم جملة مشكلة من جسيم واحد حر داخل علية مكعبة حجمها V يؤدي الي قيم مكممة للطاقة بفسحة تعطي ب

$$\epsilon_0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mV^{2/3}}. \quad (293)$$

بالتعويض في عدد الحالات $\Phi(E)$ نحصل علي

$$\Phi(E_0) = \frac{1}{N!} \frac{\pi^{3N/2}}{2^{3N}(3N/2)!} \left(\frac{E_0}{\epsilon_0}\right)^{3N/2}. \quad (294)$$

بالاشتقاق نحصل علي كثافة الحالات الميكروسكوبية $\rho(E_0)$ كما يلي

$$\begin{aligned} \rho(E_0) &= \frac{d\Phi(E_0)}{dE_0} \\ &= \frac{1}{N!} \frac{\pi^{3N/2}}{2^{3N}(3N/2-1)!} \left(\frac{E_0}{\epsilon_0}\right)^{3N/2} \frac{1}{E_0}. \end{aligned} \quad (295)$$

باستخدام هذه الكثافة يمكن ان نحصل علي عدد الحالات الميكروسكوبية $\Omega(E_0)$ التي لها طاقة E_0 بارتياح δE كما يلي

$$\begin{aligned} \Omega(E_0) &= \rho(E_0)\delta E \\ &= \frac{1}{N!} \frac{\pi^{3N/2}}{2^{3N}(3N/2-1)!} \left(\frac{E_0}{\epsilon_0}\right)^{3N/2} \frac{\delta E}{E_0}. \end{aligned} \quad (296)$$

نحسب الان انتروبي الغاز المثالي. لدينا

$$\begin{aligned} \frac{S}{k} &= \ln \Omega(E_0) \\ &= \ln \rho(E_0)\delta E \\ &= \ln \left(\frac{1}{N!} \frac{\pi^{3N/2}}{2^{3N}(3N/2-1)!} \left(\frac{E_0}{\epsilon_0}\right)^{3N/2} \frac{\delta E}{E_0} \right) \\ &= -\ln N! - \ln(3N/2-1)! + (3N/2) \ln \pi/4 + (3N/2) \ln(E_0/\epsilon_0) + \ln \delta E/E_0. \end{aligned} \quad (297)$$

نلاحظ ايضا ان

$$\ln \rho(E_0) = -\ln N! - \ln(3N/2-1)! + (3N/2) \ln \pi/4 + (3N/2) \ln(E_0/\epsilon_0) + \ln 1/E_0. \quad (298)$$

$$\ln \Phi(E_0) = -\ln N! - \ln(3N/2)! + (3N/2) \ln \pi/4 + (3N/2) \ln(E_0/\epsilon_0). \quad (299)$$

لان N كبير جدا فان الحدود الاخيرة في عبارتي $\ln \rho(E_0)$ و $\ln \Phi(E_0)$ اهمالها و نحصل اذن علي النتيجة التي ذكرناها سابقا الاتية

$$\frac{S}{k} = \ln \Omega(E_0) \simeq \ln \rho(E_0) \simeq \ln \Phi(E_0). \quad (300)$$

اي ان لوغاريتم المنحني $\rho(E_0)$ يساوي الي لوغاريتم المساحة $\Phi(E_0)$ تحت هذا المنحني و هو يساوي الي لوغاريتم المساحة $\Omega(E_0)\delta E$ المرتكزة حول القيمة الاكثر احتمالا للطاقة E_0 . نستخدم الان علاقة ستيرلينغ لتبسيط العلاقة اعلاه للانتروبي كالاتي

$$S = \frac{3Nk}{2} \ln \frac{2E_0}{3N\epsilon_0} + \alpha + NS_0 = S(E_0, V, N). \quad (3.1)$$

$$S_0 = \frac{3k}{2} (1 + \ln \frac{\pi}{4}), \quad \alpha = k(-N \ln N + N). \quad (3.2)$$

الثابت α هو المساهمة في قيمة الانتروبي الناجمة عن تطابق الجسيمات. تعلق الانتروبي بالحجم محتوي في الفسحة الطاقوية ϵ_0 . كما شرحنا في الفقرة السابقة نحصل علي الطاقة الداخلية لجملة الغاز المثالي الكلاسيكي عن طريق قلب العلاقة $S = S(E_0, V, N)$. بعد حساب بسيط نحصل علي

$$E_0 = \frac{3h^2}{4\pi m} \frac{N^{5/3}}{V^{2/3}} \exp\left(\frac{2S}{3Nk} - \frac{5}{3}\right). \quad (3.3)$$

درجة حرارة الغاز المثالي تعطي ب

$$\begin{aligned} T &= \left(\frac{\partial E_0}{\partial S}\right)_{V,N} \\ &= \frac{2E_0}{3NK} \Rightarrow E_0 = \frac{3}{2} NkT. \end{aligned} \quad (3.4)$$

السعة الحرارية تحت حجم ثابت تعطي ب

$$\begin{aligned} C_v &= \left(\frac{\partial E_0}{\partial T}\right)_{V,N} \\ &= \frac{3Nk}{2}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

ضغط الغاز المثالي يعطي ب

$$\begin{aligned} P &= -\left(\frac{\partial E_0}{\partial V}\right)_{S,N} \\ &= \frac{2E_0}{3V} \Rightarrow PV = NkT. \end{aligned} \quad (3.6)$$

في النهاية نحصل اذن علي معادلة حالة الغاز المثالي المعروفة.

مسائل اضافية

توزيع غوس للاحتمال: التوزيع ثنائي الحدين للاحتمال يعطي ب

$$W_N(n_1) = \frac{N!}{n_1!(N-n_1)!} p^{n_1} q^{N-n_1}. \quad (3.7)$$

نهتم بالنهاية $N \rightarrow \infty$ اين نحصل علي توزيع غوس^(٤٩) للاحتمال . من اجل القيم الكبيرة ل n_1 فان $W_N(n_1)$ يمكن اعتبارها دالة مستمرة للمتغير المستمر n_1 علي الرغم من ان القيم الصحيحة ل n_1 هي فقط التي تحمل اي معنى فيزيائي.

- بين المعنى الفيزيائي للاعداد p, q, n_1 و N من اجل حركة المشاء العشوائي. بين ايضا المعنى الفيزيائي ل $W_N(n_1)$.
- احسب الدالة $\ln W_N(n_1)$ ، المشتقة الاولي $B_1 = d \ln W_N(n_1)/dn_1$ و المشتقة الثانية $B_2 = d^2 \ln W_N(n_1)/dn_1^2$.
- احسب القيمة $n_1 = \bar{n}_1$ التي يكون عندها توزيع الاحتمال $W_N(n_1)$ اعظمي.
- احسب تحليل تايلور للدالة $\ln W_N(n_1)$ و من ثم احسب الاحتمال $W_N(n_1)$.
- احسب توزيع غوس للاحتمال $P(x)$ المعروف ب

$$P(x)dx = W_N(n_1)dn_1. \quad (٣٠٨)$$

تذكر ان $N = n_1 + n_2$ ، $m = n_1 - n_2$ و ان l هو طول خطوة المشاء العشوائي بينما $x = ml$ هو موضع المشاء العشوائي.

توزيع بواسون للاحتمال: نعتبر مرة اخري التوزيع ثنائي الحدين للاحتمال المعطى ب

$$W_N(n_1) = \frac{N!}{n_1!(N - n_1)!} p^{n_1} q^{N-n_1}. \quad (٣٠٩)$$

نعتبر الان النهاية $N \rightarrow \infty$ و $p \rightarrow 0$ من اجل القيم الصغيرة ل n_1 اين نحصل علي توزيع بواسون^(٥٠) للاحتمال.

- احسب المعامل $C_N^{n_1} = N!/n_1!(N - n_1)!$ في النهاية $N \rightarrow \infty$ و $p \rightarrow 0$ من اجل القيم الصغيرة ل n_1 اي $n_1 \ll N$.
- بين انه في هذه النهاية $q^{N-n_1} = e^{-Np}$ ثم احسب الاحتمال $W_N(n_1)$ في هذه الحالة.
- احسب القيم المتوسطة $\langle n_1 \rangle$ و $\langle n_1^2 \rangle$ ثم احسب التشتت في المتوسط المعرف ب $\sigma^2 = \langle n_1^2 \rangle - \langle n_1 \rangle^2$.

الانتروبي الاحصائي و المبدأ الثاني للترموديناميك: بين ان التعريف

$$S = k \ln \Gamma(E) \quad (٣١٠)$$

للانتروبي الاحصائي يؤدي الي الانتروبي الترموديناميكي بكل خواصه المعروفة مثل 1- الانتروبي هو مقدار تمديدي و 2- الانتروبي يحقق المبدأ الثاني للترموديناميك. بين ايضا ان درجة الحرارة تعطي ب

$$\frac{1}{T} = \frac{\partial S}{\partial E}. \quad (٣١١)$$

Gauss.^(٤٩)
Poisson.^(٥٠)

مبرهنة التقسيم المتساوي للطاقة: نأخذ جسم ذو سبين صفر و كتلة m داخل علبة حجمها V . الجملة معزولة ذات طاقة بين E و $E + \delta E$.

• عرف الفضاء الطوري في هذه الحالة. اكتب هاميلتونية الجملة. ماهو عدد الحالات $\Omega(E)$ المسموح بها للجملة. احسب $p_i \partial H / \partial p_i$.

◦ بين ان القيمة المتوسطة ل $p_i \partial H / \partial p_i$ تكتب علي الشكل

$$\langle p_i \frac{\partial H}{\partial p_i} \rangle = \frac{\frac{d}{dE} \int_{H \leq E} p_i \frac{\partial H}{\partial p_i} d^3x d^3p}{\frac{d}{dE} \int_{H \leq E} d^3x d^3p}. \quad (312)$$

◦ بين ان

$$\int_{H \leq E} p_i \frac{\partial(H-E)}{\partial p_j} = V \delta_{ij} \int_{H \leq E} (E-H) d^3p. \quad (313)$$

◦ برهن ان

$$\frac{d}{d\alpha} \int_{f(\alpha)}^{g(\alpha)} F(\alpha, x) dx = \int_{f(\alpha)}^{g(\alpha)} \frac{\partial}{\partial \alpha} F(\alpha, x) dx + \frac{\partial g(\alpha)}{\partial \alpha} F(\alpha, g(\alpha)) - \frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha} F(\alpha, f(\alpha)) \quad (314)$$

◦ احسب $\langle p_i \partial H / \partial p_i \rangle$ بدلالة عدد الحالات $\Phi(E)$ التي لها طاقة اقل من E . ماذا يمكن ان نستنتج بالنسبة للقيمة المتوسطة للطاقة $\langle H \rangle$. عبر عن $\langle H \rangle$ بدلالة الانتروبي ثم بدلالة درجة الحرارة.
◦ ماذا يمكن ان نستنتج بالنسبة الي حالة الهزاز التوافقي.

تناقض جيبس:

• بالنسبة لغاز مثالي فان الانتروبي يعطي ب

$$S = \frac{3Nk}{2} \ln \frac{2E}{3N\epsilon_0} + NS_0 + \alpha. \quad (315)$$

استخرج من هذه النتيجة المعادلة الاتية

$$S = Nk \ln V \epsilon^{3/2} + NS'_0 + \alpha(N), \quad (316)$$

حيث ϵ هي طاقة جزئ واحد من الغاز. تذكر ان

$$S_0 = \frac{3k}{2} (1 + \ln \frac{\pi}{4}), \quad \alpha = k(-N \ln N + N). \quad (317)$$

استخرج ايضا العلاقات التي تعطي $\alpha(N)$ و S'_0 . برهن ايضا العلاقة التالية (معادلة ساكور - تترود⁽⁵¹⁾)

$$S = Nk \ln \frac{V}{N} \epsilon^{3/2} + \frac{3}{2} Nk \left(\frac{5}{3} + \ln \frac{4\pi m}{3h^2} \right). \quad (318)$$

استخدم ايضا

$$\epsilon_0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2mV^{2/3}}. \quad (319)$$

Sakur – Tetrode equation.⁽⁵¹⁾

- نأخذ جملة معزولة عن الوسط الخارجي مشكلة من غازين مفصولين بحاجز. نفترض ان درجة الحرارة ثابتة اي $T_1 = T_2 = \bar{T}$ و ان كتل جزيئات الغاز متساوية اي $m_1 = m_2 = m$. احسب الانتروبي S_1 و الانتروبي S_2 بدلالة الحجمين V_1 و V_2 و اعداد الجزيئات N_1 و N_2 . نفترض ان الحاجز الفاصل يرفع بعد فترة. احسب التغير في الانتروبي. ماذا تستنتج.
- نفترض ان جزيئات الغاز الاول متطابقة مع جزيئات الغاز الثاني. احسب التغير في الانتروبي في هذه الحالة. ماذا تستنتج.

تمارين

تمرين 1:

- نعتبر جسيم ذو كتلة m يتحرك داخل علبة مكعبة طول ضلعها L . حل معادلة شرودينغر^(٥٢) لايجاد قيم الطاقة المسموح بها. افترض الشروط الحدية التي تنعدم فيها دالة الموجة علي الجدران.
- احسب درجة انحلال المستويات الطاقوية ال 10 الاولى.
- نضع واحد مول من الهيليوم داخل العلبة. الضغط $P = 10^5$ pa و درجة الحرارة $T = 273$ K. نفترض ان الهيليوم غاز مثالي. احسب L و كتلة ذرة واحدة من الهيليوم. احسب الفسحة الطاقوية ϵ_0 .
- استخدم النتيجة الاحصائية: الطاقة المتوسطة لذرة واحدة من الغاز هي $\langle E \rangle = 3kT/2$ من اجل اعطاء تقدير تقريبي لرتبة عظم الاعداد الكمية n_x, n_y و n_z .
- وضح في اطار المثال اعلاه الفرق بين العمل الميكانيكي و كمية الحرارة من الناحية الميكروسكوبية.
- نفترض الان انه لدينا ثلاث جسيمات داخل المكعب بحيث ان طاقة الجملة تساوي الي $18\epsilon_0$. ماهي التمثيلات الطاقوية المسموح بها للجملة في الحالات التالية:
 - الجسيمات متمايزة.
 - الجسيمات عبارة عن بوزونات متطابقة ذات سبين يساوي صفر.
 - الجسيمات عبارة عن بوزونات متطابقة ذات سبين يساوي واحد.
 - الجسيمات عبارة عن فرميونات متطابقة ذات سبين يساوي نصف.

احسب في كل مرة عدد الحالات الميكروسكوبية المسموح بها.

تمرين 2:

- ماهي طاقة جسيم يتحرك في بعد واحد بين حائطين عاكسين واقعين في $x = L$ و $x = 0$.
- نعتبر ثلاث جسيمات غير متفاعلة فيما بينها تتحرك في بعد واحد بين حائطين عاكسين واقعين في $x = L$ و $x = 0$.
 - كيف تميز الحالة الميكروسكوبية للجملة اذا كانت الجسيمات لها سبينات s_1, s_2 و s_3 علي التوالي.
 - لتكن طاقة الجملة تساوي $E = 27\epsilon_0$ حيث $\epsilon_0 = \pi^2 \hbar^2 / 2mL^2$. ماهي التمثيلات الطاقوية التي يمكن ان تكون فيها الجملة.
 - احسب عدد الحالات الميكروسكوبية اذا كانت الجسيمات متمايزة بدون سبين.
 - احسب عدد الحالات الميكروسكوبية اذا كانت الجسيمات متطابقة ذات سبين $s = 0, 1, 1/2$.

^(٥٢) Schrodinger equation.

تمرين 3: نعتبر جسيم متحرك في بعد واحد بين حائطين عاكسين مفصولين بمسافة L .

- احسب عدد الحالات $\Phi(E)$ التي لها طاقة اقل او يساوي من E و عدد الحالات $\Omega(E)$ التي لها طاقة E بارتياب δE اذا كانت حركة الجسيم كمية.
- اعد السؤال السابق بافتراض ان حركة الجسيم كلاسيكية.

تمرين 4: احسب عدد الحالات الميكروسكوبية المسموح بها لجملة جسيم حر متحرك داخل مكعب ذو حجم V . افترض ان الجسيم ذو سبين صفر يتحرك بصورة كلاسيكية. ماهو عدد الحالات اذا كان الجسيم ذو سبين نصف. ماهو عدد الحالات اذا كان الجسيم ذو سبين واحد.

تمرين 5: نعتبر حركة ثلاثة جسيمات حرة بين حائطين عاكسين علي مسافة تساوي L . نفترض ان حركة الجسيمات هي حركة كلاسيكية و بالتالي فانه يمكننا ان نهمل تطابق الجسيمات.

- صف الفضاء الطوري للجملة و اكتب الهاميلتونية.
- احسب عدد الحالات $\Phi(E)$ التي لها طاقة اقل او تساوي من E .
- احسب عدد الحالات $\Omega(E)$ التي لها طاقة E بارتياب δE .
- اذا افترضنا ان الجسيمات هي عبارة عن فرميونات فماذا يصبح عدد الحالات $\Omega(E)$.
- ماذا يصبح عدد الحالات اذا كانت الجسيمات ذات سبين s .
- ماهو عدد الحالات $\Omega(E)$ اذا افترضنا الان ان الجسيمات متطابقة.

تمرين 6: تحقق من المعادلة

$$\mathcal{N} = \frac{N!}{\prod_{i=1}^r N_i!} \quad (320)$$

صراحة من اجل $N = 2$ و $N = 3$. عين في كل مرة الحالات الميكروسكوبية.

تمرين 7: نعتبر جملة عبارة عن حجر نرد. ناقش العلاقة بين المتوسط في الزمن و المتوسط علي المجموعة الاحصائية في هذه الحالة.

تمرين 8: نعتبر جملة غاز مثالي كلاسيكي مشكلة من $N = 3$ جسيمات حرة تتحرك في بعد واحد علي قطعة مستقيمة طولها L . احسب عدد الحالات الميكروسكوبية $\Phi(E)$ و $\Omega(E)$ و اشتق عبارة الانتروبي . اشتق عبارة الطاقة الداخلية E و باقي المقادير الترموديناميكية مثل درجة الحرارة و الضغط و كذا معادلة الحالة.

تمرين 9:

- صف حركة هزاز توافقي في بعد واحد و احسب سعة حركة الهزاز بدلالة الطاقة.
- احسب عدد الحالات الميكروسكوبية للهاز التي لها طاقة اقل او تساوي من E .
- ما هو عدد الحالات الميكروسكوبية التي لها طاقة E بارتياح δE .
- احسب

$$p \frac{\partial H}{\partial p} + x \frac{\partial H}{\partial x}, \quad (321)$$

ثم بين ان

$$\int_0^E H dp dx = \int_0^E (E - H) dp dx. \quad (322)$$

- القيمة المتوسطة لمتغير ديناميكي f مأخوذة علي الحالات الميكروسكوبية التي لها طاقة E بارتياح δE يعطي بالعلاقة

$$\langle f \rangle = \frac{\frac{d}{dE} \int_0^E f dp dx}{\frac{d}{dE} \int_0^E dp dx}. \quad (323)$$

احسب القيمة المتوسطة $\langle H \rangle$.

تمرين 10: جملة مغلقة مشكلة من مكعبين ملتصقين عبر جدار ادياباتيك كاتم للحرارة. جملة المكعبين معزولة عن الوسط الخارجي بجدار ادياباتيك.

- في الحالة الابتدائية المكعب الاول يحتوي علي جسيمين غير متطابقين بطاقة كلية تساوي $E_I = 12\epsilon_0$ و المكعب الثاني يحتوي علي جسيم واحد بطاقة كلية تساوي $E_{II} = 9\epsilon_0$. احسب عدد الحالات الميكروسكوبية المسموح بها للجملة.
- في الحالة النهائية نرفع الحاجز الادياباتيك الفاصل بين المكعبين. نحصل اذن علي ثلاث جسيمات حرة داخل متوازي اسطح بطاقة اجمالية تساوي $E = 21\epsilon_0$. ما هي الطاقات المسموح بهل للجملة في هذه الحالة. احسب عدد الحالات و ماذا تستنتج.

تمرين 11:

- نعتبر جملة معزولة مشكلة من مكعبين متلاصقين طول ضلع كل واحد منهما هو L . المكعبان مفصولان بجدار كاتم للحرارة و غير نفاذ للجسيمات. المكعب الاول يحتوي علي جسيمين طاقتهما $E_I = 12\epsilon_0$ و المكعب الثاني يحتوي ايضا علي جسيمين طاقتهما $E_{II} = 18\epsilon_0$. نفترض ان الجسيمات متمايضة.
- احسب عدد الحالات الميكروسكوبية المسموح بها للمكعب الاول و عدد الحالات الميكروسكوبية المسموح بها للمكعب الثاني. ما هو عدد الحالات الاجمالية المسموح بها للجملة الكلية.

• نفترض الان ان الجدار الفاصل بين المكعبين هو جدار غير نفاذ للجسيمات لكنه دياتارم و بالتالي فانه يسمح بتبادل الطاقة بين المكعبين. الجملة الكلية تصبح غير متوازنة ترموديناميكيا و بالتالي فان طاقة كل مكعب يمكنها ان تتغير الي ان تبلغ الجملة الكلية التوازن من جديد. خلال كل هذا التحول فان الطاقة الكلية $E = E_I + E_{II} = 30\epsilon_0$ تبقى دائما منحفظة و يمكن لها ان تتوزع علي المكعبين بطرق مختلفة.

- ماهي التمثيلات الطاقوية الممكنة.
- احسب عدد الحالات الميكروسكوبية المسموح بها للجملة في كل تمثيلة طااقوية. ما هو العدد الكلي للحالات.
- ما هو احتمال ان تكون الجملة في اي من الحالات التي وجدناها. ما هو احتمال ان تكون طاقة المكعب الاول تساوي $6\epsilon_0, 9\epsilon_0, 12\epsilon_0$ و $15\epsilon_0$.

تمرين 12: دالة غاما تعرف بالتكامل

$$\Gamma(t) = \int_0^{\infty} x^{t-1} e^{-x} dx. \quad (324)$$

- بين انه من اجل t موجب لدينا $\Gamma(t+1) = t\Gamma(t)$.
- بين انه من اجل قيم طبيعية ل t اي $t = n$ فان $\Gamma(n+1) = n!$.
- احسب $(1/2)!$ باجراء التكامل اعلاه ثم استنتج قيمة $(3/2)!$ ، الخ.
- احسب حجم الكرة في n بعد المعطي بالتكامل

$$\int_{x_1^2 + \dots + x_n^2 \leq R^2} dx_1 \dots dx_n. \quad (325)$$

حلول

مبرهنة التقسيم المتساوي للطاقة:

- الفضاء الطوري ستة ابعاد: $\vec{r} = (x_1, x_2, x_3)$ ، $\vec{p} = (p_1, p_2, p_3)$ تعطي الهاميلتونية ب

$$H = \frac{p_1^2}{2m} + \frac{p_2^2}{2m} + \frac{p_3^2}{2m}. \quad (٣٢٦)$$

عدد الحالات $\Omega(E)$ المسموح بها للجملية يعطي ب

$$\begin{aligned} \Omega(E) &= \frac{1}{h^3} \int_{E \leq H \leq E + \delta E} d^3x d^3p \\ &= \frac{d\Phi(E)}{dE} \cdot \delta E \\ &= \frac{d}{dE} \left(\frac{1}{h^3} \int_{H \leq E} d^3x d^3p \right) \cdot \delta E \\ &= \frac{V}{h^3} \frac{d}{dE} \left(\int_{H \leq E} d^3p \right) \cdot \delta E. \end{aligned} \quad (٣٢٧)$$

نحسب ايضا

$$\sum_i p_i \frac{\partial H}{\partial p_i} = 2H. \quad (٣٢٨)$$

- القيمة المتوسطة لدالة f تتعلق فقط بكمية الحركة محسوبة علي الحالات الميكروسكوبية التي لها طاقة E بارتيا ب δE يعطي ب

$$\langle f \rangle = \frac{\int_{E \leq H \leq E + \delta E} f(p) d^3x d^3p}{\int_{E \leq H \leq E + \delta E} d^3x d^3p}. \quad (٣٢٩)$$

من الواضح اذن من هذا التعريف و باستعمال نتيجة السؤال السابق ان

$$\langle f \rangle = \frac{\frac{d}{dE} \int_{H \leq E} f(p) d^3p}{\frac{d}{dE} \int_{H \leq E} d^3p}. \quad (٣٣٠)$$

◦ نحسب

$$\begin{aligned} \int_{H \leq E} p_i \frac{\partial(H-E)}{\partial p_j} d^3x d^3p &= V \int_{H \leq E} \left[\frac{\partial}{\partial p_j} (p_i(H-E)) - (H-E) \frac{\partial p_i}{\partial p_j} \right] d^3p \\ &= V \delta_{ij} \int_{H \leq E} (E-H) d^3p. \end{aligned} \quad (٣٣١)$$

◦ نعتبر الدالة

$$G(f(\alpha), g(\alpha), \alpha) = \int_{f(\alpha)}^{g(\alpha)} F(\alpha, x) dx. \quad (٣٣٢)$$

اذن

$$\begin{aligned}\frac{d}{d\alpha} &= \frac{\partial G}{\partial \alpha} + \frac{\partial G}{\partial f} \frac{\partial f}{\partial \alpha} + \frac{\partial G}{\partial g} \frac{\partial g}{\partial \alpha} \\ &= \int_{f(\alpha)}^{g(\alpha)} \frac{\partial}{\partial \alpha} F(\alpha, x) dx + \frac{\partial g(\alpha)}{\partial \alpha} F(\alpha, g(\alpha)) - \frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha} F(\alpha, f(\alpha)).\end{aligned}\quad (٣٣٣)$$

○ لدينا

$$\begin{aligned}\langle p_i \frac{\partial H}{\partial p_j} \rangle &= \frac{\frac{d}{dE} \int_{H \leq E} p_i \frac{\partial H}{\partial p_j} d^3 p}{\frac{d}{dE} \int_{H \leq E} d^3 p} \\ &= \frac{\frac{d}{dE} \int_{H \leq E} p_i \frac{\partial(H-E)}{\partial p_j} d^3 p}{\frac{d}{dE} \int_{H \leq E} d^3 p} \\ &= \frac{-\delta_{ij} \frac{d}{dE} \int_{H \leq E} (H-E) d^3 p}{\frac{d}{dE} \int_{H \leq E} d^3 p}.\end{aligned}\quad (٣٣٤)$$

اذن يجب ان نحسب

$$\begin{aligned}\frac{d}{dE} \int_{H \leq E} (H-E) d^3 p &= \frac{1}{2m} \frac{d}{dE} \int_{0 \leq p^2 \leq 2mE} (p^2 - 2mE) p^2 dp d\Omega \\ &= \frac{1}{2} \frac{d}{d\alpha} \int_0^\alpha (x - \alpha) \sqrt{x} dx d\Omega.\end{aligned}\quad (٣٣٥)$$

باستعمال نتيجة السؤال السابق حيث $f(\alpha) = 0$ و $g(\alpha) = \alpha$ نحصل علي

$$\begin{aligned}\frac{d}{dE} \int_{H \leq E} (H-E) d^3 p &= \frac{1}{2} \int_0^\alpha (-1) \sqrt{x} dx d\Omega \\ &= - \int_{H \leq E} d^3 p.\end{aligned}\quad (٣٣٦)$$

بالتعويض في المعادلة اعلاه نحصل علي

$$\begin{aligned}\langle p_i \frac{\partial H}{\partial p_j} \rangle &= \frac{\delta_{ij} \frac{d}{dE} \int_{H \leq E} d^3 p}{\frac{d}{dE} \int_{H \leq E} d^3 p} \\ &= \frac{\delta_{ij} \Phi(E)}{d\Phi(E)/dE}.\end{aligned}\quad (٣٣٧)$$

مباشرة نستنتج

$$\langle 2H \rangle = \frac{3}{d \ln \Phi(E)/dE} = \frac{3k}{2dS/dE} = \frac{3}{2} kT.\quad (٣٣٨)$$

○ بالنسبة للهزاز التوافقي لدينا

$$H = \frac{1}{2m} \sum_i p_i^2 + \frac{k}{2} \sum_i x_i^2.\quad (٣٣٩)$$

اذن

$$\langle 2H \rangle = \sum_i (\langle p_i \frac{\partial H}{\partial p_i} \rangle + \langle x_i \frac{\partial H}{\partial x_i} \rangle). \quad (٣٤٠)$$

نحصل الان علي

$$\langle 2H \rangle = 6kT. \quad (٣٤١)$$

تناقض جيبس:

• انتروبي غاز مثالي يعطي ب

$$S = \frac{3Nk}{2} \ln \frac{2E}{3N\epsilon_0} + NS_0 + \alpha. \quad (٣٤٢)$$

من الجهة الاخري فان الطاقة الداخلية لغاز مثالي تعطي ب

$$E = \frac{3}{2}NkT. \quad (٣٤٣)$$

مباشرة طاقة جزئ واحد هي

$$\epsilon = \frac{E}{N} = \frac{3}{2}kT. \quad (٣٤٤)$$

يمكن ان نستخرج اذن بسهولة المعادلة الاتية

$$S = Nk \ln V\epsilon^{3/2} + NS'_0 + \alpha(N), \quad (٣٤٥)$$

$$S'_0 = S_0 + \frac{3}{2}k \ln \frac{4m}{3\pi^2 \hbar^2} = \frac{3k}{2} (1 + \ln \frac{4\pi m}{3h^2}), \alpha(N) = \alpha = k(-N \ln N + N) \quad (٣٤٦)$$

يمكن ايضا ان نستخرج بسهولة معادلة ساكور - تترود

$$S = Nk \ln \frac{V}{N} \epsilon^{3/2} + \frac{3}{2}Nk (\frac{5}{3} + \ln \frac{4\pi m}{3h^2}). \quad (٣٤٧)$$

• لان درجات الحرارة متساوية فان $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$ و لان الكتل متساوية فان $(S'_0)_1 = (S'_0)_2 = S'_0$ في الحالة الابتدائية نحصل اذن علي الانتروبيات

$$S_1 = N_1 k \ln V_1 \epsilon^{3/2} + N_1 S'_0 + \alpha(N_1). \quad (٣٤٨)$$

$$S_2 = N_2 k \ln V_2 \epsilon^{3/2} + N_2 S'_0 + \alpha(N_2). \quad (٣٤٩)$$

في الحالة النهائية فان $V = V_1 + V_2$ و $N = N_1 + N_2$. الانتروبي يعطي ب

$$S = Nk \ln V \epsilon^{3/2} + NS'_0 + \alpha(N). \quad (٣٥٠)$$

نلاحظ ان $\alpha(N) = \alpha(N_1) + \alpha(N_2)$ لان هذا المعامل ناجم عن تطابق الجسيمات (تأثير كمي) اي عن $N_1!N_2!$ (لان الجزئ الاول يختلف عن الجزئ الثاني) و ليس عن $(N_1 + N_2)!$. اذن

$$S = N_1 k \ln V \epsilon^{3/2} + N_1 S'_0 + \alpha(N_1) + N_2 k \ln V \epsilon^{3/2} + N_2 S'_0 + \alpha(N_2). \quad (351)$$

التغير في الانتروبي هو

$$\Delta S = N_1 k \ln \frac{V}{V_1} + N_2 k \ln \frac{V}{V_2} > 0. \quad (352)$$

هذا يسمى انتروبي الخلط (ϵ^3) . لان التفاعل غير عكسي.

هذه النتيجة مؤكدة تجريبيا من اجل الغازات المختلفة. لكن من اجل الغازات المتطابقة فانها تؤدي الي ما يسمى بتناقض جيبس: انتروبي خليط من الغاز مشكل من جسيمات متطابقة هو مختلف عن الصفر معطي بالمعادلة اعلاه و هذا من جهة مخالف للتجربة، و من جهة اخري اذا كان هذا صحيح فان هذا يعني ان انتروبي الغاز يتعلق بتاريخه و لما كان ممكنا ان يكون الانتروبي دالة تتعلق فقط بالحالة الترموديناميكية التي تتواجد فيها الجملة. في الحقيقة لا يمكن تعريف الانتروبي اصلا في هذه الحالة لانه يمكننا تصور عدد كافي من الحواجز الفاصلة داخل الاناء الذي يحتوي الغاز و بالتالي فان انتروبي الغاز يمكن ان يكون اي عدد كبير نريده.

- نفترض الان ان الجزئ الاول و الجزئ الثاني متطابقان. في هذه الحالة عندما نلغي الحواجز الفاصل فان لا شئ يحدث. التفاعل هو عكسي في هذه الحالة. بالفعل في هذه الحالة $\alpha(N) = \alpha(N_1 + N_2)$ و بالتالي فان التغير في الانتروبي هو

$$\Delta S = N_1 k \ln \frac{V}{V_1} + N_2 k \ln \frac{V}{V_2} + N_1 k \ln \frac{N_1}{N} + N_2 k \ln \frac{N_2}{N}. \quad (353)$$

لكن

$$\frac{V_1}{N_1} = \frac{V_2}{N_2} = \frac{V}{N} = \frac{kT}{P}. \quad (354)$$

اذن

$$\Delta S = 0. \quad (355)$$

تمرين 1:

- معادلة شرودينغر تعطي ب

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + V(x, y, z) \right] \psi(x, y, z) = E \psi(x, y, z). \quad (356)$$

الجسم حر داخل المكعب اذن $V = 0$. نستخدم فصل المتغيرات اي $\psi(x, y, z) = \psi_x(x)\psi_y(y)\psi_z(z)$ نحصل مباشرة علي المعادلات و الحلول

$$E = E_x + E_y + E_z = \frac{\hbar^2}{2m} (\Omega_x^2 + \Omega_y^2 + \Omega_z^2). \quad (357)$$

entropy of mixing.^(\epsilon^3)

$$\frac{d^2\psi_x}{dx^2} + \Omega_x^2\psi_x = 0 \Rightarrow \psi_x(x) = A \cos \Omega_x x + B \sin \Omega_x x, \quad \Omega_x^2 = \frac{2mE_x}{\hbar^2}. \quad (358)$$

$$\frac{d^2\psi_y}{dy^2} + \Omega_y^2\psi_y = 0 \Rightarrow \psi_y(y) = A \cos \Omega_y y + B \sin \Omega_y y, \quad \Omega_y^2 = \frac{2mE_y}{\hbar^2}. \quad (359)$$

$$\frac{d^2\psi_z}{dz^2} + \Omega_z^2\psi_z = 0 \Rightarrow \psi_z(z) = A \cos \Omega_z z + B \sin \Omega_z z, \quad \Omega_z^2 = \frac{2mE_z}{\hbar^2}. \quad (360)$$

إذا افترضنا الشروط الحدية $\psi_x(0) = \psi_x(L) = 0$, $\psi_y(0) = \psi_y(L) = 0$, $\psi_z(0) = \psi_z(L) = 0$ فاننا نحصل مباشرة على التواترات الزاوية

$$\Omega_x = \frac{\pi n_x}{L}, \quad \Omega_y = \frac{\pi n_y}{L}, \quad \Omega_z = \frac{\pi n_z}{L}. \quad (361)$$

قيم الطاقة المسوح بها هي اذن

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2). \quad (362)$$

• نعرف الفسحة الطاقوية ب

$$\epsilon_0 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2}. \quad (363)$$

المستويات الطاقوية العشرة الاولى هي كالاتي

- $E = 3\epsilon_0$ يوافق الحالة $(1, 1, 1)$.
- $E = 6\epsilon_0$ يوافق الثلاث حالات $(1, 1, 2), (1, 2, 1), (2, 1, 1)$.
- $E = 9\epsilon_0$ يوافق الثلاث حالات $(1, 2, 2), (2, 1, 2), (2, 2, 1)$.
- $E = 11\epsilon_0$ يوافق الثلاث حالات $(1, 1, 3), (1, 3, 1), (3, 1, 1)$.
- $E = 12\epsilon_0$ يوافق الحالة $(2, 2, 2)$.
- $E = 14\epsilon_0$ يوافق الست حالات $(1, 2, 3)$ و تبديلاتها .
- $E = 17\epsilon_0$ يوافق الثلاث حالات $(2, 2, 3), (2, 3, 2), (3, 2, 2)$.
- $E = 18\epsilon_0$ يوافق الثلاث حالات $(1, 1, 4), (1, 4, 1), (4, 1, 1)$.
- $E = 19\epsilon_0$ يوافق الثلاث حالات $(1, 3, 3), (3, 1, 3), (3, 3, 1)$.
- $E = 21\epsilon_0$ يوافق الست حالات $(1, 2, 4)$ و تبديلاتها .

• من معادلة الحالة $PV = nRT$ نحسب

$$L = \left(\frac{RT}{P} \right)^{1/3} = \left(\frac{8.315.273}{10^5} \right)^{1/3} = 0.3m. \quad (364)$$

كتلة واحد مول من الهيليوم هو 4 غرام و بالتالي فان كتلة ذرة واحدة من الهيليوم هي

$$m = \frac{4.10^{-3}}{6.022.10^{23}}. \quad (365)$$

الفسحة الطاقوية تعطي ب

$$\epsilon_0 = \frac{h^2}{8mL^2} = \frac{(6.63 \cdot 10^{-34})^2}{8 \cdot m \cdot (0.3)^2} = 91.91 \cdot 10^{-42} \frac{m^2 kg}{s^2}. \quad (366)$$

الطاقة المتوسطة لذرة هيليوم واحدة هي

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2} kT = 565.11 J. \quad (367)$$

رتبة عظم الاعداد الكمية n_x, n_y و n_z تعطي اذن ب

$$n_x, n_y, n_z \sim \sqrt{\frac{\langle E \rangle}{\epsilon_0}} \sim 10^{21}. \quad (368)$$

• العمل الميكانيكي يوافق تغير في الحجم V الذي يؤدي الي تغير في الفسحة الطاقوية. بالفعل اذا تناقص الحجم V فان الفسحة الطاقوية تكبر و العكس. اذن التغير في الحجم يؤدي الي تغير في طاقة الجملة عبر تغير المستويات الطاقوية مع الحفاظ علي اعداد الاحتلال (٥٤) ثابتة.

من الجهة الاخرى فان التغير في الانتروبي يؤدي الي تغير في طاقة الجملة، الذي هو عبارة هنا عن كمية حرارة، عبر تغير اعداد الاحتلال مع الحفاظ علي المستويات الطاقوية ثابتة.

• لدينا ثلاث امكانيات عند توزيع الجسيمات علي المستويات الطاقوية المختلفة للحصول علي الطاقة $E = 18\epsilon_0$:

- يمكن وضع الجسيم الاول علي المستوي $E = 3\epsilon_0$ ، الجسيم الثاني علي المستوي $E = 6\epsilon_0$ و الجسيم الثالث علي المستوي $E = 9\epsilon_0$.
- يمكن وضع الجسيم الاول علي المستوي $E = 3\epsilon_0$ ، الجسيم الثاني علي المستوي $E = 3\epsilon_0$ و الجسيم الثالث علي المستوي $E = 12\epsilon_0$.
- يمكن وضع الجسيم الاول علي المستوي $E = 6\epsilon_0$ ، الجسيم الثاني علي المستوي $E = 6\epsilon_0$ و الجسيم الثالث علي المستوي $E = 6\epsilon_0$.

الان عدد الحالات الميكروسكوبية المختلفة يتعلق علي طبيعة و سبين الجسيمات كالآتي:

الجسيمات متمايزة :

- عند توزيع ثلاث جسيمات متمايزة علي $E = 3\epsilon_0, E = 6\epsilon_0$ و $E = 9\epsilon_0$ فانه لدينا 3! تبديلة ممكنة و مختلفة للجسيمات و 1.3.3 امكانية راجعة الي انحلال المستويات الطاقوية. اذن هناك $54 = 6 \cdot 9$ حالة ميكروسكوبية في هذه الحالة.
- عند توزيع ثلاث جسيمات متمايزة علي $E = 3\epsilon_0, E = 3\epsilon_0$ و $E = 12\epsilon_0$ فانه لدينا 3!/2! تبديلة ممكنة و مختلفة للجسيمات و 1.1.1 امكانية راجعة الي انحلال المستويات الطاقوية. اذن هناك $3 = 3!$ حالات ميكروسكوبية في هذه الحالة.
- عند توزيع ثلاث جسيمات متمايزة علي $E = 6\epsilon_0, E = 6\epsilon_0$ و $E = 6\epsilon_0$ فانه لدينا 3!/3! تبديلة ممكنة و مختلفة للجسيمات و 3.3.3 امكانية راجعة الي انحلال المستويات الطاقوية. اذن هناك $27 = 3!$ حالة ميكروسكوبية في هذه الحالة.

occupation numbers.^(٥٤)

الجسيمات بوزونات متطابقة :

- عند توزيع ثلاث بوزونات متطابقة علي $E = 3\epsilon_0$ ، $E = 6\epsilon_0$ و $E = 9\epsilon_0$ فانه علينا ان نقسم العدد المحصل سابقا علي 3! لان التبديلات الان غير مهمة بسبب ان الجسيمات متطابقة. اذن نحصل علي $54/6 = 9$ حالة ميكروسكوبية مختلفة.
- عند توزيع ثلاث بوزونات متطابقة علي $E = 3\epsilon_0$ ، $E = 3\epsilon_0$ و $E = 12\epsilon_0$ فانه علينا ان نقسم العدد المحصل سابقا علي 3 لان التبديلة الان غير مهمة بسبب ان الجسيمات متطابقة. اذن نحصل علي $3/3 = 1$ حالة ميكروسكوبية في هذه الحالة.
- عند توزيع ثلاث بوزونات متطابقة علي $E = 6\epsilon_0$ ، $E = 6\epsilon_0$ و $E = 6\epsilon_0$ فاننا ننطلق من ال 27 حالة ميكروسكوبية التي حصلنا عليها سابقا. من بين هذه الامكانيات الحالات الميكروسكوبية التي هي فعلا مختلفة هي كما يلي. كل الجسيمات تقع علي نفس الحالة الكمية علي المستوي الطاقوي $E = 6\epsilon_0$: 3 حالات. جسيما يقعان علي نفس الحالة الكمية علي المستوي $E = 6\epsilon_0$: 6 حالات. كل جسيم يقع علي حالة مختلفة علي المستوي $E = 6\epsilon_0$: حالة واحدة. اذن هناك 10 حالات مختلفة.

الجسيمات بوزونات متطابقة ذات سبين يساوي واحد : في هذه الحالة لدينا ثلاث حالات سبين مختلفة كل مرة. اذن لدينا الاتي:

- عند توزيع ثلاث بوزونات متطابقة علي $E = 3\epsilon_0$ ، $E = 6\epsilon_0$ و $E = 9\epsilon_0$ فانه لدينا 9 حالات ميكروسكوبية مختلفة. عند اضافة السبين يصبح عدد الحالات $9.3.3.3 = 243$ حالة ميكروسكوبية.
- عند توزيع ثلاث بوزونات متطابقة علي $E = 3\epsilon_0$ ، $E = 3\epsilon_0$ و $E = 12\epsilon_0$ فانه لدينا حالة ميكروسكوبية واحدة. عند اضافة السبين فان الجسيمين علي المستوي $E = 3\epsilon_0$ لهما 6 حالات سبين مختلفة اما الجسيم الاخر فان له 3 حالات سبين مختلفة. اذن يصبح لدينا $18 = 6.3$ حالة ميكروسكوبية.
- من اجل ثلاث بوزونات متطابقة موزعة علي $E = 6\epsilon_0$ ، $E = 6\epsilon_0$ و $E = 6\epsilon_0$ كان لدينا $10 = 3 + 6 + 1$ امكانيات. من اجل الامكانيات الثلاث الاولي يمكن لكل الجسيمات ان يكون لها نفس السبين (ثلاث حالات)، جسيما لهما نفس السبين (ست حالات) او كل جسيم له سبين مختلف (حالة واحدة). اذن 3 تصبح 3.10 حالة. من اجل الامكانيات الستة التالية فان الجسيمين اللذين يقعان علي نفس الحالة الكمية لهما 6 حالات سبين مختلفة اما الجسيم الثالث فله 3 حالات سبين مختلفة. اذن 6 تصبح 6.3.6. من اجل الامكانية الاخيرة لدينا 3.3.3 حالة سبين مختلفة. اذن لدينا في الاجمال $165 = 3.10 + 6.3.6 + 1.3.3.3$ حالة ميكروسكوبية.

الجسيمات فرميونات متطابقة ذات سبين يساوي نصف : في هذه الحالة لدينا حالتين سبين مختلفة كل مرة. ايضا الفرميونات لا يمكن ان تحتل نفس الحالة الكمية مبدأ الاستبعاد لباولي^(٥٥). اذن لدينا الاتي:

- عند توزيع ثلاث فرميونات متطابقة علي $E = 3\epsilon_0$ ، $E = 6\epsilon_0$ و $E = 9\epsilon_0$ فانه لدينا 9 حالات ميكروسكوبية مختلفة. عند اضافة السبين يصبح عدد الحالات $9.2.2.2 = 72$ حالة ميكروسكوبية.

^(٥٥)Pauli.

- عند توزيع ثلاث فرميونات متطابقة علي $E = 3\epsilon_0$ ، $E = 3\epsilon_0$ و $E = 12\epsilon_0$ فانه لدينا حالة ميكروسكوبية واحدة. عند اضافة السبين فان الجسيمين علي المستوي $E = 3\epsilon_0$ لهما حالة سبين واحدة لان السبين يجب ان يكون مقترنا هنا حسب مبدأ الاستبعاد لباولي اما الجسيم الاخر فان له حالتي سبين مختلفتين. اذن يصبح لدينا $2 = 1.2$ حالة ميكروسكوبية.
- من اجل ثلاث فرميونات متطابقة موزعة علي $E = 6\epsilon_0$ ، $E = 6\epsilon_0$ و $E = 6\epsilon_0$ يمكن ان يكون لدينا $7 = 6 + 1$ امكانيات. من اجل الامكانيات الستة الاولي فان الجسيمين اللذين يقعان علي نفس الحالة الكمية لهما حالة سبين واحدة لان السبين لا يمكن الا ان يكون مقترنا هنا حسب مبدأ الاستبعاد لباولي اما الجسيم الثالث فله حالتي سبين مختلفتين. اذن 6 تصبح 6.2. من اجل الامكانية الاخيرة لدينا 2.2.2 حالة سبين مختلفة. اذن لدينا في الاجمال $20 = 6.2 + 1.2.2.2$ حالة ميكروسكوبية.

تمرين 2:

$$E = \epsilon_0 n^2, \quad \epsilon_0 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2}. \quad (369)$$

$$|n_1 s_1 m_1\rangle > |n_2 s_2 m_2\rangle > |n_3 s_3 m_3\rangle. \quad (370)$$

- توجد امكانيتان: (A) $|9\epsilon_0\rangle > |9\epsilon_0\rangle > |9\epsilon_0\rangle$ ، (B) $|\epsilon_0\rangle > |\epsilon_0\rangle > |25\epsilon_0\rangle$.
- اذا كانت الجسيمات متمايضة بدون سبين فان عدد الحالات هو كما يلي: (A) 1، (B) 3.
- اذا كانت الجسيمات متطابقة ذات سبين $s = 0$ فان عدد الحالات هو كما يلي: (A) 1، (B) 1.
- اذا كانت الجسيمات متطابقة ذات سبين $s = 1$ فان عدد الحالات هو كما يلي: (A) 10: كل الجسيمات لها نفس السبين (3)، جسيما لهما نفس السبين و الاخر مختلف (6)، سبينات الجسيمات كلها مختلفة (1)، (B) 18: الجسيما اللذان يقعان علي نفس المستوي لهما ستة حالات سبين و الجسيم الاخير له ثلاث حالات سبين.
- اذا كانت الجسيمات متطابقة ذات سبين $s = 1/2$ فان عدد الحالات هو كما يلي: (A) 0: مبدأ الاستبعاد لباولي، (B) 2: الجسيما اللذان يقعان علي نفس المستوي لهما حالة سبين واحدة و الجسيم الاخير له حالتي سبين.

تمرين 3:

- نعرف ان الطاقة تعطي ب

$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2mL^2}. \quad (371)$$

- مباشرة عدد الحالات يعطي ب

$$\Phi(E) = n = \frac{L}{\pi \hbar} \sqrt{2mE}. \quad (372)$$

اذن

$$\Omega(E) = \frac{d\Phi}{dE} \delta E = n = \frac{L}{2\pi\hbar} \sqrt{\frac{2m}{E}} \delta E. \quad (373)$$

• في الميكانيك الكلاسيكي لدينا

$$\begin{aligned} \Phi(E) &= \frac{1}{h} \int_{H \leq E} dx dp \\ &= \frac{2L}{h} \int_0^{\sqrt{2mE}} dp \\ &= \frac{2L}{h} \sqrt{2mE}. \end{aligned} \quad (374)$$

هذه نفس العبارة التي حصلنا عليها في الميكانيك الكمي.

تمرين 4: نحسب

$$\begin{aligned} \Phi(E) &= \frac{1}{h^3} \int_{H \leq E} dx dy dz dp_x dp_y dp_z \\ &= \frac{V}{h^3} \int_{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 \leq 2mE} dp_x dp_y dp_z \\ &= \frac{V}{h^3} \frac{4}{3} \pi (2mE)^{3/2}. \end{aligned} \quad (375)$$

$$\Omega(E) = \frac{d\Phi(E)}{dE} \delta E. \quad (376)$$

عند اضافة سبين s فاننا نضرب عدد الحالات ب $2s + 1$.

تمرين 5:

• الفضاء الطوري له ستة ابعاد هي $x_1, p_1, x_2, p_2, x_3, p_3$ الهاميلتونية تعطي ب

$$H = \frac{p_1^2}{2m} + \frac{p_2^2}{2m} + \frac{p_3^2}{2m}. \quad (377)$$

$$\begin{aligned} \Phi(E) &= \frac{1}{h^3} \int_{H \leq E} dx_1 dx_2 dx_3 dp_1 dp_2 dp_3 \\ &= \frac{L^3}{h^3} \int_{p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 \leq 2mE} dp_1 dp_2 dp_3 \\ &= \frac{L^3}{h^3} \frac{4}{3} \pi (2mE)^{3/2}. \end{aligned} \quad (378)$$

$$\begin{aligned} \Omega(E) &= \frac{d\Phi(E)}{dE} \delta E \\ &= \frac{4\pi L^3 m}{h^3} (2mE)^{1/2} \delta E. \end{aligned} \quad (379)$$

- نضرب في اثنين.
- نضرب في $2s + 1$.
- نقسم علي 3!

تمرين 8: نحصل علي

$$\Phi(E) = \frac{L^3}{h^3} \frac{4}{3} \pi \sqrt{8m^3} E^{3/2} = \frac{\pi}{6} (E/\epsilon_0)^{3/2}. \quad (380)$$

$$\Omega(E) = 4\pi \frac{L^3}{h^3} \sqrt{2m^3} E^{1/2} \delta E = \frac{\pi}{4} (E/\epsilon_0)^{1/2} \delta E/\epsilon_0. \quad (381)$$

نتصور ان $N = 3$ عدد كبير بحيث يمكننا ان نحسب الانتروبي من العبارة

$$\frac{S}{k} = \ln \Phi \Rightarrow S = k \ln \frac{\pi}{6} + \frac{3k}{2} \ln \frac{E}{\epsilon_0}. \quad (382)$$

الطاقة الداخلية تعطي بالعبارة

$$E = \epsilon_0 e^{-\frac{2}{3} \ln \frac{\pi}{6}} e^{\frac{2S}{3k}}. \quad (383)$$

نحسب المقادير الترموديناميكية

$$T = \left(\frac{\partial E}{\partial S} \right)_{V,N} = \frac{2}{3k} E \Rightarrow E = \frac{3}{2} kT. \quad (384)$$

$$P = -\left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_{S,N} = -\left(\frac{\partial \epsilon_0}{\partial V} \right)_{S,N} \frac{1}{\epsilon_0} \cdot E = \frac{2}{L} E \Rightarrow PL = 2E = 3kT. \quad (385)$$

تمرين 9:

- عدد ابعاد الفضاء الطوري هو 2 باحداثيات معطاة ب x و p . الهاميلتونية تعطي ب

$$H = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2} kx^2. \quad (386)$$

معادلات هاميلتون

$$\frac{\partial H}{\partial p} = \frac{p}{m} = \dot{x}. \quad (387)$$

$$\frac{\partial H}{\partial x} = kx = -\dot{p}. \quad (388)$$

اذن الحركة دورية بتواتر زاوي

$$\Omega = \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (389)$$

الحركة دورية تعطي صراحة بالحلول

$$x = A \cos(\Omega t + \phi), \quad p = m\dot{x} = -mA\Omega \sin(\Omega t + \phi). \quad (390)$$

نحسب بالتالي

$$H = \frac{A^2 k}{2} \Rightarrow A = \sqrt{\frac{2H}{m\Omega^2}}. \quad (391)$$

$$\begin{aligned} \Phi(E) &= \frac{1}{h} \int_{H \leq E} dx dp \\ &= \frac{1}{h} \int_{p^2/b^2 + x^2/a^2 \leq 1} dx dp. \end{aligned} \quad (392)$$

نحصل اذن علي مساحة قطع ناقص بانصاف محاور

$$a = \sqrt{\frac{2E}{k}}, \quad b = \sqrt{2mE}. \quad (393)$$

مساحة القطع الناقص $x^2/a^2 + y^2/b^2 = 1$ تحسب كالاتي

$$\begin{aligned} S &= \int_{-a}^a dx \int_{-b\sqrt{1-x^2/a^2}}^{b\sqrt{1-x^2/a^2}} dy \\ &= 2ba \int_{-a}^a \frac{dx}{a} \sqrt{1-x^2/a^2} \\ &= 2ab \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \phi d\phi \\ &= ab\pi. \end{aligned} \quad (394)$$

اذن عدد الحالات هو

$$\Phi(E) = \frac{E}{\hbar\Omega}. \quad (395)$$

$$\Omega(E) = \frac{\delta E}{\hbar\Omega}. \quad (396)$$

$$p \frac{\partial H}{\partial p} + x \frac{\partial H}{\partial x} = 2H. \quad (397)$$

اذن

$$\begin{aligned} \int_0^E 2H dp dx &= \int_0^E p \frac{\partial H}{\partial p} dp dx + \int_0^E x \frac{\partial H}{\partial x} dp dx \\ &= \int_0^E p \frac{\partial(H-E)}{\partial p} dp dx + \int_0^E x \frac{\partial(H-E)}{\partial x} dp dx \\ &= -2 \int_0^E (H-E) dp dx. \end{aligned} \quad (398)$$

اذن

$$\begin{aligned}
 \langle H \rangle &= \frac{\frac{d}{dE} \int_0^E H dp dx}{\frac{d}{dE} \int_0^E dp dx} \\
 &= \frac{\frac{d}{dE} \int_0^E (E - H) dp dx}{\frac{d}{dE} \int_0^E dp dx} \\
 &= \frac{\int_0^E dp dx}{\frac{d}{dE} \int_0^E dp dx} \\
 &= \frac{\Phi}{d\Phi/dE} \\
 &= \frac{1}{d \ln \Phi / dE} \\
 &= \frac{k}{dS/dE} \\
 &= kT. \tag{٣٩٩}
 \end{aligned}$$

استخدمنا اعلاه العلاقة

$$\frac{d}{dx} \int_0^{h(x)} f(x, y) dy = \int_0^{h(x)} \frac{\partial}{\partial x} f(x, y) dy + h'(x) f(x, h(x)). \tag{٤٠٠}$$

تمرين 10:

• الطاقة داخل مكعب تعطي ب

$$E = \epsilon_0(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2). \tag{٤٠١}$$

بالنسبة للمكعب الاول هناك تمثيلتان طاقيتان:

• A : الجسيمان علي المستوي الطاقوي $E = 6\epsilon_0$. لان هذا المستوي منحل ثلاث مرات لدينا اذن $3 \cdot 3 = 9$ حالة ميكرو سكوبية ممكنة.

• B : احد الجسيمان علي المستوي $E = 3\epsilon_0$ و الاخر علي المستوي $E = 9\epsilon_0$. لان $E = 3\epsilon_0$ غير منحل و $E = 9\epsilon_0$ منحل ثلاث مرات لدينا $3 \cdot 2 = 6$ حالة ميكرو سكوبية حيث 2 راجع الي تمايز الجسيمات .

عدد الحالات الميكرو سكوبية في المكعب الاول هو $\Omega_I = 9 + 6 = 15$.

بالنسبة للمكعب الثاني الجسيم يقع علي المستوي $E = 9\epsilon_0$. اذن هناك ثلاث حالات ميكرو سكوبية اي $\Omega_{II} = 3$.

لان الجدار الفاصل ادياباتيكى فان عدد الحالات الكلي هو $\Omega_I \cdot \Omega_{II} = 15 \cdot 3 = 45$.

• لما ننزع الجدار الفاصل فان الحجم يصبح متوازي اسطح. الطاقة تعطي الان ب

$$\begin{aligned}
 E &= \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m} (n_x^2/L_x^2 + n_y^2/L_y^2 + n_z^2/L_z^2) \\
 &= \epsilon_0(n_x^2/4 + n_y^2 + n_z^2). \tag{٤٠٢}
 \end{aligned}$$

هناك طاقات تساوي $\epsilon_0 p/4$ حيث p عدد طبيعي لا يقبل القسمة علي 4 و لانه لدينا ثلاث جسيمات (عدد فردي) فان هذه الطاقات لا يمكن ان تجمع ل $21\epsilon_0$. يتبقي لنا الطاقات التالية:

- $(n_x, n_y, n_z) = (2, 1, 1) : E = 3\epsilon_0$
- $(n_x, n_y, n_z) = (2, 1, 2), (2, 2, 1), (4, 1, 1) : E = 6\epsilon_0$
- $(n_x, n_y, n_z) = (2, 2, 2), (4, 1, 2), (4, 2, 1) : E = 9\epsilon_0$
- $(n_x, n_y, n_z) = (2, 3, 1), (2, 1, 3) : E = 11\epsilon_0$
- $(n_x, n_y, n_z) = (4, 2, 2) : E = 12\epsilon_0$
- $(n_x, n_y, n_z) = (2, 3, 2), (2, 2, 3) : E = 14\epsilon_0$
- $(n_x, n_y, n_z) = (2, 4, 1), (2, 1, 4) : E = 18\epsilon_0$

اذن هناك ثلاث تمثيلات طااقوية ممكنة:

- A : جسيمان علي المستوي الطاقوي $E = 6\epsilon_0$ و الاخر علي المستوي الطاقوي $E = 9\epsilon_0$. الجسيم علي المستوي $E = 9\epsilon_0$ له ثلاث امكانيات، الجسيمان علي المستوي $E = 6\epsilon_0$ لهما تسعة امكانيات و تمايز الجسميات يؤدي الي معامل ضرب يساوي ثلاثة. اذن هناك $3 \times 3 = 9$ حالة ميكروسكوبية ممكنة.
- B : جسيم علي المستوي $E = 3\epsilon_0$ ، الجسيم الثاني علي المستوي $E = 6\epsilon_0$ و الثالث علي المستوي $E = 12\epsilon_0$. الجسيم علي المستوي $E = 3\epsilon_0$ له امكانية واحدة، الجسيم علي المستوي $E = 6\epsilon_0$ له ثلاث امكانيات، الجسيم علي المستوي $E = 12\epsilon_0$ له امكانية واحدة و تمايز الجسميات يؤدي الي 3! اذن لدينا $3 \times 3 \times 1 = 9$ حالة ميكروسكوبية.
- C : جسيمان علي المستوي الطاقوي $E = 9\epsilon_0$ و الاخر علي المستوي الطاقوي $E = 3\epsilon_0$. الجسيمان علي المستوي $E = 9\epsilon_0$ لهما تسعة امكانيات، الجسيم علي المستوي $E = 3\epsilon_0$ له امكانية واحدة و تمايز الجسميات يؤدي الي معامل ضرب يساوي ثلاثة. اذن هناك $3 \times 3 = 9$ حالة ميكروسكوبية ممكنة.

عدد الحالات الاجمالي هو $9 + 9 + 9 = 27$. عدد الحالات يزداد عند رفع الحاجز الادياباتيكي.

تمرين 11:

- بالنسبة للعبة الاولي لدينا تمثيلتان طاقيتان: (A) الجسيمان علي المستوي الطاقوي $E = 6\epsilon_0$ المنحل ثلاث مرات. اذن هناك $3 \times 3 = 9$ حالة ميكروسكوبية. (B) جسيم علي المستوي الطاقوي $E = 9\epsilon_0$ المنحل ثلاث مرات و جسيم علي المستوي الطاقوي $E = 3\epsilon_0$ غير المنحل. اذن هناك $3 \times 2 = 6$ حالة ميكروسكوبية. عدد الحالات الاجمالية بالنسبة للمكعب الاول هو $\Omega_I = 9 + 6 = 15$
- بالنسبة للعبة الثانية لدينا ايضا تمثيلتان طاقيتان: (A) الجسيمان علي المستوي الطاقوي $E = 9\epsilon_0$ المنحل ثلاث مرات. اذن هناك $3 \times 3 = 9$ حالة ميكروسكوبية. (B) جسيم علي المستوي الطاقوي $E = 6\epsilon_0$ المنحل ثلاث مرات و جسيم علي المستوي الطاقوي $E = 12\epsilon_0$ غير المنحل. اذن هناك $3 \times 2 = 6$ حالة ميكروسكوبية. عدد الحالات الاجمالية بالنسبة للمكعب الثاني هو $\Omega_{II} = 9 + 6 = 15$.
- عدد الحالات الكلي هو $\Omega = \Omega_I \cdot \Omega_{II} = 15 \cdot 15 = 225$ حالة ميكروسكوبية.
- يمكن ان تتوزع الطاقة كما يلي: (A) $E_I = 6\epsilon_0$ ، $E_{II} = 24\epsilon_0$ و العكس. (B) $E_I = 9\epsilon_0$ ، $E_{II} = 21\epsilon_0$ و العكس. (C) $E_I = 12\epsilon_0$ ، $E_{II} = 18\epsilon_0$ و العكس. (D) $E_I = 15\epsilon_0$ ، $E_{II} = 15\epsilon_0$ و العكس.

○ (A): اللعبة الاولى: الجسيمان علي المستوي الطاقوي $E = 3\epsilon_0$ (حالة واحدة). اللعبة الثانية: الجسيمان علي المستوي الطاقوي $E = 12\epsilon_0$ (حالة واحدة)، جسيم علي المستوي الطاقوي $E = 18\epsilon_0$ المنحل ثلاث مرات و الجسيم الاخر علي المستوي الطاقوي $E = 6\epsilon_0$ المنحل ثلاث مرات (تسعة حالات)، جسيم عي المستوي الطاقوي $E = 21\epsilon_0$ المنحل ستة مرات و الجسيم الاخر علي المستوي الطاقوي $E = 3\epsilon_0$ (12 حالة). اذن هناك $\Omega_A = \Omega_1 \cdot \Omega_2 \cdot 2 = 1 \cdot 31 \cdot 2 = 62$ حالة.

(B): اللعبة الاولى: جسيم علي المستوي الطاقوي $E = 3\epsilon_0$ و جسيم علي المستوي الطاقوي $E = 6\epsilon_0$ المنحل ثلاث مرات (ستة حالات). اللعبة الثانية: جسيم علي المستوي الطاقوي $E = 3\epsilon_0$ و جسيم علي المستوي الطاقوي $E = 18\epsilon_0$ المنحل ثلاث مرات (ستة حالات)، جسيم عي المستوي الطاقوي $E = 9\epsilon_0$ المنحل ثلاثة مرات و الجسيم الاخر علي المستوي الطاقوي $E = 12\epsilon_0$ (ستة حالات). اذن هناك $\Omega_B = \Omega_1 \cdot \Omega_2 \cdot 2 = 6 \cdot 12 \cdot 2 = 144$ حالة.

(C): اللعبة الاولى: جسيم علي المستوي الطاقوي $E = 3\epsilon_0$ و جسيم علي المستوي الطاقوي $E = 9\epsilon_0$ المنحل ثلاث مرات (ستة حالات)، الجسيمان علي المستوي الطاقوي $E = 6\epsilon_0$ المنحل ثلاث مرات (تسعة حالات). اللعبة الثانية: جسيم علي المستوي الطاقوي $E = 12\epsilon_0$ و جسيم علي المستوي الطاقوي $E = 6\epsilon_0$ المنحل ثلاث مرات (ستة حالات)، الجسيمان عي المستوي الطاقوي $E = 9\epsilon_0$ المنحل ثلاثة مرات (تسعة حالات). اذن هناك $\Omega_C = \Omega_1 \cdot \Omega_2 \cdot 2 = 15 \cdot 15 \cdot 2 = 450$ حالة.

(D): اللعبة الاولى: جسيم علي المستوي الطاقوي $E = 6\epsilon_0$ المنحل ثلاث مرات و جسيم علي المستوي الطاقوي $E = 9\epsilon_0$ المنحل ثلاث مرات (18 حالة)، جسيم علي المستوي الطاقوي $E = 3\epsilon_0$ و جسيم علي المستوي الطاقوي $E = 12\epsilon_0$ (حالتان). اللعبة الثانية: نفس التعداد. اذن هناك $\Omega_D = \Omega_1 \cdot \Omega_2 = 20 \cdot 20 = 400$ حالة.

○ العدد الاجمالي للحالات الميكرو سكوبية هو

$$\Omega = \Omega_A + \Omega_B + \Omega_C + \Omega_D = 62 + 144 + 450 + 400 = 1056. \quad (٤٠٣)$$

حسب مسلمة تساوي الاحتمال فان احتمال الحصول علي اي حالة ميكرو سكوبية هو

$$P = 1/1056. \quad (٤٠٤)$$

نحسب ايضا الاحتمالات

$$\begin{aligned} P(E_I = 6\epsilon_0) &= 31/1056, & P(E_I = 9\epsilon_0) &= 72/1056 \\ P(E_I = 15\epsilon_0) &= 400/1056, & P_I(E_I = 12\epsilon_0) &= 225/1056. \end{aligned} \quad (٤٠٥)$$

تمرين 12:

- المكاملة بالتجزئة.
- استخدم الخاصية التي برهنا عليها في السؤال السابق.

• المكاملة بالتجزئة و تغيير المتغير $x = az^2$ يؤديان الي العلاقات

$$\begin{aligned}(1/2)! = \Gamma(3/2) &= \frac{1}{2} \int_0^{\infty} x^{-1/2} e^{-x} dx \\ &= -a^{3/2} \frac{d}{da} \int_{-\infty}^{+\infty} dz e^{-az^2} \\ &= -a^{3/2} \frac{d}{da} (\sqrt{\pi} a^{-1/2}) \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{\pi}. \quad (٤٠٦)\end{aligned}$$

اذن

$$(3/2)! = (1/2)\Gamma(1/2) = \sqrt{\pi}/4. \quad (٤٠٧)$$

• انظر الي المحاضرة.

المجموعة القانونية و النظرية الحركية للغازات